

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

На правах рукописи

Семиков Сергей Александрович

**Методы экспериментальной проверки  
баллистической теории света**

01.04.03 – Радиофизика

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д. ф.-м. н., проф.

Бакунов Михаил Иванович

Нижегород – 2016

# Содержание

<b>ВВЕДЕНИЕ.....</b>	<b>4</b>
<b>ГЛАВА 1. АСТРОНОМИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ КАК КРИТЕРИЙ ПРОВЕРКИ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ.....</b>	<b>11</b>
§ 1.1. Статистика двойных звёзд и эффект Барра .....	11
§ 1.2. Эффект Ритца и природа закона Хаббла.....	23
§ 1.3. Эффект абберации звёздного света и его аномалии.....	35
§ 1.4. Аномалии экзопланет как следствие вариаций скорости света .....	36
§ 1.5. Эффект Ритца, двойные и переменные звёзды .....	44
§ 1.6. Выводы .....	58
<b>ГЛАВА 2. КРИТЕРИИ ПРОВЕРКИ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ МЕТОДАМИ РЕНТГЕНОВСКОЙ И РАДИОАСТРОНОМИИ, ЛАЗЕРНОЙ И РАДИОЛОКАЦИИ .....</b>	<b>59</b>
§ 2.1. Рентгеновские пульсары, барстеры, новые и сверхновые звёзды как следствие баллистической теории.....	59
§ 2.2. Механизмы генерации гиролиний рентгеновских пульсаров, радиоизлучения квазаров, радиопульсаров и космических мазеров .....	69
§ 2.3. Искажение видимой структуры изображений звёзд, планет и галактик.....	71
§ 2.4. Невязки планетной радиолокации и их баллистическая коррекция .....	82
§ 2.5. Ошибки радиолокации АМС, GPS, ГЛОНАСС и баллистические поправки .....	87
§ 2.6. Невязки лазерной локации и переменность скорости света как причина «неравномерности» вращения Луны и Земли .....	93
§ 2.7. Выводы .....	96
<b>ГЛАВА 3. ОПТИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО НАБЛЮДЕНИЮ СЛЕДСТВИЙ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ.....</b>	<b>97</b>
§ 3.1. Опыт Саньяка, лазерный гироскоп и роль вращения зеркал.....	97
§ 3.2. Опыты с движущимися средами – опыты Физо, Кантора и Дуплищева .....	99
§ 3.3. Проверка постоянства скорости света фемтосекундными лазерами .....	101
§ 3.4. Схемы опытов по проверке эффекта Ритца в лазерной физике.....	103
§ 3.5. Эффект генерации гармоник при модуляции скорости света .....	109
§ 3.6. Поперечный эффект Доплера в баллистической теории .....	112
§ 3.7. Характеристики излучения элементарных излучателей в теории Ритца .....	114
§ 3.8. Эксперименты с использованием эффекта Мёссбауэра.....	118
§ 3.9. Выводы .....	120

<b>ГЛАВА 4. БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ИЗЛУЧЕНИИ СВЕТА ДВИЖУЩИМИСЯ РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЧАСТИЦАМИ .....</b>	<b>121</b>
§ 4.1. Опыты с движущимися мезонами и ядрами .....	121
§ 4.2. Замеры скорости аннигиляционного излучения .....	124
§ 4.3. Опыты с синхротронным излучением (Мазманишвили, Александров).....	126
§ 4.4. Механизм генерации синхротронного излучения в баллистической теории .....	130
§ 4.5. Механизм генерации и свойства черенковского излучения.....	134
§ 4.6. Свойства ондуляторного излучения в баллистической теории.....	138
§ 4.7. Прямые замеры скорости релятивистских частиц и их излучения.....	139
§ 4.8. Баллистическая электродинамика.....	141
§ 4.9. Квантовые эффекты баллистической электродинамики .....	143
§ 4.10. Аномалии и статистические характеристики космических лучей .....	146
§ 4.11. Выводы .....	151
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....</b>	<b>152</b>
Литература.....	153
Список публикаций по теме диссертации.....	162
Доклады и выступления на семинарах и чтениях .....	164

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время, в свете экспериментов по регистрации электромагнитных волн в космосе и лаборатории с групповой скоростью выше скорости света в вакууме  $c$  [14, 262], особо актуальна проблема точного измерения скорости световых сигналов и влияния на неё скорости источника [347, 348]. Также в вакууме зарегистрированы световые сигналы со скоростью меньшей  $c$  [346]. Об актуальности темы свидетельствует ряд работ, опубликованных в последние 15 лет академиком РАН Е.Б. Александровым, М.А. Бонч-Бруевичем, Г.Б. Малыкиным, А.С. Мазманишвили и др. [9, 11, 67, 105–107, 261, 390, 391]. Из этих работ следует, что утвердившееся в течение XX века мнение о независимости скорости света от скорости источника фактически не подтверждено экспериментами. Только в последние десять лет были поставлены прямые эксперименты, в том числе с применением синхротронного излучения, позволяющие сделать однозначный вывод о степени постоянства скорости света.

Как отмечено [9, 105, A2, 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 скорости источника на скорость света, предсказанного век назад в рамках Баллистической Теории Ритца (БТР), диктуется также тем, что из теории следует эффект трансформации частоты света при ускорении источника. В случае подтверждения данный 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, обнаруженных в последние годы при исследовании внегалактических и галактических объектов, в том числе экзопланет. Из баллистической теории следуют электродинамические соотношения, отличные от найденных в рамках электродинамики Максвелла. Таким образом, количественный анализ в рамках баллистической теории позволит уточнить электродинамические характеристики и повысить КПД приборов, в частности ускорителей элементарных частиц [A37, A45].

Баллистическую теорию света выдвинул в 1908 г. швейцарский физик и математик Вальтер Ритц [1] 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 [2]. Согласно баллистической теории, электромагнитные воздействия, свет, распространяются, как в корпускулярной теории Ньютона, аналогично потоку частиц, испущенных относительно источника с номинальной 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

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

аналогично скорости снарядов из подвижного орудия (отсюда название теории). Эта механическая модель электромагнитных взаимодействий удовлетворяла принципу относительности Галилея, тем самым объяснив, как отмечено в литературе [2, 263], аберрацию звёздного света и отрицательный результат опытов Майкельсона-Морли, Кеннеди-Торндайка, Трутона-Нобла и других опытов по выявлению инерциального движения Земли. В рамках теории Ритц объяснил и волновые свойства света [1, A48], а Дж.Дж. Томсон вывел верные выражения для полей  $E$  и  $H$  колеблющегося заряда [3]. Этот изящный вывод на основе баллистической теории приводят и в современных курсах физики [4].

Основное содержание баллистической теории Ритца, как отметил академик М.А. Ельяшевич [5, 6], составляет бесполовой домаксвеллов подход в электродинамике, переходящий к работам Вебера, Гаусса и Римана. В рамках этого подхода электромагнитные силы определялись исключительно как функции относительных положений, скоростей и ускорений зарядов, а не пустого пространства между ними. Для их описания Ритц предложил, задолго до квантовой электродинамики, гипотезу о квантах электрического поля – переносящих электрическое воздействие элементарных частицах (*реонах*  $R$ , от греч «ρεος» – поток, истечение, так как баллистические теории называют ещё теориями истечения [1, 2, A20]), постоянно испускаемых электронами (и другими заряженными частицами) со скоростью света  $c$  и поглощаемых другими электронами, 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 источника к скорости испущенных ими квантов (*реонов*) приводит к зависимости (1) скорости электрических воздействий и света от скорости источника. То есть электрическое поле и переносящие его частицы-реоны сохраняют скорость излучающих зарядов, что подтвердили и прямые эксперименты [297]. Анализ литературы, предпринятый автором, показал, что термин «*реоны*» предлагался прежде и в отношении других гипотетических субэлектронных частиц, например академиком Н.С. Акуловым [322].

Магнитные, индукционные и гравитационные силы в теории Ритца получались в качестве малых поправок к электрической силе, вызванных относительным движением зарядов. Ритц вывел зависимости для 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 [1] и получив для них формулу, совпавшую с найденной спустя 7 лет Эйнштейном в рамках общей теории относительности [7].

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, причём, как отмечено в работах [8–11], без достаточных оснований, по некорректным критериям. Один из первых аргументов, выдвинутый Де Ситтером против теории Ритца в 1913 г. и основанный на астрономических измерениях искажений в движении двойных звёзд, за счёт влияния их орбитальной скорости на скорость излучаемого света, как показал Дж. Фокс [8], не имеет доказательной силы. Если учесть рассеяние света межзвёздной средой, которая в качестве вторичного источника переизлучает свет со скоростью  $c$  уже относительно среды, т.е. нивелирует отклонения скорости света от номинального значения  $c$ , тогда наблюдаемые искажения окажутся крайне малы, в согласии с наблюдениями. Эти остаточные отклонения реально наблюдаются в форме эффекта Барра (§ 1.1). То же относится к другим астрономическим наблюдениям, приводимым в качестве противоречащих теории Ритца. В том числе это – эксперимент со светом звёзд, выполненный Р. Томашеком по схеме Майкельсона [2] и опыт А.М. Бонч-Бруевича [68] по сравнению скорости движущихся краёв Солнца. Аналогично 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 [8, 101–103, А2], фактически не противоречат баллистической теории и опыты в области физики высоких энергий и замеры скорости света релятивистских частиц.

Таким образом, несмотря на вековую историю проверок баллистической теории и постоянства скорости света, всё ещё нет экспериментов, однозначно доказывающих ошибочность теории Ритца и независимость скорости света от скорости источника. И напротив, как показано в данной работе, существует ряд косвенных 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 помощью радиолокации, лазерной локации и фемтосекундных лазеров. Также это могут быть эксперименты по проверке вытекающих из баллистической теории эффектов преобразования частоты света и длительности лазерных импульсов. В работе будут рассмотрены классические и современные опыты и критерии проверки теории Ритца и предложены новые. Реализация новых экспериментов и методов проверки баллистической теории позволит, во-первых, получить уточнённое значение скорости света в вакууме, во-вторых, – однозначно проверить её постоянство и независимость от скорости источника и от других факторов, с целью окончательного прояснения этого всё 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 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 графика лучевых скоростей, инверсия орбитального движения, гармоника 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 Хаббловский закон красного смещения 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 красного смещения квазаров и других аномальных объектов и 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 её постоянстве. Впервые с позиций баллистической теории объяснены аномалии данных радиолокации таких АМС как «Пионер-11, 12», «Кассини» и показано, что их аномальное ускорение по величине и направлению соответствует предсказанному баллистической теорией. Впервые из теории Ритца объяснена Flyby-аномалия у АМС, пролетающих мимо Земли по гиперболической траектории.
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, полученных 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 рассеивающих 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. Впервые показано, что результаты опытов Мазманишвили и Александрова по измерению скорости синхротронного излучения не противоречат баллистической теории, а косвенно свидетельствуют в её пользу. Предложен метод прямого измерения скорости частиц и их излучения, позволяющий осуществить однозначную проверку теории Ритца.

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

**В первой главе** произведён анализ проверок баллистической теории света в космосе средствами оптической астрономии, предоставившей первые критерии проверки теории.

В § 1.1 рассмотрен эффект искажения в движении двойных звёзд, обусловленный, согласно баллистической теории, добавлением их орбитальной скорости к скорости света. Отмечено, что эффект реально наблюдается в виде эффекта Барра, т.е. преобладания двойных звёзд с орбитами, вытянутыми к Земле (с долготами периастра, группирующимися возле значения  $\omega = 90^\circ$ ). Предложены критерии проверки, устанавливающие связь эффекта Барра с переменностью скорости света. Показано, что все приведённые критерии удовлетворяются.

В § 1.2 в рамках баллистической теории обоснован эффект Ритца, т.е. эффект преобразования длины волны  $\lambda$  света от источника, расположенного на расстоянии  $L$  и движущегося с ускорением  $a$ , направленным в сторону от наблюдателя, так что преобразованная длина волны  $\lambda' = \lambda(1 + La/c^2)$ . Показано, что из эффекта Ритца в рамках модели стационарной Вселенной следует Хаббловский закон красного смещения галактик  $\lambda' = \lambda(1 + LH/c)$ . По известным центростремительным ускорениям  $a$  звёзд в ядрах галактик эффект позволяет рассчитать теоретическое значение постоянной Хаббла  $H = a/c$ , близкое к измеренному. На ряде примеров показано, что эффект объясняет все 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. Брэдлеем в рамках баллистического принципа и может рассматриваться как одно из современных 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 и большие радиусы орбит*). Показано, что эти аномалии предсказаны баллистической теорией и получают простое естественное объяснение в её рамках.

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 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 [120, 121], согласно которому наблюдения рентгеновских пульсаров и барстеров противоречат баллистической теории. Показано, что фактически, учёт переизлучения межзвёздной средой снимает это противоречие. Продемонстрировано, что ряд аномалий пульсаров и барстеров естественно объясняется в рамках баллистической теории, качественно и количественно предсказывающей подобные 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, возникающие при искажении структуры и умножении числа изображений звёзд и галактик, вызванные их вращением и орбитальным движением. Предсказанные баллистической теорией искажения сопоставлены с наблюдаемыми искажениями формы галактик и звёзд, по данным оптических и радиотелескопов-интерферометров, обладающих 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-1, 2», «Пионер-11, 12» и «Кассини». В теории Ритца эти ошибки интерпретированы без гипотезы об аномальном ускорении аппаратов в направлении Солнца, но как следствие неучёта влияния скорости АМС на скорость радиосигнала. В рамках классической физики объяснена Flyby-аномалия, обнаруженная у АМС на пролётных траекториях возле Земли.

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 влияния скорости Земли и Луны на скорость света. Показано, что учёт переменности скорости света устраняет также ряд «неравномерностей» в движе-

нии 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 и 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, чтобы реализовать однозначную проверку баллистической теории.

В § 3.2 в рамках баллистической теории рассчитана зависимость скорости света от подвижного источника в неподвижной среде, а также для скорости света 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 рассмотрены 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  $f' = f(1 - La/c^2)$ , в т.ч. иных частотных диапазонов. Расчётная критическая величина ускорения  $a \sim 10^{17}$  м/с<sup>2</sup>, 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. Установка, собранная по рассмотренной схеме, позволит однозначно проверить эффект Ритца, и, в случае его подтверждения, – плавно перестраивать частоту света.

В § 3.5 построена теория генерации гармоник лазерного излучения, рассеянного на атомах или наночастицах. Показано, что 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, образованную при абляции твёрдой поверхности. Предложены критерии, позволяющие сделать вывод о природе 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 выводы баллистической теории, во-первых, не противоречат результатам опытов по измерению квадратичного эффекта Доплера, во-вторых, в ряде случаев лучше согласуются с данными опытов, чем прогнозы СТО. В частности, классический эффект Доплера легко объясняет Flyby-аномалию.

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

В § 3.8 исследованы проявления эффекта Ритца для  $\gamma$ -источников, 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  $\gamma$ -источника в гравитационном поле тоже может быть объяснён по эффекту Ритца.

**В четвёртой главе** рассмотрены эксперименты по измерению и сравнению скорости излучения от движущихся релятивистских частиц. Продемонстрировано, что результаты известных экспериментов данного типа не противоречат баллистической теории.



В § 4.1 рассмотрены опыты с релятивистскими протонами, ядрами и мезонами, в том числе опыт Альвагера. Показано, что результаты этих опытов не противоречат баллистической теории, в случае учёта эффекта переизлучения, которым пренебрегали в экспериментах с рентгеновским и гамма-излучением от релятивистских частиц. Предложены уточнённые методы и критерии проверки баллистической теории в экспериментах подобного типа.

В § 4.2 произведён анализ результатов опыта Саде [99] по сравнению скорости аннигиляционного  $\gamma$ -излучения от электрон-позитронных пар. Показано, что опыт не противоречит баллистической теории, т.к. напрямую не измерена величина и направление скорости аннигилирующих частиц, что делает результат опыта неоднозначным. Предложена уточнённая схема опыта с разными пролётными длинами, для прямого измерения скорости гамма-лучей.

В § 4.3 произведён анализ опытов Мазманишвили и Александрова по измерению скорости синхротронного излучения релятивистских электронов, которые принято рассматривать в качестве противоречащих баллистической теории. Отмечены основные недочёты подобных опытов – отсутствие экспериментальных и теоретических оценок длины переизлучения в среде для релятивистских скоростей, а также отсутствие прямых измерений скорости излучающих частиц, что делает результаты опытов неоднозначными. Предложены усовершенствованные схемы опытов и методы измерений для устранения этой неоднозначности и для точной проверки баллистической теории. Показано, что отдельные результаты эксперимента могут рассматриваться в качестве косвенного подтверждения баллистической теории.

В § 4.4 в рамках баллистической теории построен классический вариант теории синхротронного излучения. Показано, что предсказанные баллистической теорией характеристики синхротронного излучения (*угловое распределение, спектр и длительность импульсов*) согласуются с экспериментальными, вопреки аргументу Ньюбурга [135]. А ряд характеристик синхротронного излучения, например, влияние длины канала вывода на спектр излучения, лучше согласуются с выводами баллистической теории, чем с прогнозами СТО.

В § 4.5 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 [220, 221], не находящие объяснений в рамках релятивистской теории.

В § 4.6 в рамках баллистической теории построена теория ондуляторного излучения. На ряде примеров показано, что теория согласуется с характеристиками ондуляторного излучения. А экспериментальные измерения длительности импульсов ондуляторного излучения, приводимые в качестве противоречащих теории Ритца, фактически, соответствуют ей.

В § 4.7 предложены схемы экспериментов по прямому измерению скорости релятивистских частиц время-пролётным методом. Рассчитаны значения скорости частиц в конкретных типах линейных ускорителей в рамках специальной теории относительности и в баллистической теории. Показано, что точность измерений в таких схемах достаточна для выбора между двумя теориями. Предложены схемы по сравнению скорости электромагнитного излучения релятивистских частиц со скоростью света неподвижного источника.

В § 4.9 рассмотрены квантовые эффекты баллистической теории. В частности, именно в баллистической теории впервые предсказаны кванты электрического поля (*реоны*), удары которых об электроны ведут к их хаотическому движению [1, 113]. Именно такой эффект наблюдался в ондуляторе на установке ВЭПП-3. Показано, что это хаотическое движение электронов в регулярных полях косвенно подтверждает реальность реонов. По снятым параметрам хаотического движения электронов рассчитана масса, частота вылета и ударов реонов.

В § 4.10 исследованы свойства и статистические характеристики космических лучей экстремальных энергий, в частности зенитно-угловое распределение. Показано, что наблюдаемые свойства согласуются с классическими оценками скорости частиц и баллистической теорией, но расходятся с прогнозом 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 косвенно подтверждают теорию Ритца. Таким образом, вопрос о влиянии скорости источника на скорость света остаётся открытым и требует для решения дополнительных уточнённых экспериментов.
2. Результаты космической радиолокации и лазерной локации подтверждают влияние скорости источника и отражающего сигналы небесного тела на скорость света. Уточнённое измерение скоростей, положений, орбит небесных тел и космических аппаратов разными методами и сопоставление их результатов – основной критерий проверки теории Ритца.
3. Из баллистической теории следует эффект преобразования длины волны  $\lambda$ , длительности и мощности световых импульсов от ускоренно движущегося источника, причём изменение  $\lambda$  пропорционально ускорению источника и дистанции, пройденной светом в вакууме.
4. Данный эффект (*эффект Ритца*) качественно и количественно объясняет хаббловский закон красного смещения галактик, без гипотезы о расширении Вселенной. Также эффект объясняет парадоксы красного смещения, в том числе парные галактики Арпа, несовпадение красных смещений в разных группах линий, 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, простое объяснение получает спектр переменных звёзд, а также вариации периода, амплитуды и формы их кривой блеска.
6. Эффект Ритца может быть проверен в лабораторных условиях, 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 может быть непосредственно проверено в предложенных в диссертации экспериментальных схемах на основе фемтосекундных лазеров и генераторов непрерывного лазерного излучения.
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 качественно и количественно объясняет все свойства синхротронного, ондуляторного и черенковского излучения в рамках классической физики. А отдельные свойства этих излучений получают более естественное, простое и точное описание 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 по формулам классической физики.
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 небесной карты распределения источников космических лучей.

#### **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.

# Глава 1. Астрономические наблюдения как критерий проверки баллистической теории

Исторически первой стала проверка баллистической теории света в космосе (*мегамире*). Сравнительно 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 (исключающий переизлучение) упрощают обнаружение влияния скорости источника на скорость света, по сравнению с земными условиями и лабораторными экспериментами.

Фактически, первым астрономическим тестом баллистической теории света (по сути, *корпускулярной теории света Ньютона*) стало открытие Дж. Брадлеем в 1725 г. аберрации звёздного света, то есть отклонения направлений лучей света звёзд для земного наблюдателя за счёт движения Земли [18]. Звёздная аберрация впервые позволила обнаружить относительный характер движения света и уже самим Брадлеем интерпретировалась на основе корпускулярной теории света: свет вёл себя как поток корпускул, относительная скорость  $c'$  которого зависела от скорости наблюдателя  $V$ . Поэтому направление скорости  $c'$  менялось в зависимости от скорости Земли, что на протяжении двух веков служило основным аргументом в пользу корпускулярной, а не волновой теории света. Однако изменение направления скорости света и звёздную аберрацию предсказывает и специальная теория относительности.

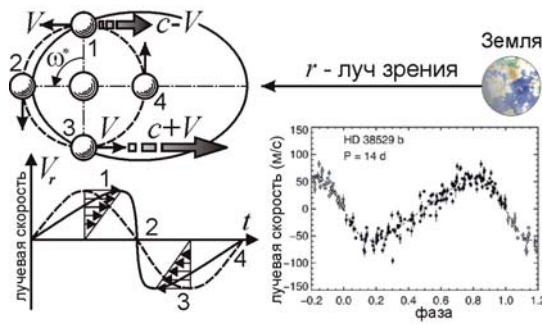
Для проверки влияния скорости источника на величину скорости света предлагали применить также наблюдения двойных звёзд, орбитальная скорость которых, меняя скорость света, искажала бы видимые движения звёзд. Именно этот тест исторически стал первым критерием выбора между баллистической теорией Ритца и теорией относительности, так что он в разных вариациях применяется для проверки теории вплоть до настоящего времени.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A1–A54].

## § 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-звезды [123]. 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  $c + V$ , и он достигал бы Земли за меньшее время, чем свет, испущенный со скоростью  $c - V$  в момент удаления. В итоге видимое движение звезды (*сплошная линия* на Рис. 1.2) в двойной системе искажилось бы так, словно звезда летит быстрее, когда находится дальше от Земли (за картинной плоскостью), и медленнее, когда находится ближе (перед картинной плоскостью) [124]. Движение звезды показалось бы происходящим по орбите, вытянутой к Земле. Как отметил в 1913 г. голландский астроном В. Де Ситтер, ряд звёзд, включая спектрально-двойные, по наблюдениям имеют почти круговые орбиты без подобных искажений, вопреки баллистической теории [125]. Именно этот аргумент приводят в качестве основного противоречия баллистической теории [18, 164].

Однако в том же 1913 г. астрономы П. Гутник [126] и Э. Фрейндлих [127] отметили спорность данного аргумента. Изучив статистику двойных звёзд, они показали, что у большинства звёзд орбиты всё же вытянуты, и в основном как раз в сторону Земли (долготы периастров  $\omega$  группируются возле значения  $\omega = 90^\circ$ ), в согласии с предсказанием теории Ритца [123]. Этот эффект преимущественной вытянутости орбит звёзд к Земле, открытый в 1908 г. канадским астрономом Дж.М. Барром [128], подтверждённый современными астрономами [129, 394, 395], включая отечественных [130], и называемый эффектом Барра, до сих пор не объяснён однозначно. Поэтому его интерпретация в баллистической теории заслуживает внимания [7].



**Рис. 1.1.** Схема движения звезды по круговой орбите (*пунктир*) и кривая её лучевой скорости  $V_r(t)$  (*пунктир внизу*). 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 экзопланет асимметричная кривая  $V_r(t)$  ( $e = 0,25$ ,  $\omega^* = 95^\circ$ ).

Как показал Гутник [126], 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. С точки зрения современной астрономии этот вывод особенно интересен, поскольку позволяет объяснить аномально высокие эксцентриситеты орбит экзопланет [131], см. § 1.4. Не исключено, что реальные орбиты экзопланет, подобно орбитам планет Солнечной системы, почти круговые, но обретают мнимые эксцентриситеты от искажения их видимого движения (Рис. 1.1). Как отметил Фрейндлих [2, 127], видимые искажения малы, если на пути света к Земле зависимость его скорости от скорости источника по каким-то причинам ослаблена, и оцениваемая по искажениям скорость света имеет вид

$$\mathbf{c}' = \mathbf{c} + k\mathbf{V}, \quad (1.1)$$

где  $k \ll 1$  и составляет по оценке Де Ситтера значение  $k < 0,002$  [2, 125].

Причину снижения влияния скорости источника на скорость света указал в 1965 г. Дж.Г. Фокс [8]. Поскольку тесные двойные системы, как показывает спектральный анализ, окружены атмосферами межзвёздного газа, который в ничтожной концентрации присутствует также на всём пути света к Земле, то по теореме погашения (*экстинкции*) Эвальда-Озеена [132] исходный свет звезды постепенно гасится облаками газа и переизлучается ими уже со скоростью  $c$  относительно облаков. 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) имеет смысл средней скорости света на пути  $r$  от звезды к Земле, а коэффициент  $k$  приобретёт смысл относительной доли  $k = l/r$  пути  $l$ , на котором свет звезды, ещё не будучи переизлучён, движется со скоростью близкой к  $c + \mathbf{V}$ . На этом пути  $l$  и набирается разность хода лучей, искажающая видимое движение звёзд. Оставшуюся часть пути  $(1 - k)r$  переизлучённый свет движется со скоростью близкой к  $c$ . По известным оценкам концентрации атомов водорода ( $N_H \sim 1 \text{ см}^{-3}$ ) и показателя преломления  $n$  межзвёздного газа в Галактике, Фокс оценил в один световой год эту характерную длину

$$l = \lambda/2\pi(n - 1), \quad (1.2)$$

на которой переизлучение в 2,718 раз снижает амплитуду исходной волны длины  $\lambda$  [8].

Ту же оценку получил К. Брэчер [120], выразив показатель преломления межзвёздной плазмы через плазменную частоту, и получив для длины переизлучения

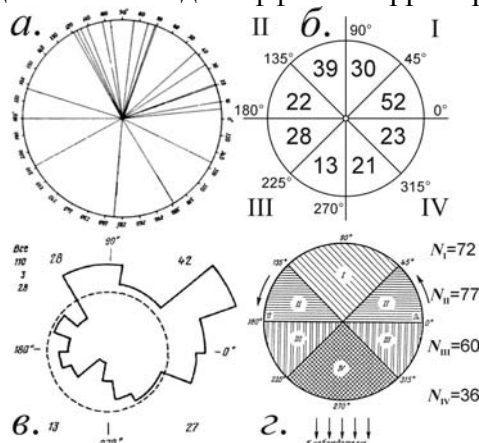
$$l = (\lambda r_0 N)^{-1} \quad (1.2.a)$$

порядка двух световых лет, где  $r_0 = e^2/mc^2 \approx 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ м}$  – классический радиус электрона  $r_0$ .

Произведём независимую оценку  $l$ . Если показатель преломления водорода  $n = 1 + \delta$  (где  $\delta \ll 1$ ), то  $\delta$  пропорционально его концентрации  $N_H$ . Соответственно, длина переизлучения  $l = \lambda/2\pi\delta$  обратно пропорциональна  $N_H$ . Поскольку при нормальных условиях показатель преломления водорода  $n = 1,00013$  ( $\delta = 1,3 \cdot 10^{-4}$ ), а содержание атомов в  $1 \text{ см}^3$  равно числу Лошмидта  $2,69 \cdot 10^{19}$  ( $N = 2,69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ), то в космосе, где  $N_H \sim 1 \text{ см}^{-3}$ , пропорционально ниже  $\delta = 1,3 \cdot 10^{-4} \cdot N_H/N = 4,8 \cdot 10^{-24}$ . Отсюда  $l = \lambda/2\pi\delta \approx 3,3 \cdot 10^{16} \text{ м} \approx 3,5$  световых лет, что по порядку величины совпадает с оценкой Фокса. Величину  $l$  того же порядка можно получить, исходя из того, что межзвёздная среда представляет собой водородную плазму с концентрацией ионов водорода и электронов  $N \sim 1 \text{ см}^{-3}$ , на основе выражения для показателя преломления плазмы [116], см. формулу (2.12). Таким образом, у большинства двойных звёзд свет переиз-

лучается на дистанции порядка светового года или менее (т.к. тесные двойные звёзды погружены в общую атмосферу с ещё большей концентрацией газа). Поскольку расстояния  $r$  до исследованных двойных систем – порядка сотен световых лет, отношение  $k = l/r$  составит как раз порядка тысячных долей. То есть ожидаемые по теории Ритца искажения малы и наблюдаются в форме эффекта Барра, а аргумент де Ситтера не имеет доказательной силы [8].

Эффект Барра открыт в 1908 г. канадским астрономом Дж. Миллером Барром [128] при анализе статистики орбитальных элементов спектрально-двойных звёзд. История открытия и его обсуждения подробно описана в работе [141]. Статистика, изученная Барром, показала, что у большинства спектрально-двойных звёзд орбиты вытянуты преимущественно в сторону Земли, то есть периастры звёзд чаще расположены за картинной плоскостью: долготы периастров  $\omega$  преобладают в диапазоне  $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$  (Рис. 1.2). Позднее эффект был не раз подтверждён физиками [8] и астрономами [129, 130, 141, 286–287], в том числе отечественными [130, 142–144, 145], предложившими для эффекта Барра термин «В-эффект» [143].



**Рис. 1.2.** Асимметричные угловые распределения периастров звёзд по долготам  $\omega$  (числа указывают количество звёзд  $N_i$  с периастрами в данном секторе) как иллюстрация эффекта Барра, по данным разных авторов: а) Барр [128], б) Фокс [8], в) Бэттен [129], г) Бражникова [142].

В силу принципа Коперника, трудно допустить, что Земля и Солнце выделены среди других планет и звёзд (противное означало бы возврат к геоцентризму [141]). Поэтому, как отметил сам Барр, эффект вызван искажением графиков лучевых скоростей звёзд  $V_r(t)$ , по которым определялась долгота периастра  $\omega$ , эксцентриситет  $e$  и другие орбитальные элементы. Это нелинейное искажение проявляется таким образом, что график  $V_r(t)$ , соответствующий круговой орбите, преобразуется в график  $V_r(t)$ , которому соответствует эллиптическая орбита, вытянутая к Земле. Иначе говоря, 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 и обладающих истинными эксцентриситетами  $e$ , при добавлении к ним кажущихся эксцентриситетов  $e'$ , создаётся иллюзия неравномерного распределения орбит  $N(\omega)$  по долготам периастров  $\omega$ . В итоге звёзды с  $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$  преобладают над звёздами с  $180^\circ \leq \omega < 360^\circ$ . Аналогичная аномалия обнаружена в последние годы у экзопланет, причём у них тоже наблюдается избыточный эксцентриситет, который не удаётся объяснить в рамках существующих теорий [A43, A49]. Поскольку эффект Барра не получил пока окончательного и однозначного объяснения, рассмотрим его известные интерпретации и исследуем условия проявления эффекта.

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

- 1) приливное искажение формы звёзд, вызывающее в ходе их синхронного вращения искажение графика лучевых скоростей (Барр [128]);
- 2) действительная вытянутость орбит звёзд в направлении Земли за счёт преимущественной ориентации орбит звёзд в Галактике (Барр [128]);
- 3) наблюдательная селекция, обусловленная упрощённым выявлением эксцентричных орбит, вытянутых к Земле (Бражникова [143]);
- 4) искажение кривой лучевых скоростей потоками газа и атмосферами, вращающимися вокруг двойных звёзд (Струве [146]);
- 5) разница скоростей света, испущенного звездой в разные моменты, за счёт движения звезды по орбите (Гутник [126], Фрейндлих [127]).

Рассмотрим перечисленные гипотезы по порядку.

**1°. Первая гипотеза**, выдвинутая самим Барром в 1908 г. [128], объясняет эффект Барра формированием у звёзд, образующих двойную систему, приливных горбов, которые синхронно вращаются с периодом равным орбитальному. Если высота  $\Delta R$  прилива велика и сопоставима с радиусом  $R$  звезды (т.е. форма звезды заметно искажена), то 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 наиболее ярких участков, которая, за счёт вращения звезды, отлична от орбитальной и меняется более сложным образом в ходе изменения видимой площади ярких участков. Согласно Барру, это и вносит искажения в кривую лучевых скоростей. Однако этот механизм не был им рассмотрен подробно. Кроме того, асимметрия носила бы более сложный характер и вела бы к искажениям противоположным, нежели наблюдаемые в эффекте Барра: преобладали бы долготы периастра  $\omega = 270^\circ$ , а не  $\omega = 90^\circ$  [147]. Наконец, согласно наблюдениям, эффект Барра выражается 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 достаточно далеки друг от друга [148, 149]. 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. [128], предполагает, что большие оси орбит двойных звёзд преимущественно ориентированы в направлении галактического центра. В таком случае при наблюдении с Земли у орбит обнаружилась бы преимущественная ориентация. Сам Барр, пока положение Солнца в Галактике не было точно 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 рассмотренный эффект преимущественной ориентации орбит. В среднем большие оси орбит ориентированы под случайными углами к линии визирования. Однако у звёзд, лежащих между Солнцем и центром Галактики, то есть наиболее многочисленных и легко открываемых, орбиты окажутся вытянуты в среднем в направлении Земли. Возможные механизмы ориентации орбит в Галактике были подробно рассмотрены Э.Ф. Бражниковой и др. [144]. Данное объяснение эффекта Барра сомнительно по ряду причин. Во-первых, как показал ещё А.А. Белопольский [76], орбиты двойных звёзд в тесных системах испытывают вековое вращение под влиянием возмущений, что исключает возможность постоянной ориентации их больших полуосей к центру Галактики или в ином избранном направлении. Во-вторых, у орбит звёзд-компонентов, входящих в двойную систему, долготы периастров орбит отличаются на  $180^\circ$ , то есть не могут создать асимметричного распределения по  $\omega$ . Поэтому допускают существование дополнительных механизмов, вызывающих преимущественную ориентацию орбит более ярких компонент, которые проще открыть [144]. В-третьих, ряд фактов свидетельствует, что реальные 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 [129], где на ряде примеров показано, что имеет место именно искажение расчётных орбитальных элементов неизвестным эффектом, а не реальная вытянутость орбит в заданном направлении. Подробнее эти факты будут рассмотрены ниже.

**3°. Третья гипотеза** – гипотеза наблюдательной селекции – объясняет эффект Барра тем, что по неким причинам проще открыть двойные системы, в которых орбиты ярких компонент вытянуты в направлении Земли, а не в обратном, тогда как в целом у звёзд Галактики орбиты ориентированы случайным образом. Эта гипотеза была подробно разработана Бражниковой [130, 143], 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. То есть, открыты двойные звёзды, для которых надёжно установлены круговые орбиты компонент, тогда как график лучевой скорости  $V_r(t)$  соответствует эксцентрической орбите, вытянутой к Земле или в близком направлении. Такова затменная звезда U Цефея, у которой кривая блеска свиде-

тельствует о круговой орбите, а кривая лучевых скоростей – об эллиптической орбите [129]. 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, выявленных благодаря эффекту наблюдательной селекции, а – в эффекте искажения графиков лучевых скоростей неким неизвестным эффектом.

**4°. Четвёртая гипотеза**, предложенная Струве и Хуангом [146], объясняет эффект Барра как раз искажением графиков лучевых скоростей спектрально-двойных звёзд. По гипотезе Струве, это искажение вызвано потоками газа околозвёздных атмосфер, в ходе вращения создающих линии поглощения, смещённые по эффекту Доплера от положений, соответствующих орбитальному движению 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 [148, 149], и эта гипотеза не выдерживает критики, поскольку общие атмосферы свойственны тесным парам звёзд, тогда как эффект Барра обнаружен и 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 [129]. Наконец, следует отметить, что эффект Барра наблюдается не только в форме искажения графиков лучевых скоростей, но и в искажении видимого движения звёзд и кривой блеска в затменных системах [149]. Всё это приводит к мысли, что искажения, во-первых, реально имеют место, а во-вторых, вызваны каким-то более общим оптическим эффектом (затрагивающим как спектр, так и видимое движение звёзд), природу которого предстоит выяснить.

**5°. Пятая гипотеза**, предложенная Гутником [126] и развитая Фрейндлихом [127] в 1913 г. (вскоре после открытия эффекта Барра), основана как раз на идее такого оптического эффекта. Согласно их гипотезе, эффект обусловлен тем, что свет звезды из разных положений на орбите достигает Земли с разной скоростью, вызывая искажение видимого движения звезды и графика 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 различия 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 эффект Барра. Долготы периастров, как покажем в § 1.4, концентрировались бы возле  $\omega = 270^\circ$ , а не  $\omega = 90^\circ$ . Гутник и Фрейндлих допускали, что скорости лучей света различаются и в вакууме за счёт влияния скорости звезды на скорость её света, согласно баллистической теории [123], выдвинутой в 1908 г. (в один год с открытием эффекта Барра [128]) и предсказавшей отмеченные искажения до широкой огласки об их обнаружении [47, 125]. Подробный анализ этой гипотезы и произведём далее.

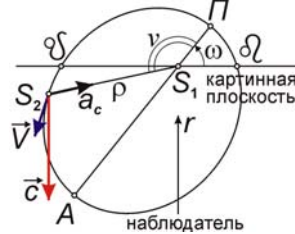


**Рис. 1.3.** Схема искажения видимого движения звезды по орбите с эксцентриситетом  $e = 0$  и наклоном  $i = 90^\circ$ . У звезды, летящей по круговой орбите (пунктирная линия),



влияние орбитальной скорости  $V$  на скорость света  $c$  ведёт к перекосу графика лучевых скоростей (*сплошная линия*), т.е. к появлению мнимого эксцентриситета  $e'$  и В-эффекта.

Согласно баллистической теории Ритца [1], свет испускается 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 [123]. В 1909-1910 гг. Д.Ф. Комсток [125] впервые проанализировал возможные искажения в движении двойных звёзд, возникающие при влиянии орбитальной скорости звезды на скорость испущенного ей света. Если для удобства рассмотрим 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  $i = 90^\circ$ ), то в момент приближения звезда посылала бы к Земле свет со скоростью  $c + V$ , и он доходил бы за меньшее время, чем свет, испущенный со скоростью  $c - V$  при удалении звезды. В итоге, видимое движение звезды (*сплошная линия* на Рис. 1.3) в двойной системе исказилось бы так, словно звезда летит быстрее, находясь дальше от Земли (*за картинной плоскостью*), и медленнее, находясь ближе (*перед картинной плоскостью*) [125]. Тогда равномерное движение звезды покажется неравномерным, идущим по эллиптической орбите, вытянутой к Земле. Фактически, Комсток на основе баллистической теории предсказал эффект Барра, не будучи знаком с его работой [128], вышедшей в 1908 г., за год до представления статьи Комстока на съезде Физического Общества в Принстоне, в 1909 г. [125].



**Рис. 1.4.** Орбитальные элементы и схема расположения орбиты двойной звезды по отношению к наблюдателю:  $S_1$  – главная звезда,  $S_2$  – спутник,  $\Pi$  – периастр,  $A$  – апастр,  $\Omega$  – восходящий узел,  $v$  – истинная аномалия,  $r$  – луч зрения.

Итак, влияние орбитальной скорости звезды на скорость испущенного ей света теоретически может быть причиной эффекта Барра. Равномерное движение звёзд по круговой орбите покажется тогда неравномерным, идущим по вытянутой орбите. Причём искажения, в согласии с наблюдениями, затронут и видимое движение, 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 периодом  $P$ . 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, когда звезда проходит дальнюю от Земли точку орбиты 1.

Согласно баллистическому принципу, из точки 2 звезда испускает свет со скоростью  $c + K$ , а из точки 4 – со скоростью  $c - K$ . То есть, из положений 2 и соседних с ним, свет звезды приходит раньше расчётного времени (в рамках СТО), а из положений 4 – запаздывает, искажая график лучевых скоростей (Рис. 1.2). Из промежуточных точек орбиты звезда в направлении Земли испускает свет со скоростью  $c - V_r$ , где  $V_r$  – лучевая скорость звезды (проекция скорости  $V$  на луч зрения  $r$ ). Тогда свет из этих точек будет приходить позже на время

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

где  $l$  – эффективный путь (порядка длины переизлучения), на котором у световых лучей набирается разность хода. Все точки графика  $V_r(t)$  сместятся пропорционально их лучевой ско-



рости  $V_r$  и пути  $l$ , ведя к перекосу графика лучевых скоростей. Такое постепенное искажение профиля волны  $V_r(t)$  аналогично эволюции волнового цуга, подчиняющегося уравнению простой волны, или других волн в нелинейных средах, где скорость зависит от смещения, амплитуды [248]. 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 [А48].

Выведем уравнение графика лучевых скоростей звёзд из условия запаздывания

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

Поскольку из этого уравнения нельзя получить в явном виде зависимость  $V_r(t)$ , то из условия

$$V_r = -K \sin\left(\frac{2\pi(t - \Delta t)}{P}\right), \quad (1.3)$$

получим в приближении, в котором параметр  $e' = \pi l K / P c^2 \ll 1$ , зависимость

$$V_r \approx -K \left( \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right) + e' \sin\left(\frac{4\pi t}{P}\right) + \frac{3}{2} e'^2 \sin\left(\frac{6\pi t}{P}\right) \right), \quad (1.4)$$

где при разложении в ряд ограничились членами порядка  $e'^2$ .

В то же время кривая лучевых скоростей звезды, движущейся по эллиптической орбите с долготой периастра  $\omega$  и эксцентриситетом  $e$ , задаётся через цепочку уравнений

$$V_r = K(\cos(\omega + \nu) + e \cos \omega) + V_0 = V_r' + V_r'', \quad (1.5)$$

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

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

где  $\nu$  – 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 (1.5) тоже нельзя получить в явном виде зависимость  $V_r(t)$ . Поэтому снова ограничимся зависимостью  $t(V_r')$

$$t = \frac{P}{2\pi} \left( 2 \operatorname{arctg} \left( b \operatorname{tg} \left( \frac{1}{2} \arccos \left( \frac{V_r'}{K} \right) - \frac{\omega}{2} \right) \right) - e \sin \left( 2 \operatorname{arctg} \left( b \operatorname{tg} \left( \frac{1}{2} \arccos \left( \frac{V_r'}{K} \right) - \frac{\omega}{2} \right) \right) \right) \right). \quad (1.6)$$

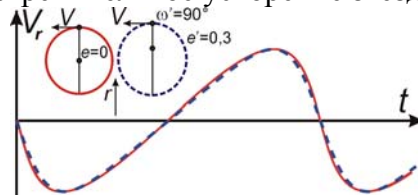
Для  $\omega = 90^\circ$ , после преобразований и разложения в ряд Тейлора при ограничении членами первого порядка малости  $e \ll 1$  (когда  $b \approx 1 - e$ ), найдём

$$t = \frac{P}{2\pi} \left( \arcsin\left(-b \frac{V_r'}{K}\right) + e b \frac{V_r'}{K} \right) \approx \frac{P}{2\pi} \left( \arcsin\left(-\frac{V_r'}{K}\right) + e \frac{V_r'}{K} \left( 1 + \frac{1}{\sqrt{1 - V_r'^2 / K^2}} \right) \right). \quad (1.7)$$

Сравнивая (1.2) и (1.7), можно видеть, что они дают сходные зависимости времени от лучевой скорости при  $e = e' = \pi l K / P c^2 = la_d / 2c^2$ . Ту же величину мнимого эксцентриситета вычислил К. Брэчер [120], вслед за Э. Фрейндлихом предложивший термин «кажущийся эксцентриситет». Отклонения заметны лишь при высоких эксцентриситетах и лучевой скорости близкой к экстремальным значениям  $V_r' \approx \pm K$ . Для такого приближения тоже можно получить

$$V_r \approx -K \left( \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right) + 2e \sin\left(\frac{4\pi t}{P}\right) + e^2 \sin\left(\frac{6\pi t}{P}\right) \right). \quad (1.8)$$

Отсюда находим, что искажённая кривая лучевых скоростей (1.3) в первом приближении, действительно (как отмечено Фрейндлихом и Гутником), соответствует кривой лучевых скоростей (1.8) для вытянутой к Земле эллиптической орбиты с эксцентриситетом  $e = e' = \pi l K / P c^2 = la_d / c^2$ , где  $a_d$  – 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, обладающей истинным эксцентриситетом  $e$  и долготой периастра  $\omega$  можно получить

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

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

Выяснить, вызван ли эффект Барра влиянием орбитальной скорости звезды на скорость испущенного ей света, можно, рассмотрев 8 основных критериев, выдвинутых в [A51]:

- 1) Искажение графиков лучевых скоростей от вариаций скорости света (1.1) приведёт 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  $K/P$  – у них асимметрия в распределении по  $\omega$  и эффект Барра наиболее отчётливы;
- 3) Эффект Барра должен быть мал у близких звёзд ( $r \sim 10$  св. лет) и велик для далёких звёзд ( $r \sim 100\text{--}1000$  св. лет) с отрицательной лучевой скоростью центра масс  $V_0 < 0$ ;
- 4) Лучевые скорости компонент с разными амплитудами  $K$  колебались бы не в противофазе: им отвечали бы разные эксцентриситеты и скорости центра масс системы;
- 5) Долготы периастров компонент двойных звёзд, в которых наблюдается эффект Барра, должны отличаться менее чем на  $180^\circ$ ;
- 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 линий, могут различаться для одной и той же орбиты. Также могут различаться эксцентриситеты, измеренные по линиям разных компонент.

Рассмотрим, откуда следуют эти критерии, и соответствует ли эффект Барра и наблюдаемые аномалии орбит звёзд этим критериям.

**1°. Первый критерий** следует из того, что искажения, обусловленные влиянием скорости источника на скорость света, ведут к одному и тому же типу асимметрии, вызывая мнимое вытягивание 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 истинными эксцентриситетами  $e$ , к которым добавляются кажущиеся эксцентриситеты  $\Delta e$ , обусловленные искажением кривой лучевых скоростей, так что измеренный мнимый эксцентриситет  $e' = e + \Delta e$ . Это ведёт к искажению действительного эксцентриситета орбиты и долготы её периастра, на что ещё в 1913 г. обратил внимание Кортвег [125], – автор уравнения Кортвега-ДеВриза, как раз описывающего нелинейные искажения волн при распространении [248]. В итоге, у орбит с  $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$  расчётный эксцентриситет  $e'$  нарастает по сравнению с реальным  $e$ , а расчётная долгота периастра  $\omega'$  приближается к  $90^\circ$ . Напротив, у звёзд с  $180^\circ \leq \omega < 360^\circ$  расчётный эксцентриситет  $e'$  снижается, и  $\omega'$  может попасть в интервал  $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$ . При исходно однородном распределении  $N(\omega)$ , из-за наличия истинных эксцентриситетов  $e$ , в расчётном распределении долгот периастров  $N'(\omega)$  нет резкого максимума при  $\omega = 90^\circ$ , но наблюдается преобладание орбит с  $\omega$  возле данного значения в диапазоне  $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$ . Степень этой асимметрии в распределении  $N(\omega)$  будем в дальнейшем характеризовать предложенным Дж. Фоксом [8] параметром асимметрии

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

то есть, отношением числа звёздных орбит с периастром в I и II квадрантах к числу звёздных орбит 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 ожидаемое  $N(0^\circ \leq \omega < 180^\circ) \leq N/2 + \sigma =$

$N/2 + N^{1/2}/2$ . Если  $R > 1$  более чем на  $\sigma/N$ , то 1°-ый критерий удовлетворяется. Критерий можно считать статистически подтверждённым, если измеренные отклонения превышают  $3\sigma$ , то есть при

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

Для всех рассмотренных случаев и выборок [1, 8, 129, 142] этот критерий удовлетворяет наблюдениям. Так, для относительно недавних данных, приводимых Бэттенем,  $R = 1,75$  (Рис. 1.2). В то время как 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 Бражниковой, приведены в Таблице 1.1.

автор	измеренная асимметрия $R$	общее число систем $N$	допустимая асимметрия $1 + 3N^{-1/2}$
Барр [1]	6,5	30	1,55
Бэттен [129]	1,75	110	1,29
Фокс [8]	1,68	228	1,20
Бражникова [142]	1,55	245	1,19

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

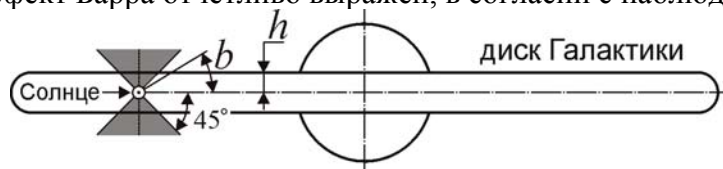
**2°. Второй критерий** следует из того, что мнимый эксцентриситет  $e' = \pi l K / P c^2$  растёт при увеличении полуамплитуды лучевой скорости  $K$  и уменьшении орбитального периода  $P$  звезды, тогда как эффективная длина  $l$ , составляя порядка светового года, слабо различается для систем, расположенных на разных дистанциях  $r$ . Поэтому эффект Барра сильнее всего проявился бы для двойных звёзд с наивысшим отношением  $K/P$ . Этот критерий был впервые предложен Дж. Фоксом [8], который произвёл статистический анализ элементов двойных звёзд, приведённых в звёздных каталогах. Анализ показал, что у звёзд с отношением  $K/P \geq 3$  (км/с)/сут наблюдается заметная асимметрия в распределении долгот периастров  $\omega$ , то есть эффект Барра ярко выражен. А для  $K/P < 3$  (км/с)/сут распределение по  $\omega$  практически однородное. Аналогичный статистический анализ произвели отечественные астрономы [130, 148], 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. Такой же эффект обнаруживает современный анализ статистики двойных звёзд, например, по каталогу Sb9, где у звёзд с  $P \leq 30$  сут тоже обнаруживается заметная асимметрия в распределении периастров с заметным преобладанием систем, для которых  $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$  [249]. Причём степень асимметрии  $R$  растёт при сокращении  $P$ , в полном согласии со 2°-ым критерием. Таким образом, статистический анализ не только подтвердил реальность эффекта Барра, но и предоставил ряд свидетельств того, что эффект связан именно с искажением кривой лучевых скоростей за счёт баллистического принципа, поскольку подтвердились оба главных критерия, вытекающих из этого принципа.

В связи с наличием истинных эксцентриситетов интересно рассмотреть возражение Де Ситтера против трактовки эффекта Барра по баллистической теории. Де Ситтер отметил [125], что если б у двойных звёзд возникал дополнительный эксцентриситет величины  $e' = \pi l K / P c^2$ , то в среднем наблюдаемый эксцентриситет был бы выше в системах с коротким периодом  $P$ . А в действительности наблюдается обратная зависимость, выявленная ещё Людендорфом и показывающая, что эксцентриситет растёт при увеличении периода  $P$ . Согласно Де Ситтеру, это свидетельствует против теории Ритца. Но в действительности наблюдаемая корреляция между  $e$  и  $P$  отражает изменение истинного эксцентриситета  $e$  при увеличении периода  $P$ . Хорошо известно, что для небесных тел с большими орбитальными периодами эксцентриситет в среднем выше, чем для тел с малыми орбитальными периодами, что связано с приливным трением, которое постепенно «скругляет» орбиты планет и звёзд. Причём приливной эффект, снижающий  $e$ , быстро растёт (пропорционально  $\rho^{-5}$ ) при сокращении орбитального радиуса  $\rho$  и периода  $P$ . Поэтому для долгопериодических орбит мнимые эксцентриситеты  $e'$  полностью теряются на фоне истинных  $e$ . По той же причине у долгопериодических орбит ( $P > 30$  сут) эффект Барра практически не обнаруживается [130, 148]. А для короткопериодических орбит ( $P \leq 30$  сут) эффект Барра становится хорошо заметен, за счёт малости истинных эксцентриситетов  $e$ , на фоне которых мнимые эксцентриситеты  $e' = \pi l K / P c^2$  (к тому же выросшие) становятся хорошо заметны и приводят к сильной асимметрии в распределении  $N(\omega)$ .

Таким образом, эффект Барра удовлетворяет критерию зависимости мнимого эксцентриситета, выведенному из теории Ритца. Можно рассмотреть и ряд других критериев, час-

точно предложенных уже Д. Комстоком [123] для выявления аномалий формы звёздных орбит. Все они в рамках современного анализа 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  $r$  ( $< 10$ – $20$  пк) мнимый эксцентриситет мал и асимметрия в распределении по долготам периастров 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 должно возникать, 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 для эффекта Барра широтному эффекту. 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 [144]. 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, соответственно мнимые эксцентриситеты  $e' = \pi r K / P c^2$  для них велики и эффект Барра отчётливо выражен, в согласии с наблюдениями [144].



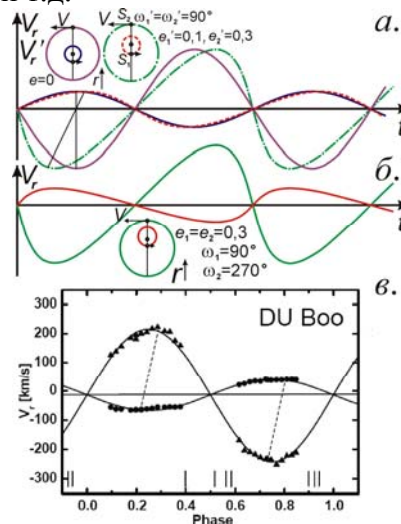
**Рис. 1.6.** В зависимости от галактической широты  $b$  двойных звёзд, эффект Барра для них проявляется в разной степени. Область, где эффект Барра малозаметен, закрашена серым.

Поскольку искажения, вызывающие эффект Барра и мнимый эксцентриситет  $e' = \pi l K / P c^2$ , обычно пропорциональны не дистанции  $r$ , а эффективному пути  $l$ , в пределах которого свет не успел полностью переизлучиться, то эффект Барра должен быть наиболее заметен для звёзд, движущихся к Земле. Поскольку снижение эффективного пути вызвано интерференцией исходного излучения звёзд со светом, рассеянным облаками газа, ведущей к погашению исходного излучения [8], то интерференция возможна, когда рассеянное излучение движется со скоростью большей или практически равной скорости исходного. А свет от звезды, приближающейся к Земле с высокой скоростью, обладая избыточной скоростью ( $c - V_0$ ), при лучевой скорости  $V_0 < 0$  не может интерферировать с рассеянным светом. Поэтому его скорость не будет снижаться (пока он не пересечёт облака газа с лучевой скоростью близкой к  $V_0$ ). При этом условии переизлучение практически 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 не существенным. Действительно, статистический анализ, произведённый Бражниковой и другими, показал, что эффект Барра отчётливо наблюдается лишь у звёзд с  $V_0 < 0$ , а для звёзд с  $V_0 > 0$  искажения оказываются существенно ниже, и эффект Барра отсутствует [144].

**4°. Четвёртый критерий** вытекает из пропорциональности мнимого эксцентриситета  $e' = \pi l K / P c^2$  амплитуде лучевой скорости  $K$ . Соответственно, если компоненты двойной звезды движутся вокруг центра масс по круговым орбитам с разными орбитальными скоростями, то мнимый эксцентриситет будет выше у компонента с большей скоростью (и меньшей массой), на что обратил внимание П.С. Чикин [150] и С.А. Семиков [A21]. Первому критерию, действительно, удовлетворяет ряд спектрально-двойных звёзд. Например, у звезды RX Кассиопеи кривые лучевых скоростей компонентов соответствуют разным эксцентриситетам, а лучевые скорости меняются не синхронно [129, 146]. Если у компонента спектрального класса G кривая лучевых скоростей соответствует круговой орбите с  $e_1 \approx 0$  (*пунктир* на Рис. 1.7), то 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 види-

мом движении звёзд наблюдается отклонение от законов Кеплера, – иллюзорный эффект, предсказанный теорией Ритца [A15]. Поскольку законы Кеплера вряд ли нарушаются, Бэттен [129] пришёл к выводу, что кривая лучевых скоростей второго компонента искажена по эффекту Барра. Причём у компонента А, с искажённым графиком скоростей, периастр в соответствии с эффектом Ритца оказывается расположен за картинной плоскостью ( $\omega = 37^\circ$  [151]), удовлетворяя первому критерию. Отметим, что у RX Кассиопеи обнаружены также колебания яркости  $I'$ , происходящие с орбитальным периодом  $P$ , что с позиций баллистической теории естественно объясняется эффектом Ритца, который, как покажем в § 1.5, меняет видимую яркость  $I'$  и должен быть хорошо заметен, судя по наличию искажений графика  $V_r(t)$ .

Подобный перекосяк графиков лучевых скоростей наблюдается и у переменной звезды DU Волопаса [240] (Рис. 1.7), переменная яркость  $I'$  которой тоже может быть связана с эффектом Ритца, вызвавшим этот перекосяк. Подобный перекосяк графиков лучевых скоростей компонентов в одну сторону наблюдается также у тесных (обычно контактных) двойных V701 Скорпиона, V870 Жертвенника, DX Тукана, VW Цефея, что однако связывают с приливным эффектом и неоднородным распределением яркости по поверхности звёзд [305]. Подтверждается критерий и для переменной звезды AW Большой Медведицы [312], причём кривая лучевых скоростей не соответствуют кривой блеска даже в рамках модели контактной системы с неоднородным распределением яркости. Аналогичный эффект несоответствия кривых лучевых скоростей компонентов открыт у переменной звезды BW Лисички, двойственность которой, согласно П.С. Чикину [150], и объясняет её переменность. Он же показал, что перекосяк графиков лучевых скоростей при  $e' = \pi lK/Pc^2 > 1$  приведёт на графиках  $V_r'(t)$  к появлению разрывов, неоднозначности и перехлёсту ветвей графика  $V_r'(t)$ , типичному для ударных волн в нелинейных средах [248]. Эта аномалия графиков лучевых скоростей 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  $\omega_1 = 180^\circ + \omega_2$  (сплошные линии). в) Возможный пример подобного искажения, наблюдаемого у тесной двойной звезды DU Волопаса [240].

Кроме того, обусловленные искажениями  $V_r'(t)$  неодинаковые мнимые эксцентриситеты  $e'$  компонентов, при фиксированных значениях постоянной составляющей  $V_r'' = Ke' \cos \omega + V_0$ , приведут к различию расчётных значений величин  $Ke' \cos \omega$  и скоростей центра масс  $V_0$  компонентов. То есть, лучевая скорость центра масс  $V_0$  системы, найденная по разным компонентам, получится разной, вопреки законам Кеплера. И такая аномалия реально наблюдается в виде эффекта Струве-Сахаде [129, 250], скажем, у звезды HD 190967 и АО Кассиопеи, а также у HD 193576 [313].

**5°. Пятый критерий** следует из того, что мнимый эксцентриситет  $e' = \pi lK/Pc^2$  соответствует «вытягиванию» орбит обоих компонентов  $S_1$  и  $S_2$  в сторону Земли. То есть, в случае круговой орбиты долготы периастров, определённые из анализа искажённых кривых лучевых скоростей, будут совпадать:  $\omega_1 = \omega_2 = 90^\circ$  (Рис. 1.7). Тогда как в действительности у ком-



понентов  $S_1$  и  $S_2$  с эллиптическими орбитами соответствующие значения  $\omega_1$  и  $\omega_2$  должны различаться на  $180^\circ$ , 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  $180^\circ$ , т.е.  $0 \leq |\omega_1 - \omega_2| < 180^\circ$ . Действительно, подобный эффект иногда наблюдается, например, в упомянутых системах DU Волопаса [240], V701 Скорпиона, BW Лисички [150]: у обоих компонентов перекосят графики  $V_r'(t)$  идёт в одну и ту же сторону, словно у обоих компонентов  $0^\circ \leq \omega < 180^\circ$ , и  $0^\circ \leq |\omega_1 - \omega_2| < 180^\circ$ .

**6°. Шестой критерий** тоже следует из того, что переменность скорости света вызывает лишь видимое увеличение 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. Тогда как кривая лучевых скоростей показывает высокое значение  $e \cos \omega$ , достигающее 0,2–0,4 и, соответственно, высокий эксцентриситет  $e$ .

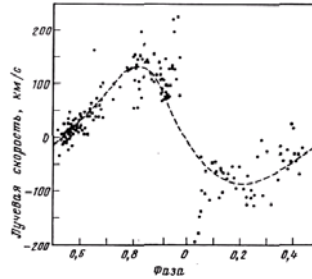


Рис. 1.8. Кривая лучевых скоростей U Цефея [129] не соответствует её кривой блеска, говорящей о нулевом значении  $e \cos \omega$ .

Очевидно, орбита обладает истинным эксцентриситетом  $e$ , однако добавление скорости звезды к скорости света компенсирует асимметрию кривой блеска (затмений), нейтрализуя расчётный эксцентриситет (по механизму Кортвега [125]), так что  $e' = e + \Delta e = 0$ . Однако эффект Барра не может на всём протяжении нейтрализовать асимметрию графика лучевых скоростей  $V_r(t)$ , где больше точек. В итоге сохраняется остаточный эксцентриситет, который выявляют по графику  $V_r(t)$ . Ряд звёзд с таким взаимным несоответствием кривых блеска и кривых лучевых скоростей упомянут в монографии Бэттена [129] и подробно исследован Саведовым [152]. К той же категории можно отнести цефеиды, у которых, как давно открыто, кривые лучевых скоростей смещены на четверть периода по отношению к кривым блеска.

Данный критерий особенно актуален для короткопериодичных 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 звёзд за счёт приливного скругления должна быть практически идеальной окружностью с нулевым эксцентриситетом [310]. Однако кривая лучевых скоростей свидетельствует об орбите, вытянутой в направлении Земли. Если учесть короткий период и высокую полуамплитуду лучевой скорости  $K = 10$  км/с, то наблюдаемый эксцентриситет вполне может быть мнимым  $e' = \pi K / P c^2$ . 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 Фрейндлихом [127], 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 (1.3) и (1.8) для этих функций имеет вид гармоник основной частоты. Фактически этот критерий следует из разложения пилообразной кривой (1.3) в ряд Фурье. По мере увеличения дистанции  $l$  и параметра  $e' = \pi K / P c^2$  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 [248]. Уже Фрейндлих отмечал, что подобные отклонения реально наблюдаются на графиках лучевых скоростей двойных звёзд [127]. Действительно, современные прецизионные измерения лучевых скоростей двойных звёзд обнаруживают систематические расхожде-

ния теоретических и наблюдаемых графиков лучевых скоростей [307], которые Р. Фритциус как раз интерпретирует по гипотезе Фрейндлиха [216]. Аналогичный эффект некеплеровых движений (под одной из гипотез вызванный приливами [147, 308]) обнаружен у двойных пульсаров [254] и визуально-двойных звёзд [308]. В последнем случае искажения невелики, ввиду сравнительной близости данных систем, а сопоставление элементов орбит, измеренных спектроскопически и астрометрически и их расхождение [308] позволит проверить 6°-й критерий. Таким образом, 7°-ой критерий тоже подтверждается, по крайней мере, качественно. Количественная проверка этих критериев и сравнение с другими, в т.ч. приливными [308], гипотезами, возможна при сопоставлении измеренных и расчётных (1.7) искажений, а также при учёте искажений от эффекта Ритца (см. § 1.4, § 1.5).

**8°. Восьмой критерий** вытекает из того, что от длины волны  $\lambda$  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, степень искажения графика  $V_r'(t)$  и величина мнимого эксцентриситета  $e'$ . Причём эффект переизлучения, как отмечалось, должен сильнее всего сказываться для частот абсорбционных и эмиссионных линий элементов, по которым и определяют спектральное смещение. Поскольку вблизи этих резонансных частот  $f_{0i}$  показатель преломления  $n$  [97] стремительно нарастает по закону

$$n = \sqrt{1 + \sum_i \frac{N_i s_i}{f_{0i}^2 - f^2}}, \quad (1.9)$$

то для них длины переизлучения

$$l_i = \lambda_i/2\pi(n - 1) \quad (1.10)$$

и пропорциональные им искажения сильно снижены. Причём все снижены в разной степени, поскольку в межзвёздном газе различаются концентрации  $N_i$  атомов разных элементов, а также коэффициенты  $s_i$ , характеризующие заряды, массы и силы соответствующих осцилляторов. Поэтому искажения графиков  $V_r'(t)$ , построенных по разным линиям на частотах  $f_{0i}$  разных элементов, могут существенно различаться. Различия затронут расчётные величины  $e' = \pi l_i K / P c^2$  и  $\omega'$ , которые зависят от расстояния  $l_i$ , пройденного светом до переизлучения.

Этот критерий тоже подтверждается наблюдениями для ряда звёзд, как следует из монографии А. Бэттена [129]. Впервые на различие элементов орбит спектрально-двойных, измеренных в разных частотных диапазонах, обратил внимание А.А. Белопольский и Г.А. Тихов на примере звезды  $\beta$  Возничего [76, 245]. Также различие графиков лучевых скоростей, построенных по линиям разных элементов, в 1949–1950 гг. отметили Струве [153] и Мак-Намара [154]. 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 [155], 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 [4, 73]. Наконец, у рассмотренной системы RX Кассиопеи различие эксцентриситетов, рассчитанных по кривым лучевых скоростей разных компонентов, может быть обусловлено тем, что для линий одного компонента (класса G) переизлучение межзвёздным газом происходит раньше, отчего искажения и мнимый эксцентриситет оказываются меньше, чем у главного компонента (класса A). А вековые изменения состава и концентрации межзвёздного газа вдоль линии визирования RX Кассиопеи (например, за счёт движения межзвёздных облаков газа и вариаций степени их ионизации) могут объяснить, почему различаются элементы системы ( $K_1$ ,  $K_2$  и  $e$ ), определённые в разные эпохи, в 1944 г. – Струве [156] и через 30 лет после него [157].

Таким образом, все рассмотренные критерии, при сопоставлении с данными наблюдений, подтвердили, что эффект Барра обусловлен влиянием орбитальной скорости звёзд на скорость испущенного ими света. То есть, эффект Барра можно рассматривать как косвенное подтверждение 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 пункте рассмотрен 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 дифференцированием  $t'$  по  $t$ :

$$dt' = \left( 1 + \frac{\partial r}{\partial t} \cdot \frac{1}{c'} - \frac{r}{c'^2} \cdot \frac{\partial c'}{\partial t} \right) dt. \quad (1.11)$$

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 теории Ритца. Вариации скорости света в вакууме выявлены при космической радиолокации [90, 19, 20, 28, АЗ]. Если второе слагаемое в (1.11) характеризует эффект Доплера  $dt' = (1 + V_r/c)dt$ , т.к.  $\partial r/\partial t = V_r$  – лучевая скорость источника относительно приёмника, то третье слагаемое характеризует изменение длительности сигналов за счёт вариаций скорости света. Данный эффект

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

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 (1.12), при  $V_r \ll c$ , найдём

$$dt' = \left( 1 + \frac{ra_r}{c^2} \right) dt. \quad (1.13)$$

Природа эффекта прозрачна: 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), либо расходятся (наращивая длину волны), приходя к приёмнику чаще или реже. Из преобразования периода  $dt$  (1.13) найдём для изменения исходной длины волны  $\lambda = cdt$ , частоты света  $f = 1/dt$  и длительности импульса  $\Delta t$ , соответственно,

$$\lambda' = cdt' = \lambda \left( 1 + \frac{ra_r}{c^2} \right), \quad f' = 1/dt' = f \left( 1 + \frac{ra_r}{c^2} \right)^{-1}, \quad \Delta t' = \Delta t \left( 1 + \frac{ra_r}{c^2} \right). \quad (1.14)$$

Эффект (1.14), дополняющий эффект Доплера, далее будем называть эффектом Ритца: Ритц вывел формулу (1.13) в 1908 г. [1]. При  $V_r \ll c$  из (1.11) следует общее преобразование

$$dt' = \left( 1 + \frac{V_r}{c} + \frac{ra_r}{c^2} \right) dt, \quad \lambda' = \left( 1 + \frac{V_r}{c} + \frac{ra_r}{c^2} \right) \lambda \quad (1.15)$$

Если доплер-эффект  $dt' = (1 + V_r/c)dt$  легко выявляют в лаборатории, то эффект Ритца (1.13) выявить сложнее, ввиду его малости. Но на дистанциях  $r$  порядка светового года умеренные ускорения  $a_r \sim c^2/r \approx 9,5 \text{ м/с}^2$  могут менять видимую длительность процессов в разы.

Изменение видимой длительности процессов по эффекту Ритца (представляющее собой такую же иллюзию как изменение по эффекту Доплера) приводит и к изменению регистрируемой яркости излучения  $I'$ . Действительно, если источник излучил в единичную апертуру фотоприёмника мощность  $I$  в течение времени  $dt$ , то по закону сохранения энергии  $I dt$ , воспринятой за время  $dt'$ , регистрировалась бы мощность  $I' = I dt/dt'$ . Отсюда, с учётом (1.13),

$$I' = I \frac{dt}{dt'} = I \left( 1 + \frac{ra_r}{c^2} \right)^{-1}. \quad (1.16)$$

Итак, лучевое ускорение источника  $a_r$  приводит к изменению видимой яркости источника  $I'$ , а колебания  $a_r$  вызывают колебания видимой яркости источника, например звезды.

Эффект изменения видимой длительности приводит к более простому способу вычисления величины мнимого эксцентриситета звезды, летящей по круговой орбите с центростремительным ускорением  $a_c$  (Рис. 1.3), чем рассмотренный в § 1.1. Действительно, перед картинной плоскостью в ближайшей к нам точке орбиты 3 (где  $a_r = a_c$ ) движение звезды будет казаться замедленным, ввиду растяжения моментов  $dt'_3 = (1 + la_c/c^2)dt$  по эффекту Ритца (1.13) 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 от сжатия видимых ин-



тервалов  $dt'_1 = (1 - la_c/c^2)dt$ . Таким образом, в точках 1 и 3 отношение видимых угловых смещений и соответствующих тангенциальных скоростей движения звезды приобретёт вид

$$\frac{V'_1}{V'_3} = \frac{dt'_3}{dt'_1} = \frac{1 + la_c/c^2}{1 - la_c/c^2}. \quad (1.17)$$

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

$$\frac{V_1}{V_3} = \frac{\rho_3}{\rho_1} = \frac{1 + e'}{1 - e'} \quad (1.18)$$

у орбиты, вытянутой к Земле (Рис. 1.3, Рис. 1.4), с эксцентриситетом  $e'$  и расстояниями  $\rho_1$  и  $\rho_3$  до главной звезды  $S_1$ , соответственно, в периастре 1 и апоастре 3. Из сравнения выражений (1.17) и (1.18) 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  $\alpha$  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  $\alpha$  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 как  $a_1 \propto 1/dt'_1$  и  $a_3 \propto 1/dt'_3$ , что в приближении  $e' \ll 1$  даёт

$$\frac{dt'_3}{dt'_1} = \frac{a_1}{a_3} = \left(\frac{\rho_3}{\rho_1}\right)^2 \approx \frac{1 + 2e'}{1 - 2e'}. \quad (1.19)$$

Отсюда  $e' = la_c/2c^2 = \pi lK/Pc^2$ , что совпадает с выражением, найденным ранее чисто аналитически. То есть, мнимые эксцентриситеты орбиты двойной звезды, измеренные астрометрически и по доплер-эффекту, различались бы в два раза, что можно использовать как критерий анализа природы искажений, для определения истинного движения и эксцентриситета звёзд.

Если эффект (1.13) имеет место, и видимое движение звёзд искажается, тогда, кроме отмеченного искажения, произойдёт дополнительное смещение спектральных линий по закону (1.14). Общее изменение периода и длины волны спектральной линии задано формулой (1.15), то есть, представлено суммой смещений по эффекту Доплера и по эффекту Ритца:

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{V_r}{c} + \frac{ra_r}{c^2}. \quad (1.20)$$

Интерпретируя это смещение как чисто доплеровское, найдут расчётное значение скорости

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

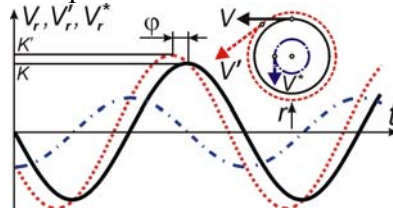
Для графиков лучевых скоростей звёзд, движущихся по круговой орбите, эффект Ритца приведёт к изменению орбитальной фазы звезды. Если истинная лучевая скорость звезды задана выражением  $V_r = -K\sin(2\pi t/P)$ , то для ускорения  $a_r = dV_r/dt = -(2\pi K/P)\cos(2\pi t/P)$ , и вносимая им добавочная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

$$V_r' = V_r + V_r^* = -K\sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right) - \frac{2\pi lK}{Pc}\cos\left(\frac{2\pi t}{P}\right) = -K'\sin\left(\frac{2\pi t}{P} + \varphi\right), \quad (1.22)$$

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

$$K' = K\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi l}{Pc}\right)^2} \approx K\left(1 + 2e'^2 \frac{c^2}{K^2}\right), \quad (1.23)$$

в приближении для мнимого эксцентриситета  $e' = \pi lK/Pc^2 \ll 1$ .



**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  $V_r'(t) = V_r(t) + V_r^*(t)$ .

Сдвиг графика лучевых скоростей  $V_r'(t)$  (Рис. 1.9) будет заметен 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 относительно фазы 0 на разность фаз  $\phi$ , достигающую  $\pi/2$  в предельном случае, когда смещение спектра обусловлено в основном эффектом Ритца. Подобные несоответствия кривых блеска и лучевой скорости реально открыты, например у  $\gamma$  Андромеды, как покажем в § 1.5.

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, и, согласно (1.9), (1.10) и (1.23), отличаться будут смещения линий по эффекту Ритца (1.14), амплитуды лучевой скорости  $K' \approx K[1 + 2(\pi l_i/Pc)^2]$  и фазовые сдвиги  $\phi = \text{arctg}(2\pi l_i/Pc)$  графиков  $V_r'(t)$ . Действительно, графики  $V_r'(t)$  одних и тех же двойных звёзд, построенные по линиям разных элементов на разных частотах  $f_i$ , различаются амплитудой  $K'$ , как показал А. Бэттен [129], и фазой  $\phi$ , как показал Г.А. Тихов [245]. А при исследовании графиков лучевых скоростей, построенных по эмиссионным линиям CaI и HeII у затменной звезды V 347 Кормы, обнаружился фазовый сдвиг графиков лучевых скоростей, построенных по разным линиям, а также фазовое несоответствие у графиков лучевых скоростей, построенных по одной линии, у двух компонентов звезды [306]. В данном случае выполняется ещё одна разновидность критериев эффекта Барра  $4^\circ$  и  $5^\circ$  из § 1.1.

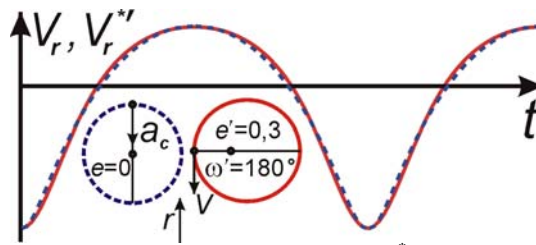
В случае, когда кривая лучевых скоростей звёзд с круговой орбитой искажена эффектом Ритца, и вызванные им смещения намного превосходят доплеровские ( $V_r' \approx V_r^*$ ), искажения от эффекта запаздывания тоже ведут к появлению мнимого эксцентриситета, но эквивалентная эллиптическая орбита будет соответствовать уже  $\omega = 180^\circ$ . То есть эффект Барра проявился бы и в преобладании орбит с  $\omega$  возле этого значения. 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 дополнительного запаздывания света на  $\Delta t = lV_r'/c^2 = -lK\sin(2\pi t/P)/c^2$ , получим, при замене  $\pi lK/Pc^2 = e'$ ,

$$t = t(a_r) + \Delta t = \frac{P}{2\pi} \arccos\left(-\frac{Pa_r}{2\pi K}\right) - \frac{lK}{c^2} \sqrt{1 - \left(\frac{Pa_r}{2\pi K}\right)^2} = \frac{P}{2\pi} \left( \arccos\left(-\frac{PcV_r^*}{2\pi Kl}\right) - 2e' \sqrt{1 - \left(\frac{PcV_r^*}{2\pi Kl}\right)^2} \right). \quad (1.24)$$

Отсюда тоже нельзя найти в явном виде зависимость  $a_r$  и мнимой скорости  $V_r^*$  от времени  $t$ . Но приближённый анализ, подобный проведённому 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. 6), как следует из выражения (1.6), после разложения в ряд Тейлора,

$$t = \frac{P}{2\pi} \left( \arccos\left(-\frac{V_r/K'+e}{V_r e/K'+1}\right) - e \sqrt{1 - \left(\frac{V_r/K'+e}{V_r e/K'+1}\right)^2} \right) \approx \frac{P}{2\pi} \left( \arccos\left(-\frac{V_r}{K'}\right) - 2e \sqrt{1 - \left(\frac{V_r}{K'}\right)^2} \left(\frac{1+V_r/2K'}{1+V_r/K'}\right) \right). \quad (1.25)$$

Тем самым получает объяснение асимметрия распределения долгот периастров между I и II, а также между III и IV квадрантами и группирование долгот периастров возле значения  $\omega = 180^\circ$  (§ 1.4). Действительно, если истинные орбиты большинства звёзд представляют собой окружности, то наблюдаемые искажённые графики  $a_r(t)$  и  $V_r^*(t)$ , как легко показать из (1.25) при  $e = 0$ , представляют собой трохойды, приближённо соответствующие графику  $V_r(t)$  для  $\omega = 180^\circ$  (Рис. 1.10). В случае большой величины расчётного эксцентриситета  $e \sim 0,5$  и выше искажение недостаточно для объяснения наблюдаемой кривой лучевых скоростей (Рис. 1.10). При центростремительном ускорении  $a = c^2/r$  и предельной степени сжатия  $dt'/dt = 0$  в ближайшей точке орбиты 3 (Рис. 1.3), пока на кривой лучевых скоростей нет самопересечений, в дальней от Земли точке орбиты 1 максимальная степень растяжения составит  $dt'/dt = 2$ . Действительная степень замедления движения в апоастре (по отношению к средней угловой скорости движения по орбите) может быть заметно выше. Так, при эксцентриситете  $e = 0,7$  график лучевых скоростей соответствует растяжению в  $dt'/dt \sim 2,5$  раза.

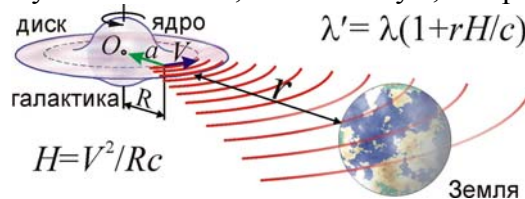


**Рис. 1.10.** Сравнение кривой мнимых лучевых скоростей  $V_r^*(t)$  (пунктир) от частотного сдвига по эффекту Ритца, искажённой от эффекта запаздывания (при  $\pi l K / P c^2 = 0,3$ ), и кривой лучевых скоростей  $V_r(t)$  от сдвига частоты по эффекту Доплера (сплошная) для орбиты с  $e' = 0,3$  и  $\omega' = 180^\circ$ .

Дополнительный эффект смещения частоты и длины волны, пропорциональный расстоянию  $r$ , предполагал ещё А. Белополюский [76] для объяснения красного смещения в спектрах галактик. Действительно, эффект Ритца может заметно проявиться на огромных межгалактических дистанциях  $r$ , где к тому же ничтожно мала концентрация атомов нейтрального водорода  $N \leq 6 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}$  [73]. Согласно (1.2.a), длина переизлучения  $l$  растёт пропорционально  $1/N$ , откуда  $l \geq 2 \cdot 10^{10}$  св. лет  $\gg r$ . То есть, переизлучения практически нет для большинства наблюдаемых галактик. В частности, по эффекту Ритца  $\lambda' = \lambda(1 + r a_r / c^2)$  длина волны  $\lambda$  света, испущенного видимыми участками ярких галактических ядер-балджей, дающих наиболее интенсивные спектральные линии и обладающих ускорениями, направленными от нас ( $a_r > 0$ ) к центрам галактик, должна расти пропорционально расстоянию  $r$  галактик (Рис. 1.11). Такой эффект во многом напоминает красное смещение в спектрах галактик  $\lambda' = \lambda(1 + r H / c)$ , открытое Э. Хабблом. Коэффициент пропорциональности  $H = 68 \text{ (км/с)/Мпк}$  (постоянная Хаббла) близок к коэффициенту  $a_r / c$ , рассчитанному по известным ускорениям  $a_r = V_b^2 / R_b$  в галактиках. Взяв за образец нашу Галактику, характеристики которой типичны для спиральных галактик, а балдж имеет радиус  $R_b = 0,002 \text{ Мпк}$  и окружную скорость  $V_b = 200 \text{ км/с}$  [74], получим расчётное значение постоянной Хаббла  $H_c = a_r / c \approx 67 \text{ (км/с)/Мпк}$ , близкое к измеренной величине  $H = 67,80 \pm 0,77 \text{ (км/с)/Мпк}$  [232]. Для других галактик величина

$$H_c = a_r / c = V^2 / R c \quad (1.25^*)$$

может несколько отличаться, ввиду различия окружных скоростей  $V$  и радиусов  $R$  галактик, но одни и те же типы галактик обладали бы близкими характерными значениями параметра Хаббла  $H_c$ . То есть на диаграмме «расстояние – красное смещение» точки, соответствующие разным галактикам, расположатся близко к выходящей из начала координат прямой линии, изображающей закон Хаббла. Поэтому правильнее говорить не о постоянной, а именно о параметре Хаббла, поскольку коэффициент  $H_c$  различается для разных галактик. Действительно, в литературе по космологии приводится мнение, что постоянную Хаббла правильнее называть параметром, поскольку она меняется, как минимум, во времени [223].



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

Сам Хаббл доказывал, что красное смещение обусловлено не доплер-эффектом от удаления галактик [75], но неким эффектом постепенного снижения частоты света, по мере его движения к нам, а галактики обладают сравнительно небольшими пекулярными скоростями. Эту гипотезу выдвинули в 1929 г. астрофизики А. Белополюский [76] и Ф. Цвикки [77]. Её поддержал ряд инженеров, астрономов и физиков, включая К.Э. Циолковского [78], С.И. Вавилова [65], В.П. Селезнёва [139]. Да и позднее ряд астрофизиков, включая Р.В. Куницкого, Б.А. Воронцова-Вельяминова и академика В.А. Амбарцумяна, отрицали теорию Большого взрыва и расширения Вселенной, призванную объяснить красное смещение, и отмечали, что можно говорить лишь о локальных движениях галактик, а не о расширении Вселенной в целом. Интересно, что американский физик Д. Джоунс, рассматривая красное смещение галактик как результат эффекта нарастания длины волны света, пропорционально пройденному светом пути, предположил, что похожий эффект будет наблюдаться

при пропускании лазерного излучения по протяжённым световодам [80, с. 150]. Как оказалось, подобный эффект реально имеет место в световодах в виде рамановского смещения частоты, хотя в этом случае он связан исключительно с нелинейными свойствами среды [29].

Гипотезу о недоплеровской природе красного смещения подтвердил и фотометрический критерий, предложенный Э. Хабблом и Р. Толменом [81]. Однако механизм эффекта красного смещения галактик остался невыясненным. Пионер нелинейной оптики С.И. Вавилов так охарактеризовал эту неопределённость [65, 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 доплерова».

Как отметил С.И. Вавилов [65, 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 преобразования частоты света при взаимодействии со средой [29, 4]. Эффект Ритца (1.13) идеально подходит на роль эффекта преобразования частоты света в космическом вакууме, поскольку не только естественно переходит в хаббловский 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 (1.13), что объясняет растяжение длительности вспышек сверхновых Ia в галактиках [A1], пропорционально их красному смещению  $z = (\lambda' - \lambda)/\lambda$  (1.20). К сходным выводам пришёл С. Девасиа [82]. По-видимому, впервые эффект красного смещения проассоциировали с эффектом Ритца в 2000 г. А.Н. Тропников – в электронной публикации [83] и А. Сайреника – в электронной публикации [84], упомянутой во 2-ом издании журнала «Advances in Chemical Physics» [85]. Но в ряде поисковиков эти публикации проиндексированы 2006 и 2009 гг. Также в работах [83, 84] не объяснён механизм создания именно красного, а не синего смещения, не рассчитано значение  $H$ , совпадающее с известным, не объяснены парадоксы красного смещения, что сделано в независимом анализе [A1, A21, A48].

Итак, баллистическая теория и эффект Ритца не противоречат данным внегалактической астрономии, объясняя красное смещение и его аномалии без гипотез о расширении Вселенной, о тёмной материи и тёмной энергии. В пользу трактовки космологического красного смещения по эффекту Ритца свидетельствует ряд парадоксов красного смещения [15, 387], противоречащих его доплеровской природе при гипотетическом расширении Вселенной.

Первый парадокс состоит в том, что одинаково удалённые объекты, вопреки закону Хаббла, часто имеют сильно различающиеся красные смещения, на основании которых объектам следовало бы приписать разные дистанции  $r$  [294]. Отличающиеся в разы красные смещения  $z$  у равноудалённых связанных галактик [15] легко объяснимы по эффекту Ритца [A48] разницей их ускорений  $a_r$ , дающих разные  $H_c = a_r/c$  и разные  $z$  (1.20). Впервые такое несоответствие красных смещений было выявлено Г. Арпом. Он выявил большое количество галактик, физически связанных в пары, о чём свидетельствовало не только их соседство на небосводе, но и соединяющие эти галактики перемычки, но компоненты таких галактик, несмотря на одинаковую удалённость, обладали, вопреки закону Хаббла, разными значениями  $z$ , так что разница намного превосходила возможные доплеровские сдвиги от движения компонент в двойной системе [367–370]. Яркий пример – объект Маркарян 205 – спутник галактики NGC 4319, имеющей заметно меньшее красное смещение [167]. Интересно, что во всех подобных случаях у спутников, обладающих меньшими размерами  $R$ , чем у главной галактики, красные смещения имеют более высокие значения [168]. С позиций баллистической теории и эффекта Ритца это объясняется тем, что для малых радиусов  $R$  параметр Хаббла  $H_c = V^2/Rc$  и соответствующее красное смещение по эффекту Ритца получается выше.

Различие красных смещений у парных объектов Арпа пытались объяснить, предположив, что они не образуют физически связанные пары, а расположены на разных расстояниях  $r$ , проецируясь в соседние точки небосвода. Однако наличие перемычек, соединяющих эти парные объекты, и частота, с которой они встречаются (маловероятная для случайных совпа-

дений) подтверждают их тесную связь. Попытки истолковать избыточное красное смещение спутников галактик как результат гравитационного красного смещения, тоже не имели успеха [167]. Таким образом, в рамках современной космологии загадка парных объектов пока не решена. Более того, постоянно появляются всё новые свидетельства того, что связанные галактики, имеющие разные красные смещения – это не исключение, а правило. Так, финский астрофизик Т. Яаккола, обнаруживший ещё ряд парадоксов красного смещения, открыл, что одинаково удалённые спиральные и эллиптические галактики имеют заметно отличающиеся красные смещения, причём систематически больше получаются смещения для спиральных галактик и меньше – для эллиптических [168]. Это тоже находит простое объяснение в баллистической теории: поскольку в эллиптических галактиках скорости вращения  $V$  заметно ниже [167]. Соответственно, параметр Хаббла  $H_c = V^2/Rc$ , и величина красного смещения  $z$  получается заметно ниже, чем у расположенных на том же расстоянии спиральных галактик. Также Г. Арп обнаружил систематическое различие параметра Хаббла для двух типов спиральных галактик Sb и Sc [370], что можно объяснить по эффекту Ритца разницей их размеров. Действительно, у галактик типа Sc размер  $R$  ядер наименьший среди всех типов спиральных галактик [183, с. 77]. Соответственно, для галактик Sc параметр Хаббла  $H_c = V^2/Rc$ , при той же скорости  $V$ , получится наивысшим среди спиральных галактик, в согласии с наблюдениями [370]. Аналогичный результат получен для сейфертовских галактик и квазаров (§ 2.2): как видно по диаграмме Хаббла [222, с. 184], у сейфертовских галактик  $H$  систематически ниже, чем у спиральных, а у квазаров – систематически выше.

Яркие примеры несовпадения красных смещений дают известные группы галактик, такие как триплет Цвикки, квинтет Стефана, секстет Сейферта. Триплет Цвикки – группа из трёх галактик, две из которых имеют близкие красные смещения, а у третьей красное смещение заметно отличается, соответствуя удалению от группы со скоростью около 7000 км/с [169]. Квинтет Стефана – группа из пяти связанных в скопление галактик, четыре из которых, судя по красному смещению, удаляются от Земли со скоростью 6600 км/с, а пятая – со скоростью 790 км/с. То есть, если приписать красное смещение эффекту Доплера, галактика не может входить в скопление, а должна удаляться от него со скоростью свыше 5000 км/с [169]. Секстет Сейферта – группа из шести галактик, пять из которых имеют близкие красные смещения, отвечающие скоростям порядка 4000 км/с, а у шестой красное смещение соответствует скорости 20000 км/с, то есть – удалению от группы со скоростью 16000 км/с. Такие несовпадения 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 разными красными смещениями.

Все эти факты привели таких астрофизиков, как Г. Арп, Т. Яаккола, Ф.Ю. Зигель [168], В.М. Лютый [171], и некоторых других, 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, в согласии с эффектом Ритца.

Второй парадокс связан с квазарами, обладающих аномально высокими красными смещениями, которым по закону Хаббла соответствуют гигантские расстояния. Но столь большие расстояния говорили бы о больших размерах квазаров и огромной абсолютной светимости, что противоречит быстрым вариациям яркости, говорящим об их малых размерах.

Уже после первых измерений красных смещений квазаров, их высокая величина вызвала сомнения в доплеровской природе этих смещений. А после открытия быстрых вариаций яркости квазаров с характерным временем вариаций порядка недели, стало ясно, что это сравнительно компактные объекты, которые не могут иметь большие линейные размеры и светимости, которые им следовало приписать на основании удалённости, измеренной по красному смещению из закона Хаббла [167]. Наконец, Арп обнаружил ряд квазаров или квазароподобных объектов, связанных с галактиками, имеющих при том же удалении намного большие красные смещения, вопреки закону Хаббла. Возникшее противоречие с законом Хаббла пытались устранить гипотезой о том, что сильное красное смещение квазаров имеет не космологическую, а гравитационную природу. Но при рассчитанных исходя из этого характеристиках квазаров, они не могли быть стабильными образованиями [167]. Таким образом, проблема аномально высокого красного смещения квазаров до сих пор не решена.

Трактовка красного смещения галактик и квазаров по эффекту Ритца легко решает этот парадокс, поскольку, как показано выше, квазары характеризуются иной величиной пара-

метра Хаббла  $H = V^2/Rc$ , чем галактики. Если учесть их малые размеры  $R$ , оцененные по колебаниям яркости, параметр Хаббла для квазаров может оказаться намного выше, чем у галактик. Таким образом, эффект Ритца естественно объясняет аномально высокие красные смещения квазаров. Этим же объясняется тот факт, почему одинаково удалённые галактики и квазары, связанные в пары, часто обладают сильно различающимися красными смещениями.

Поскольку из эффекта Ритца высокое красное смещение квазаров не говорит о большом расстоянии до них, то это могут быть сравнительно близкие объекты, и их абсолютная светимость окажется умеренной. А их линейные размеры, найденные из угловых размеров квазара, уже лучше согласуются с найденными по вариациям яркости. Простое объяснение получают и так называемые «сверхсветовые» выбросы и движения квазаров. Если пересчитать скорости этих движений, измеренных по видимому угловому перемещению, опираясь на уточнённые, более близкие расстояния квазаров, которые в десятки раз меньше рассчитанных по закону Хаббла, то окажется, что скорости выбросов и самих квазаров – досветовые. Так что вопрос об источнике энергии, сообщаемом выбросам гигантскую скорость, снимается. Наконец, если учесть малые размеры квазаров и малую толщину окутывающих квазары облаков газа, окажется, что части квазаров, выступающие из этих облаков или видимые в коридоры прозрачности, могут, за счёт собственных движений с более высокими ускорениями, вести к столь сильному красному смещению по эффекту Ритца, что он переведёт оптическое излучение квазара в радиодиапазон, объясняя интенсивное радиоизлучение квазаров.

Эффект Ритца объясняет и быстрые вариации яркости квазаров. Поскольку длина волны излучения квазаров повышена в 1,5–2 раза, это увеличение сопровождается пропорциональным спадом видимой яркости квазаров. Однако, если путь световых лучей от квазаров пересекают облака межзвёздного газа, тогда переизлучение в них ведёт к восстановлению исходной яркости. Таким образом, движение облаков газа быстро модулирует видимую яркость квазара, без изменения его истинной яркости. Проходящий свет способен и сам модулировать эффективность переизлучения, поскольку по мере изменения длины волны меняется коэффициент поглощения света, а значит показатель преломления и длина переизлучения. Поглощая свет, газ нагревается, ионизируется, ещё сильнее меняя показатель преломления, тем самым порождая автоколебательные процессы, меняющие видимую яркость квазара по механизму, описанному теорией Жевакина для цефеид, где поток излучения тоже управляет ионизацией и коэффициентом поглощения в атмосфере, ведя к колебаниям яркости звезды.

Третий парадокс состоит в дефиците красного смещения у наиболее далёких галактик [89] и 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  $z$  (1.20) нарастало бы всё медленней. На таких дистанциях ( $r \sim 10^{10}$  св. лет, что соответствует  $z \sim 0,8$ ), когда  $r \sim l$ , и выявлены отклонения от закона Хаббла в виде дефицита красного смещения  $z$ , интерпретированные как ускоренное расширение Вселенной [89].

Четвёртый парадокс: в некоторых скоплениях галактик дисперсия лучевых скоростей членов скопления, 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 и привела впервые астрономов к гипотезе о скрытой массе (рассчитанной из теоремы о вириале), иногда в десятки раз превосходя массу скопления, измеренную по светимостям галактик, образующих скопление. 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 тоже может быть связан с неверной интерпретацией красных смещений по эффекту Доплера и закону Хаббла.

Если красные смещения  $z$  галактик скопления вызваны эффектом Ритца, то 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 немного отличающимися характеристиками), хотя разброс по  $z$  будет мал. В таком случае разницу красных смещений (избыточную дисперсию) уже нельзя целиком приписывать разнице лучевых скоростей галактик в скоплении, раз причина в разной величине параметра  $H_c$  (1.25\*). То есть, отпадает надобность в гипотезе о скрытой массе, найденной из завышенного значения дисперсии скоростей. Интересно, что и в других случаях эффект Ритца устраняет парадокс скрытой, тем-

ной массы, если учесть производимые им эффекты сжатия или растяжения видимого времени движения, увеличение спектрального сдвига, намного 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 [173], относящимся к разным элементам или к разным диапазонам электромагнитного спектра [15], хотя гипотеза о доплеровской природе красного смещения предполагает одинаковую величину  $z$  для всех групп линий, во всех частотных диапазонах. Кроме того, у далёких галактик и квазаров открыты дополнительные спектральные линии с промежуточным  $z$ , меньшим измеренного для них. В случае квазаров частоты таких линий водорода Лайман-альфа с промежуточным смещением называют Лайман-альфа лесом. Их интерпретируют по гипотезе формирования линий поглощения в облаках межгалактического газа, расположенных на меньшем удалении от Земли, а потому обладающих меньшим красным смещением, чем у галактики. Однако иногда дополнительные линии имеют не сниженное, а избыточное красное смещение или синее смещение, например, у галактики М82 [211]. Очевидно, это связано с тем, что в разных участках галактики величина лучевого ускорения разная, что ведёт к появлению линий с разными сдвигами частоты. По той же причине спектральные линии квазаров сильно уширены, так что ширина линий составляет порядка  $0,1\Delta\lambda$ , то есть, сравнима с величиной их смещения  $\Delta\lambda$  [211]. По сути, это разные участки квазара дают частоты линий, слившихся вместе. Если на ближнем, северном конце галактики, где ускорения направлены от нас, смещение по эффекту Ритца красное, то на более далёком южном конце – смещение синее, что и наблюдается у М82. Это синее смещение в точности равнялось красному смещению на видимой стороне М 82 и соответствовало скорости  $V \sim 1000$  км/с, т.е. порядка расчётной по красному смещению  $z = rH/c$  скорости галактики  $V = rH \sim 300$  км/с на её дистанции  $r = 4$  Мпк. Величина смещения росла при удалении от центра галактики, что совершенно непонятно, если интерпретировать рост  $z$  как рост скорости  $V_r$  (1.20), измеренной по доплер-эффекту [211]. С точки зрения эффекта Ритца это естественно объясняется, т.к. в ядре угловая скорость  $\omega$  вращения звёзд почти постоянна, а центростремительное ускорение  $a = \omega^2 R$  растёт пропорционально расстоянию  $R$  от центра, будучи пропорционально силе тяготения внутри шарового ядра, растущим  $\propto R$ . Соответственно, смещение  $z = ra/c^2$  пропорционально  $R$ . Иногда различаются смещения линий нейтрального водорода в радиодиапазоне и линий оптического спектра [15], вопреки доплеровской трактовке красного смещения.

Причина, по которой у М 82 синее смещение удаётся обнаружить, а в других галактиках – нет, связана с тем, что оно открыто у эмиссионных линий – ярких линий, излучаемых потоками горячего газа. А свет эмиссионных линий менее подвержен переизлучению межзвёздным газом. Во-первых, переизлучение тесно связано с поглощением, и сильнее всего влияет на тёмные линии поглощения. Во-вторых, эмиссионные линии изначально смещены по эффекту Доплера от характерных резонансных частот за счёт движения газа, и менее подвержены переизлучению, усиленному возле этих частот. В-третьих, потоки газа, излучая эмиссионные линии, сообщают свету свою скорость  $V \sim 100$  км/с. Поэтому вторичное излучение со скоростью  $c$ , обычно гасящее первичное со скоростью  $c + V$ , не может его догнать и погасить, и свет движется без переизлучения, преобразуясь ритц-эффектом на всём пути  $r$ .

Красные смещения галактики, обусловленные эффектом Ритца, могут различаться, т.к. звёзды, расположенные на разных расстояниях от центра галактики, обладая разными лучевыми ускорениями, получают по ритц-эффекту разные смещения  $z$ . Хотя эти различия нивелируются межзвёздным газом, их следы остаются, поскольку свет звёзд проделывает разный путь до внешнего переизлучающего слоя, и влияние этого слоя на скорость света неодинаково. Звёзды, расположенные на разных расстояниях от центра галактики, имеют в среднем немного отличающийся химический состав атмосфер. Поэтому характерные линии поглощения разных элементов, обладающих у разных звёзд разной интенсивностью, получают разные красные смещения, в соответствии с распределением этих элементов в галактике.

Аналогично, различие красных смещений линий в радио- и оптическом диапазоне может быть вызвано тем, что в этих диапазонах различаются размеры шаровой области галактики, вне которой свет уже не переизлучается. Именно лучевое ускорение на этой поверхности определяет величину красного смещения. Поскольку для разных диапазонов длин волн  $\lambda$  толщина переизлучающего слоя  $l = \lambda/2\pi(n - 1)$  различна, то на разных расстояниях  $R$  от центра прекращается переизлучение, и далее частота преобразуется по закону (1.14), где опреде-



ляющим 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 [15]. В меньшей степени эффект может проявиться для разных длин волн  $\lambda$  оптического спектра и для длин волн  $\lambda$ , 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 [173] различие красных смещений  $z$  в линиях щелочных и щелочноземельных элементов галактики, а также зависимость  $z$  от ионизационного потенциала элемента.

Шестой парадокс состоит в том, что отдельные звёздные и галактические скопления имеют по оценкам возраст, превосходящий расчётное время расширения Вселенной, оцениваемое как величина обратная  $H$  [15]. Этот парадокс, тоже открытый Ф. Цвикки [15, 75], до сих пор не решён в рамках стандартной космологической модели. Если бы расширение Вселенной после Большого взрыва началось 20 миллиардов лет назад, тогда наблюдаемые ныне скопления не успели бы сформироваться. О том же говорят оценки возраста некоторых звёзд, заметно превосходящего теоретическое время существования Вселенной [168].

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 [78], Вавилов и другие физики и астрофизики.

Так же и в атмосфере звёзд нашей Галактики вызванное тяготением звезды ускорение излучающих атомов ведёт к появлению красного смещения. Так, в атмосфере Солнца с его массой  $M$  и радиусом  $R_S$  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

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

Этот сдвиг аналогичен изменению  $\lambda$  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  $n$ , зависящим от расстояния  $R$  до Солнца. Ту же зависимость  $n$ , а значит и отклонения луча  $\theta = 1,75''$  возле Солнца, предсказывает общая теория относительности (ОТО) [164]. Таким образом, регистрируемое отклонение  $\theta = 1,75''$  [79], может свидетельствовать и в пользу теории и эффекта Ритца.

Красное смещение будет иметь место не только в спектре Солнца, но и в спектре других звёзд, в видимой части поверхности которых ускорение свободного падения направлено от нас, вызывая красное смещение по ритц-эффекту. Этим можно объяснить высокое красное смещение  $z = 0,1$  в спектре Сириуса В и других звёзд, относимых к белым карликам. Так же 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 [76], хотя отметил, что для звёзд параметр Хаббла много выше. Это естественно, если учесть, что ускорения на поверхности звёзд на порядки превосходят ускорения в галактиках. Впрочем, для звёзд внутри Галактики эффект ослабляется эффектом переизлучения в межзвёздной среде.

Отметим, что упомянутую в § 1.1 аномалию Струве-Сахаде [129, 250], скажем, 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 скорости центра масс  $V_0$ . Так, если  $V_0$ , измеренная по кривой лучевых скоростей яркого компонента HD 190967 [129], почти нулевая, то 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 [313]. 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  $l$  (реально обнаруженный эффект, § 1.1). Поскольку искажённая кривая лучевых ускорений (и мнимых лучевых скоростей  $V_r^*(t)$ , Рис. 1.10) соответствует кривой лучевых скоростей с постоянной добавкой лучевой скорости  $V_r'' = Ke'\cos\omega + V_0$ , то эти добавки оказываются разными для 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 кельвина. Поскольку космическое пространство наполнено крайне разреженным межзвёздным и межгалактическим газом, естественно, что этот газ, нагретый идущим через него излучением звёзд, обладает некоторой равновесной температурой в 2,7 К. Таким образом, не обязательно считать излучение реликтовым, т.е. сохранившимся с момента рождения Вселенной остаточным нагревом, скорее правильнее излучение называть 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 большой точностью одинакова и равна 2,7 К, и обладает лишь незначительными флуктуациями. Но равенство температуры газа во всех точках Вселенной – это естественное следствие того, что газ пребывает в термодинамическом равновесии. А поскольку галактики распределены во Вселенной в среднем равномерно (Вселенная однородна и изотропна), то в любой точке Вселенной газ поглощает и излучает в среднем одно и то же количество тепла. Примерно таков же механизм однородного слабого фонового свечения ночного неба – это результат рассеяния света звёзд на межзвёздном газе и пыли [386].

Поскольку фоновое излучение межзвёздного газа – равновесное, легко рассчитать его температуру. Если считать излучающий объём газа абсолютно чёрным телом, то, по закону Стефана-Больцмана, он будет излучать в единицу времени с единицы поверхности энергию  $\sigma T^4$ , где  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт/м<sup>2</sup>К<sup>4</sup>, а  $T$  – температура газа. Эта излучаемая энергия должна равняться энергии, поглощаемой газом, то есть энергии, приходящей в данный объём от всех звёзд, галактик Вселенной. Среднестатистическая галактика излучает в среднем характерную мощность  $P_0 = 10^{37}$  Вт [118]. Если выделить в пространстве вокруг объёма газа сферический слой толщины  $b$  и радиуса  $r$ , он будет содержать  $\xi 4\pi r^2 b$  галактик (где  $\xi$  – средняя концентрация галактик во Вселенной) и будет излучать полную мощность  $P_\Sigma = \xi P_0 4\pi r^2 b$ . Из этой мощности шарик газа с поперечным сечением  $S$  будет поглощать мощность  $SP_\Sigma/4\pi r^2 = S\xi P_0 b$  (Рис. 1.12). То есть мощность, поступающая в объём газа от сферического слоя, не зависит от радиуса слоя. Поэтому общую мощность излучения, поступающую к газу от всех слоёв, найдём как  $S\xi P_0 R$ , просуммировав толщину слоёв: приняв  $b$  равным радиусу наблюдаемой Вселенной  $R = 12 \cdot 10^9$  световых лет (примерно  $12 \cdot 10^{25}$  м), то есть 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, а  $4\pi R^3/3$  – её объём [118].

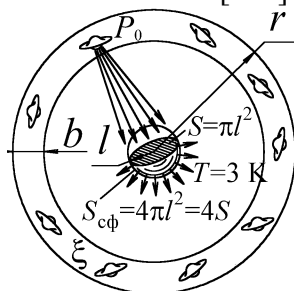


Рис. 1.12. Сферический объём газа, нагретый светом звёзд, излучает при равновесной температуре  $T$ .

Полная мощность, излучаемая сферическим объёмом газа,  $4S\sigma T^4$ , должна совпадать с поглощаемой мощностью  $3SP_0n/4\pi R^2$ . Отсюда для равновесной температуры этого объёма газа  $T = (3P_0n/16\sigma\pi R^2)^{1/4}$ . После подстановки всех значений найдём  $T = 2,9$  К, что близко к реальной температуре фонового излучения  $T = 2,7$  К. Итак, фоновое излучение – это обычное равновесное излучение межгалактического газа, переизлучающего энергию, приходящую к нему в виде света. Отметим, что в 1995 г. аналогичную идею о микроволновом фоновом излучении как о совокупном излучении всех звёзд высказал В.С. Троицкий [388], а также Н.А. Жук [109], – в рамках некоторых дополнительных предположений о характере поглощения света межзвёздной средой, но без конкретных численных оценок температуры фонового излучения. Подобная оценка была дана в 2007 г. автором [A26, A9] в ходе независимого анализа, в котором температура  $T = 2,9$  К микроволнового фонового излучения была рассчитана в рамках более строгого анализа на основе средней мощности излучения галактик (а не звёзд), светимости которых имеют меньший разброс, чем у звёзд, а концентрация определяется с более высокой точностью. Обычно нагретый газ излучает отдельные спектральные линии, а не сплошной спектр. Но протяжённые толщи газа генерируют непрерывный спектр, как показывает пример Солнца. Отметим, что температура чёрного тела, нагретого излучением всех звёзд Вселенной, рассчитывалась и задолго до этого, получаясь примерно того же порядка – около 2 К [284].

Данная гипотеза объясняет и флуктуации, небольшие 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  $\sim 18$  мкК) [176]. Это Реликтовое Холодное Пятно (*CMB Cold Spot*) естественно объясняется тем, что в участках с дефицитом звёзд газ нагрет в меньшей степени [281, A50]. И напротив, в участках неба, где сосредоточено много галактических скоплений, температура реликтового фона – избыточная. Так, у 1400 скоплений галактик 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, то естественно, что возле скоплений этот газ нагрет сильнее, соответственно, частота спектрального максимума выше. То есть флуктуации фона – это следствие флуктуаций концентрации галактик. Впрочем, флуктуации малы, поскольку 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 нет «оси зла», а есть неоднородность в распределении галактик – в крупномасштабной структуре Вселенной, поскольку скопления галактик группируются в «блины» и «волокна» [226]. Находясь в плоскости «блина», «волокна», в этой плоскости и наблюдают колебания концентрации галактик и температуры фона (примерно так в Галактике яркость меняется вдоль полосы Млечного пути). Эта крупномасштабная структура из мириадов галактик образует своего рода «супергалактику», «супермлечный путь», видимый в форме вариаций реликтового фона. Тем же вызван небольшой градиент температуры реликтового фона. Впрочем, градиент температуры реликтового фона может быть и кажущимся, вызванным смещением 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 как раз при рассеянии света облаками газа и пыли с неоднородной хаотически меняющейся волокнистой структурой, ведущей к соответствующим колебаниям направления и величины вектора поляризации, аргументы в пользу чего приводит ряд авторов [333, 358]. А в стандартной космологической модели такую аномальную поляризацию, противоречащую модели микровол-

нового фона как реликтового излучения, объясняют в рамках дополнительных гипотез об искажающих микроволновый фон гравитационных волнах. Однако в дальнейшем теоретический анализ и измеренная зависимость величины флуктуаций от длины волны подтвердили, что флуктуации поляризации и температуры реликтового фона обусловлены именно рассеянием на облаках газа и пыли [359–362]. Это свидетельствует в пользу того, что 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 могло бы стать непосредственное измерение скорости их удаления, 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 могло бы стать измерение скорости роста красного смещения  $z$  по мере удаления галактики, происходящее в случае, если красное смещение вызвано удалением. Современная спектроскопия и лазерная физика делают подобное прецизионное измерение ничтожных вариаций частоты, соответствующее точности измерения скорости  $\sim 1$  см/с, вполне реализуемым, что предлагают использовать для прямого измерения ускорения расширения Вселенной по дрейфу лучевой скорости [212, 380]. Кроме того, согласно баллистической теории, обнаружится заметное различие величины красных смещений в разных участках одной галактики, и ещё более заметное – в величинах красных смещений галактик, образующих связанные пары. Таким образом, методы современной внегалактической астрономии открывают ряд возможностей проверки баллистической теории и эффекта Ритца.

### § 1.3. Эффект аберрации звёздного света и его аномалии

Эффект аберрации 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. [16, 18] и истолкован им по корпускулярной теории света как следствие относительного движения света, так что на относительную скорость света влияет движение Земли. На Земле, летящей по орбите со скоростью  $V$ , вертикально падающие лучи света, движущиеся, подобно потокам корпускул со скоростью  $c$ , должны, согласно правилам кинематики, отклоняться на угол  $\alpha = V/c$ , аналогично потокам отвесно падающих капель дождя, воспринимаемым бегущим человеком как налетающие спереди. Фактически наблюдается сложение векторов относительной скорости звезды  $V$  и скорости её света  $c$  по закону (1).

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

Г. Дингл предложил использовать эффект звёздной аберрации для проверки баллистической гипотезы о влиянии источника на величину скорости света [12], путём сравнения угла аберрации  $\alpha$  звёзд нашей Галактики, излучающих свет со скоростью  $c' \approx c$ , и угла аберрации  $\alpha'$  галактик (удаляющихся, если судить по красному смещению, со скоростью  $v_r \sim 0,1c$ , т.е. испускающих свет со скоростью  $c - v_r$ ). Угол аберрации 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 рамках СТО – совпадали бы. Наблюдения показали, что углы аберрации звёзд и галактик равны [13], что сочли аргументом против теории Ритца [16, 9]. Но, как отмечал сам Дингл [12] и авторы наблюдений [13], вывод справедлив лишь в случае, если красное смещение галактик вызвано их удалением. А эффект Ритца, как показано в § 1.2, объясняет красное смещение без гипотезы о гигантских скоростях галактик, противоречащих и ряду других наблюдений [15, с. 9]. То есть, при  $v_r \ll c$ , углы  $\alpha'$  и  $\alpha$  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 номинальную скорость  $c$ , и воспринимался бы под тем же абберационным углом  $\alpha$ . 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 прямым методом в земных условиях.

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 [17, с. 209] (хотя космический вакуум даже более высокий, чем достижимый в земных условиях, и скорость света там была бы выше). Соответственно, измеренное значение абберационного угла  $\alpha' = V/(c - v_r)$  получается систематически больше теоретического значения абберационного угла  $\alpha = V/c$ . Этот факт, долгое время казавшийся загадочным [17], в баллистической теории света получил естественное объяснение.

Отметим, что сложение скорости света со скоростью потоков плазмы, выбрасываемых Солнцем, как предположил В.И. Секерин [36], объясняет и редкие аномальные выбросы в опыте Бонч-Бруевича по измерению скорости света от движущихся краёв Солнца [68]. Отдельные замеры показывали значения скорости света заметно выше  $c$ . Действительно, несмотря на то, что свет проходил через земную атмосферу, эффект переизлучения для него оказывается мал, если скорость  $v$  источника (плазмы) велика и направлена к Земле (§ 1.1), что особенно должно проявиться для эмиссионных линий (§ 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. Также возможен 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  $\alpha$  на величину

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

Такую величину  $\Delta\alpha$  легко зафиксировать радиоинтерферометрами со сверхдлинной базой. То есть, измерение угла абберации  $\alpha$  имеет смысл проводить для АМС, посылающих радиосигналы, или для планет – Меркурия, Венеры, Юпитера, весьма интенсивно излучающих в радиодиапазоне [43].

#### **§ 1.4. Аномалии экзопланет как следствие вариаций скорости света**

Эффект Барра, рассмотренный в § 1.1, представляет для современной астрономии особую актуальность, позволяя объяснить ряд аномалий экзопланет, которые не удалось объяснить в рамках современной астрофизики и космогонии планетных систем. В частности, у ряда экзопланет открыты аномально высокие орбитальные эксцентриситеты, достигающие значений  $e = 0,3-0,97$ . Такие эксцентриситеты, во-первых, не типичны для планет Солнечной системы (где максимальным эксцентриситетом  $e = 0,25$  обладает Плутон, ввиду этого и малой массы исключённый советом МАС из числа планет), во-вторых, противоречат космогоническим теориям формирования планет из газопылевого протопланетного облака (*гипотеза Шмидта*). Высокие эксцентриситеты часто наблюдаются у короткопериодических экзопланет очень близких к родительской звезде, то есть в той области, где приливные эффекты, «скругляющие» орбиты, исключают существование планет с высокими орбитальными эксцентриситетами. Поскольку элементы орбит планет измеряют не напрямую, а по кривым лучевых скоростей звёзд, движущихся возле центра масс под влиянием тяготения планет, то естественно принять, что наблюдаемые высокие эксцентриситеты тоже являются мнимыми, ввиду искажения графиков 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 расположенными столь близко к родительским звёздам, что даже незначительные эксцентриситеты для них исключены, предполагают, что кри-

вые лучевых скоростей этих систем, соответствующие эксцентриситетам 0,01 и 0,174, – действительно искажены, например приливными эффектами [60]. По сути, для объяснения аномалии астрономы вновь обратились к 1<sup>о</sup>-й гипотезе Барра. 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, поэтому мнимые эксцентриситеты могут составить  $e' = \pi r K / P c^2 \sim 1$ . Таким образом, даже если происходит снижение 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<sup>о</sup>-ым критерием из § 1.1. Приливное искажение создало бы более сложную картину с иным значением  $\omega$ . Ещё заметней будет искажение для недавно открытой транзитной экзопланеты KOI-889 b, расположенной на расстоянии  $r \sim 3000$  св. лет, обладающей орбитальным периодом  $P \sim 9$  сут и полуамплитудой лучевой скорости  $K \sim 1,3$  км/с [92, A2], откуда  $e' = \pi r K / P c^2 \sim 15$ . То есть, даже при снижении эффективного расстояния  $l$  в тридцать раз по сравнению с  $r$  ( $l \sim 100$  св. лет и  $k = l/r \sim 0,03$ ), мнимый эксцентриситет может составить наблюдаемую величину  $e' = 0,57$ , которая представляется аномально высокой для планеты со столь малым периодом и радиусом орбиты. Поэтому в данном случае, вероятно, тоже наблюдается искажённая эффектом Барра кривая лучевых скоростей, о чём свидетельствует измеренная по графику  $V_r'(t)$  долгота периастра  $\omega \approx 63^\circ$ , сопоставимая с теоретическим значением  $\omega \sim 90^\circ$ .

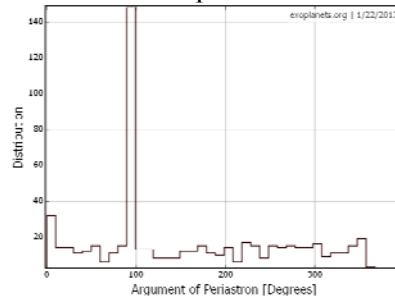


Рис. 1.13. Распределение экзопланет по долготам периастра.

Действительно, если высокие эксцентриситеты экзопланет – мнимые, а не истинные, тогда, согласно 1<sup>о</sup>-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 современным базам данных экзопланетных параметров. Так, ресурс [17] включает характеристики более 700 экзопланет с измеренными орбитальными элементами и удобный интерфейс для построения таблиц и диаграмм. Гистограмма  $N(\omega)$ , построенная на её основе, действительно, содержит ярко выраженный максимум при  $\omega = 90^\circ$  (Рис. 1.13), что соответствует предсказанию баллистической теории и 1<sup>о</sup>-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 свидетельствует о значении  $\omega \approx 90^\circ$ , но может быть следствием малости эксцентриситета  $e \ll 1$ .

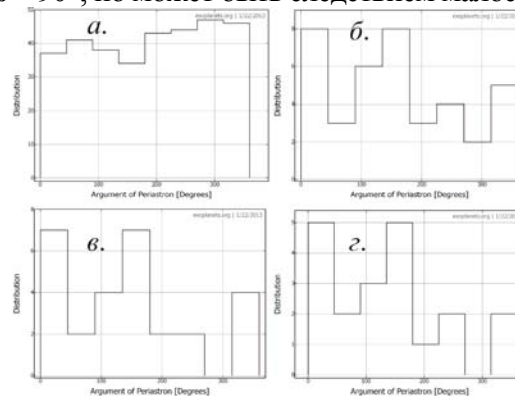


Рис. 1.14. Диаграммы  $N(\omega)$  экзопланет для разных диапазонов  $K/P$ :

- 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,  $N = 20$ ,  $1 + 3N^{-1/2} = 1,67$ ,  $R = 3,0$ .

Поэтому более надёжной представляется проверка по 2°-му критерию, который при  $e' = \pi r K / P c^2$  выявляет неоднородность распределения  $N(\omega)$  лишь при значении  $K/P$  выше критического, то есть у планет с кратчайшими периодами  $P$  и наивысшими орбитальными скоростями  $K$ , обладающих также минимальными истинными эксцентриситетами  $e$ . Для статистического анализа следует отобрать исключительно планеты, выявленные методом лучевых скоростей, с эксцентриситетом  $e > 0,01$  (для точного определения долготы периастра  $\omega$ ). Подобный 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). Если для  $K/P < 3$  (м/с)/сут распределение  $N(\omega)$  – статистически однородное (в пределах трёх стандартных ошибок  $3\sigma$ ), то 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 наблюдается 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 превышает возможные статистические ошибки и вероятные флуктуации и не может отражать реального распределения орбит планет по направлениям. То есть, аномалии орбит экзопланет удовлетворяют 2°-му критерию (§ 1.1), что доказывает, что наблюдаются искажённые кривые лучевых скоростей.

Отметим, что критический параметр  $K/P = 3$  (м/с)/сут для экзопланет в тысячу раз ниже, чем аналогичный параметр  $K/P = 3$  (км/с)/сут для звёзд. Истинный эксцентриситет, как отмечено, растёт при увеличении периода  $P$  у звёзд и экзопланет. Поэтому разница их критических  $K/P$  вызвана тем, что при том же периоде  $P$  и радиусе орбиты амплитуда лучевой скорости  $K$  звезды заметно ниже в случае экзопланет, чем в случае двойных звёзд. Действительно, массы экзопланет в тысячи раз ниже массы звёзд. Пропорционально слабее и их возмущающее воздействие. Поэтому при том же параметре  $K/P$  и том же мнимом эксцентриситете  $e'$ , у экзопланет период  $P$  и истинный эксцентриситет  $e$  будет заметно меньше, чем у звёзд. Это и позволяет мнимому эксцентриситету проявиться 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, то асимметрия  $R$  и эффект Барра вырастут. То есть подтвердился 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:

$$e' = \pi r K / P c^2 \sim 0,1 - 1. \quad (1.26)$$

Для экзопланет, у которых условие  $\pi r K / P c^2 \sim 1$  выполняется, можно предполагать, что избыточный эксцентриситет – мнимый и вызван искажением графиков лучевых скоростей.

Кроме того, 3°-й критерий удовлетворяется, поскольку мнимые и избыточные эксцентриситеты, так же как 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 [92]. Тогда как у систем с положительной лучевой скоростью  $V_0 \geq 0$  эффект Барра и избыточные эксцентриситеты малы, либо отсутствуют, ввиду быстрого переизлучения света в межзвёздном газе. Например, у WASP-18b при  $V_0 = 3$  км/с переизлучение должно быть эффективным ( $k \ll 1$ ), отчего мал избыточный эксцентриситет  $e = 0,01$ , что при мнимом эксцентриситете  $e' = 1$  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 [8]. У планеты KOI-200 b скорость центра масс  $V_0 = 19$  км/с [92], отчего переизлучение велико, и наблюдаемый эксцентриситет  $e = 0,29$ , видимо, истинный: он близок к эксцентриситету Меркурия  $e = 0,2$ .

Также открыты аномальные экзопланеты, удовлетворяющие 6<sup>о</sup>-му критерию. Так, у экзопланеты  $\upsilon$  Андромеды b с орбитальным периодом  $P = 4,6$  суток, на основании орбитальных элементов, измеренных спектральным методом, предсказали максимизацию блеска экзопланеты, при изменении размера видимой освещённой части в ходе орбитального движения, в фазе 0, когда лучевая скорость звезды равна нулю. Реально же фотометрические измерения телескопа «Спитцер» показали, что максимум блеска фиксируют на четверть периода раньше – при минимуме лучевой скорости звезды (и максимуме лучевой скорости планеты) [61]. Это интерпретируют как наличие на планете горячего яркого пятна, смещённого от подзвёздной точки на  $90^\circ$ . Подобный эффект колебаний яркости со сдвигом по фазе за счёт светлого пятна открыт, например, у спутника Сатурна – Япета [230], но наличие неподвижных ярких пятен сомнительно для газовых планет-гигантов, к которым относится  $\upsilon$  Андромеды b. Поэтому колебания блеска могут быть вызваны не изменением фазы и видимой площади освещённой (дневной) стороны  $\upsilon$  Андромеды b, а колебаниями видимой яркости  $I'$  самой звезды  $\upsilon$  Андромеды по эффекту Ритца (1.16) под влиянием ускорения  $a_r$ , сообщаемого планетой – звездой [A49]. Так же и сдвиг линий  $\upsilon$  Андромеды, видимо, вызван в основном эффектом Ритца, а не Доплера, и наблюдается кривая мнимых лучевых скоростей  $V_r^*(t)$ .

Именно при таком условии спектроскопическая кривая  $V_r^*(t)$  сдвинута по фазе относительно теоретической  $V_r(t)$  на значение  $\varphi = \arctg(2\pi l/Pc) = \pi/2$ . Поскольку измеренные спектральные смещения звезды соответствуют колебаниям  $a_r$  и  $V_r^* = la_r/c$ , а не реальной скорости  $V_r$ , то истинная орбитальная скорость  $V$  может быть заметно ниже (Рис. 1.9). В итоге, много меньше и масса планеты, вызывающей возмущения, колебания звезды возле центра масс. Таким образом, аномальные экзопланеты могут оказаться не газовыми гигантами, а планетами типа Меркурия или астероидами, которые в Солнечной системе, в отличие от планет, часто обладают сильно эксцентричными орбитами с периодом в несколько суток (для таких малых планет эффект приливного скругления орбит отсутствует, т.к. из-за малой массы они почти не вызывают приливов в атмосфере родительской звезды). Поскольку в данном случае эффект Ритца велик, то и колебания яркости  $I'$ , вообще говоря, могут быть вызваны не изменением фазы планеты, а вариациями яркости по эффекту Ритца [A1, A2, A43, A49, 30, 72].

Ряд статистических доказательств того, что у «горячих юпитеров» спектральные смещения вызваны не эффектом Доплера, а эффектом Ритца, преобразующим расчётные элементы орбит, привёл сотрудник ГАИШ проф. МГУ Б.Р. Мушаилов и В.С. Теплицкая [390, 391]. Поскольку амплитуда колебаний спектральных линий и расчётной скорости  $V_r^* = ra_r/c$  пропорциональна расстоянию  $r$ , то обнаружение планет методом лучевых скоростей упрощается при увеличении их дистанции  $r$ , в согласии со статистикой открытых экзопланет [390]. Б.Р. Мушаилов и В.С. Теплицкая предложили проверить это, сопоставив параметры и элементы орбит экзопланет, определённые разными методами. В частности, если у планет, открытых транзитным методом, известна кривая лучевых скоростей, то при её искажении наблюдаемые моменты, фазы транзита не совпадут с ожидаемыми на основе графика лучевых скоростей, что реально наблюдается у ряда экзопланет. Например, у вышеупомянутой планеты KOI-889 b, у которой кривая лучевых скоростей с большой вероятностью искажена эффектом Барра, транзит ( $\varphi = 0$ ) должен наблюдаться, согласно расчётам, при почти нулевой скорости  $V_r$  звезды. Реально же на графике лучевых скоростей фаза  $\varphi = 0$  соответствует высокой переменной составляющей скорости  $V_r \sim 100$  м/с [92]. 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 действительная орбита имеет в два раза меньший эксцентриситет  $e \approx 0,3$ , близкий к эксцентриситету Меркурия, радиус орбиты и период  $P$  которого того же порядка.

Кроме того, аномалии орбит экзопланет удовлетворяют 7<sup>о</sup>-му критерию. Во многих случаях наблюдаемая кривая лучевых скоростей не точно соответствует теоретическим графикам лучевых скоростей расчётной орбиты большого эксцентриситета [40]. Отклонения от теоретической кривой имеют вид гармоник орбитального периода, в согласии с предсказанием Фрейндлиха [127]. Такие графики лучевых скоростей предлагают интерпретировать как вызванные не одной планетой, а двумя, с кратными орбитальными периодами, находящимися в орбитальном резонансе 1:2 [40, 41]. По сути, такое искусственное введение всё новых

экзопланет – это результат разложения графика лучевых скоростей в ряд Фурье, то есть представление 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 (1.5). 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, в случае планеты 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 (ведущей к неустойчивости орбит) и сравнительно малого взаимодействия между планетами. В частности, в Солнечной системе обнаружен лишь приближённый планетный резонанс 2:5 и 1:2 у планет-гигантов – Сатурна и Юпитера, Урана и Нептуна [320]. Обратная картина наблюдается у экзопланет, среди которых орбитальный резонанс широко распространён и намного более точен. Согласно анализу [41], 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 [A43, A49]. Как легко видеть из выражения (1.4), искажённая кривая лучевых скоростей, действительно, ближе к сумме двух синусоид с отношением периодов 1:2, чем кривая лучевых скоростей  $V_r(t)$  эллиптической орбиты (1.8), для которой отклонение от суммы двух синусоид, возникающее во втором порядке малости  $e^2$ , имеет более высокую величину.

Ещё одна аномалия экзопланет – открытие массивных планет-гигантов, расположенных от родительских звёзд на предельно малых расстояниях  $\rho$  (порядка сотых долей  $a.e.$ ) и обладающих аномально высокими эксцентриситетами  $e > 0,1$ , невозможными для короткопериодичных планет. Таким расстояниям соответствуют высокие температуры поверхности планет, исключаяющие стабильное существование этих газовых гигантов, названных по этой причине «горячими юпитерами». Столь же сомнительно существование близких к родительским звездам массивных планет, открытых методом лучевых скоростей (*методом тайминга*) в системах сравнительно молодых пульсаров, считающихся остатками взрывов сверхновых, которые уничтожили бы близлежащие планеты, а новые планеты не успели бы сформироваться. Если же регистрируют кривую мнимых лучевых скоростей  $V_r^*(t)$ , то, вероятно, измеренная амплитуда лучевых скоростей  $K'$  (1.23) сильно завышена по сравнению с истинной  $K$ , если сдвиг спектральных линий обусловлен в основном эффектом Ритца, а не Доплера [A43]. Это вело бы к завышению масс планет на порядки, поскольку лучевая скорость звезды пропорциональна возмущающему воздействию, силе тяготения планеты, то есть, её массе. Таким образом, массы планет намного ниже и приближаются к массе астероидов и комет, которые при своей невысокой массе не создают приливных горбов в атмосфере звезды и не испытывают приливного скругления орбит [A49]. Эти малые планеты, подобно кометам и астероидам, подходящим близко к Солнцу, могут обладать высокими эксцентриситетами.

Не исключено, что истинные орбитальные периоды  $P$  экзопланет в ряде случаев длиннее наблюдаемых  $P'$ . Так, при движении планетной системы с близким к критическому лучевым ускорением  $a_r \approx -c^2/r$  (которое на космических дистанциях  $r$  имеет умеренную величину, типичную для звёзд), эффект Ритца приведёт к сжатию видимого периода движения планет  $P' = P(1 + ra_r/c^2)$  до почти нулевого. Изменение видимых периодов обращения наблюдается и у спутников Юпитера, периоды которых, как открыл О. Рёмер, за счёт эффекта Доплера бывают на минуты короче истинных, ввиду относительного движения Юпитера и Земли [36]. Эффект Ритца способен сокращать видимые периоды обращения планет уже в разы. Это по-



зволяет 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 [A43].

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 – эффект, предсказанный Д.Ф. Комстоком ещё в 1910 г. [123]. Это позволяет объяснить открытые в последние годы экзопланеты с обратным (*ретроградным*) орбитальным вращением, например WASP-33b и HAT-P-7b, противоречащие теориям формирования планетных систем [A43, A49]. Обратное (*ретроградное*) вращение выявляют при анализе графиков лучевых скоростей – по аномальному эффекту Росситера-МакЛафлина (Рис. 1.15). 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 (1.14)  $dt' < 0$  [A43]. Таким образом, ретроградное вращение экзопланет представляет собой такую же иллюзию как ретроградное движение планет Солнечной системы, наблюдаемых с Земли в некоторые моменты времени [A43]. Для планет Солнечной системы иллюзия обусловлена относительным характером движения небесных тел, а для экзопланет – относительным характером движения их света (§ 1.2). Также по эффекту Росситера-МакЛафлина открыты орбиты экзопланет со значительным ( $>10^\circ$ ) наклоном к плоскости экватора звезды, например у экзопланеты XO-3 b [311], что также может быть иллюзией, вызванной искажением графиков лучевых скоростей по эффекту Ритца, ввиду различия лучевых скоростей и ускорений у затмеваемых планетой участков звезды. Затмение центральных участков звезды, где ускорение свободного падения создавало избыток красного смещения по ритц-эффекту, ведёт к систематическому снижению красного смещения в моменты затмений (средний график на Рис. 1.15), что интерпретируют как движение планеты по наклонной орбите. Тем не менее, это не исключает, что у ряда экзопланет орбиты – ретроградные, наклонные и сильно эксцентричные, как у отдельных нерегулярных спутников Сатурна (*Феба*), Юпитера, Урана и Нептуна (*Тритон*) [230]. Но такие аномалии свойственны самым внешним планетам и спутникам, удалённым от тяготеющего тела и, как правило, имеющим внешнее происхождение [230]. Напротив, ретроградное движение выявляют у внутренних экзопланет, «горячих юпитеров», для которых обратное движение крайне маловероятно.

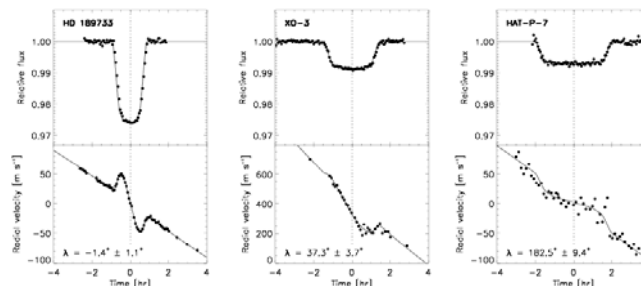


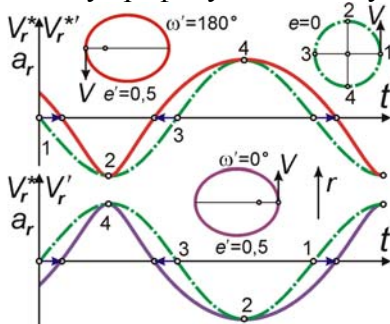
Рис. 1.15. Нормальный и аномальный эффект Росситера-МакЛафлина [311].

Изменение периодов экзопланет по эффекту Ритца приводит и к ложным оценкам масс и размеров экзопланет, поскольку вариации видимых периодов и длительности транзитов экзопланет (времени прохождения планеты по диску звезды), при известной массе и радиусе звезды, оценки радиуса  $R$  планеты дадут завышенную или заниженную величину. Действительно, у ряда планет измерения показывают аномалии размеров, противоречащие теориям формирования планет и физически допустимым их характеристикам [252, 253]. Изменение орбитального периода  $P'$  и спектральные смещения по эффекту Ритца приведут к ошибке измерения массы  $m$  экзопланет. По отдельности и в совокупности эти ошибки приводят к неверному измерению плотности экзопланет  $d = 3m/4\pi R^3$ . Действительно, открыты экзопланеты с аномально высокой плотностью (выше, чем у золота: например,  $d \approx 25$  г/см<sup>3</sup> у COROT-3b) и аномально низкой плотностью (ниже, чем у пенопласта: например,  $d \approx 0,1$  г/см<sup>3</sup> у WASP-17b), природа которых пока не установлена. В рамках баллистической теории эти плотности иллюзорны, и истинные плотности отличаются от измеренных на порядки [A43, A49], будучи 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 длинных периодов  $P$ , действительно, могут достигать высоких значений, как показывает пример 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 многих из них  $180^\circ \leq \omega < 360^\circ$ . Но в этом случае тоже возможно искажение графиков лучевых скоростей, но иными механизмами. Так, если сдвиг частоты вызван в основном эффектом Ритца, а не эффектом Доплера, то есть снятый график спектральных смещений отражает колебания лучевого ускорения, а не лучевой скорости, то это приведёт к завышению расчётного эксцентриситета в два раза (см. § 1.5). Таким образом, у экзопланет с большими периодами обращения  $P$  истинные эксцентриситеты могут быть в два раза ниже, 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, то 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 период до  $P' < 0$ , инвертируя видимый 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). Тот же эффект показывает статистика двойных звёзд с периодами  $8^d < P < 12^d$  и  $316^d < P < 500^d$ . Для этих звёзд распределение по долготам периастра  $\omega$  обнаруживает максимумы одновременно для  $\omega = 180^\circ$  и для  $\omega = 0^\circ$  [394], соответствующих прямому и инвертированному во времени искажённому графику мнимых лучевых скоростей.



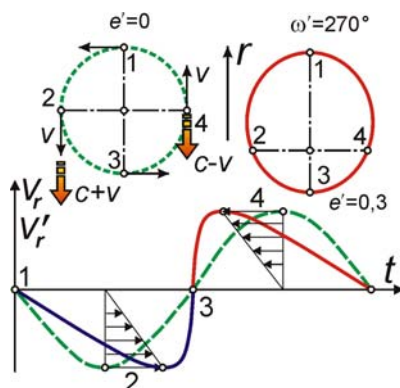
**Рис. 1.16.** График лучевых ускорений и мнимых лучевых скоростей  $V_r^*(t)$  для круговой орбиты (штрихпунктирная линия) и искажённый по эффекту Ритца график лучевых скоростей  $V_r^{**}(t)$  с соответствующей орбитой (сплошная линия) для прямого порядка событий (вверху) и для обращённого по эффекту Ритца (внизу).

Мнимый эксцентриситет может быть вызван 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, то есть периастры в них чаще расположены перед картинной плоскостью, а не позади неё [144]. Группирование долгот периастров возле  $\omega = 270^\circ$  возможно и в случае обычного искажения кривых лучевых скоростей, ведущего к концентрации периастров возле  $\omega = 90^\circ$  (Рис. 1.2). Однако, если за счёт общего движения звёздной системы с ускорением  $a_r < -c^2/r$  происходит инверсия видимого порядка событий, то кривая лучевых скоростей получает обратное искажение, соответствующее  $\omega = 270^\circ$  (Рис. 1.17). Подобные графики лучевых скоростей реально наблюдались у экзопланет, открытых транзитным методом, например у WASP-8b, WASP-117b, Kepler 78b, у которых при их коротких периодах аномально высокий  $e \approx 0,3$ , а долготы периастров близки к  $\omega = 270^\circ$  [241–243]. Причём у WASP-8b движение по орбите как раз обратное [241], что свидетельствует об изменении нормального порядка событий. Отметим, что для этих планет выполняется критерий (1.26), то есть характеристики экзопланет допускают, что наблюдаемый эксцентриситет – мнимый.

Для планет больших периодов  $P$  искажения могут быть вызваны космической дисперсией света, впервые исследованной А.А. Белопольским [76] и его учеником Г.А. Тиховым [178, 244, 245]. Этот эффект, открытый ещё в 1908 г. у затменных звёзд в виде запаздывания затмений в коротковолновой части спектра, был назван эффектом Тихова-Нордмана, по имени российского астронома Г.А. Тихова и французского астронома Ш. Нордмана, независимо открывших эффект. Несмотря на то, что в 1917 г. Х. Шепли привёл ряд теоретических воз-

ражений против возможности космической дисперсии, более поздние наблюдения подтвердили существование эффекта Тихова-Нордмана, причём во всех диапазонах электромагнитных волн [94, 179]. Современные работы [347, 348] по измерению величины космической дисперсии свидетельствуют о том, что данный вопрос до сих пор ещё однозначно не решён.

Разреженный межзвёздный газ обладает показателем преломления предельно близким к единице, но на больших дистанциях способен вызвать заметное запаздывание высокочастотного излучения по отношению к низкочастотному (на этом эффекте основан метод измерения расстояний до пульсаров – по сравнению времени запаздывания импульсов пульсара в разных диапазонах [183, 188]). В результате, когда звезда удаляется, и её спектральные линии смещены в длинноволновую область, они будут наблюдаться чуть раньше, а когда звезда приближается, и её линии смещены в коротковолновую область, они будут наблюдаться чуть позже. Это тоже приведёт к искажению графика лучевых скоростей, обратному тому, которое наблюдалось в эффекте Барра. Наблюдаемые 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 учёте дисперсии межзвёздного газа и рассчитанной по нему орбиты (сплошная линия) по сравнению с действительным графиком лучевых скоростей  $V_r(t)$  (пунктирная линия).

Баллистическая теория допускает наличие дисперсии света и в космическом пространстве, свободном от межзвёздного газа, – в вакууме [94, А19]. В этом случае знак дисперсии обратный. Соответственно, искажения носят обратный характер, то есть приводят к концентрации периастров возле  $\omega = 90^\circ$ , как в случае рассмотренных выше искажений (Рис. 1.2).

Вышеперечисленное позволяет объяснить аномально высокие эксцентриситеты орбит экзопланет во всём диапазоне  $0^\circ \leq \omega < 360^\circ$ . Искажения 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, подтверждается. Наличие дисперсии света в космическом пространстве, свободном от межзвёздного газа, в вакууме, тоже связывают с передачей собственной скорости излучающих атомов или электронов – свету [94, А19]. Ряд данных подтверждает эффект во всём диапазоне электромагнитных волн [179]. Эффект космической дисперсии прежде отрицали на том основании, что у переменных звёзд вариации яркости сопровождаются вариациями спектра, отчего на разных длинах волн максимумы яркости не синхронны. Но, 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 [245, 329]. Таким образом, эффект Тихова-Нордмана вызван разницей скорости лучей света в космосе и стал одним из первых аргументов в пользу непостоянства скорости света и в пользу баллистической теории, предложенной в том же 1908 г., когда открыт эффект.

Итак, аномалии экзопланет получают простое качественное и количественное объяснение на базе эффекта Барра и баллистической теории. Интерпретация ряда параметров и аномалий экзопланет как реально имеющих место, противоречит не только теориям формирования планетных систем и законам небесной механики, но и принципу Коперника, отрицающему исключительные характеристики Земли, включая преимущественную ориентацию орбит в её направлении. Обнаружение таких свойств Земли и Солнечной системы приводит к рецидиву идей геоцентризма [246], чуждых современной астрономии и астрофизике [141].

### § 1.5. Эффект Ритца, двойные и переменные звёзды

Вариации скорости света от двойных звёзд позволяют интерпретировать не только искажение их видимого движения и расчётной орбиты, но и вариации их видимой яркости  $I'$  (1.16), повторяющиеся с периодом обращения звёзд. Вскоре после создания баллистической теории на это её следствие обратил внимание итальянский физик и астроном М. Ла Роза [71]. Если скорость источника векторно добавляется к скорости света, то у звезды, кроме ускорения видимого движения на одних участках орбиты и замедления на других, будут наблюдаться также вариации яркости  $I'$ , соответствующие изменению масштаба времени. Происходит своего рода временная фокусировка света, когда от избытка скорости, сообщённой источником, одни световые лучи догоняют другие, испущенные ранее, отчего видимая яркость  $I'$  источника меняется, несмотря на постоянство его светимости и теоретической яркости  $I$ .

По эффекту Ритца (1.15), синхронно с колебаниями яркости двойной звезды в её спектре будут регулярно смещаться линии поглощения. Такие переменные звёзды, периодически меняющие яркость и спектр известны астрономам, например, в форме «цефеид».

У звезды, летящей по круговой орбите радиуса  $r$ , со скоростью  $V$  и центростремительным ускорением  $a = V^2/r$ , смещения спектральных линий от эффекта Ритца (1.15) составят

$$\Delta\lambda_R = \lambda La/c^2 = LV^2/rc^2.$$

Для тесных двойных звёзд эти смещения могут на порядок превосходить доплеровские

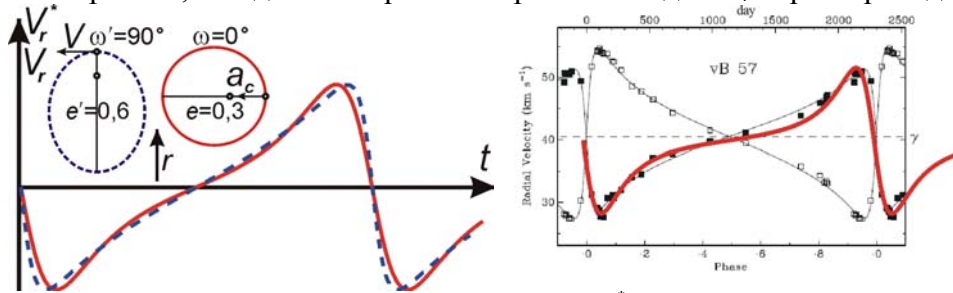
$$\Delta\lambda_D = \lambda V/c.$$

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

$$\Delta\lambda_R/\Delta\lambda_D = LV/rc = 2\pi L/cP \sim (L/c)/P,$$

т.е. примерно во столько раз, во сколько расстояние до звезды в световых годах  $L/c$  превышает период  $P = 2\pi r/V$  её обращения [A21]. Если учесть эффект переизлучения, то в качестве  $L$  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, ввиду наличия у них общих атмосфер.

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, то из ф-лы (1.24) 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 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 – графику  $V_r^*(t)$  (жирная линия), нежели графику  $V_r(t)$  (тонкая линия) при ( $e = 0,45$ ,  $\omega = 0^\circ$ ).

Действительно, в этом случае  $V_r^* = la_r/c$ , где  $a_r = -(GM/\rho^2)\sin(\omega + \nu)$  – лучевое ускорение спутника  $S_2$ , вызванное тяготением главной звезды  $S_1$  массы  $M$  (Рис. 1.4), расстояние до которой от спутника меняется как  $\rho = p/(1 + e\cos\nu)$ , где  $p$  – фокальный параметр эллипса орбиты. Отсюда измеренная по смещению линий мнимая скорость выразится как

$$V_r^*(\nu) = -\frac{lGM}{p^2c}(1 + e\cos\nu)^2 \sin(\omega + \nu). \quad (1.27)$$

В частности, для  $\omega = 0^\circ$  из (1.27) и (1.5) можно получить, после разложения в ряд,

$$V_r^*(t) \approx -K \left( \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right) + 2e \sin\left(\frac{4\pi t}{P}\right) + 3e^2 \sin\left(\frac{6\pi t}{P}\right) \right), \quad (1.28)$$

Точное выражение для графика «мнимых лучевых скоростей», с учётом (1.5), примет вид



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

где эксцентрисическая аномалия  $E$  выражается через  $t$  из условия (1.5).

Из уравнения (1.27) следует зависимость  $V_r^*(v)$  – аналог кривой лучевых скоростей

$$V_r^* = -(IGM/p^2c) [\sin(\omega + v) + 2e \sin(\omega + v) \cos v + e^2 \cos^2 v \sin(\omega + v)], \quad (1.29)$$

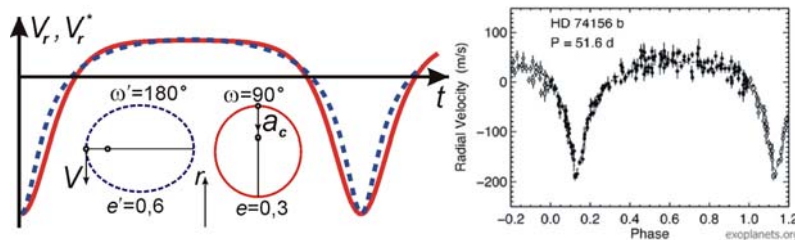
которая в первом приближении, с учётом зависимости  $v(t)$ , близка к доплеровской кривой лучевых скоростей  $V_r(t)$  для орбиты с полуамплитудой  $K' = IGM/p^2c$ , с долготой периастра  $\omega' = \omega + 90^\circ$  и эксцентриситетом  $e'$  в два раза большим, чем  $e$ :

$$V_r = K' [\cos(\omega + v) + e' \cos \omega] = -K' [\sin(\omega' + v) + e' \sin \omega']. \quad (1.30)$$

Вывод о том, что график мнимых лучевых скоростей соответствует графику истинных лучевых скоростей для орбиты удвоенного эксцентриситета, следует уже из дифференцирования выражения  $V_r(t)$  (1.8), которое даёт график  $a_r(t)$  и соответствующий график  $V_r^*(t) = la_r/c$ . При этом слагаемое, содержащее в качестве коэффициента эксцентриситет  $e$  (вторая гармоника  $2e \sin(4\pi t/P)$ ), после дифференцирования приобретает удвоенный коэффициент  $4e$ , соответствующая графику  $V_r(t)$  для орбиты эксцентриситета  $e' = 2e$ . Также удвоение мнимого эксцентриситета следует из сравнения выражений (1.18) и (1.19), показывающих отношение значений в минимуме и максимуме, соответственно, для лучевой скорости  $V_r$  и мнимой лучевой скорости  $V_r^* = la_r/c$ . Как видно (Рис. 1.19), эти отношения совпадут при условии, что для графика  $V_r(t)$  эксцентриситет  $e' = 2e$ , то есть в два раза выше истинного  $e$ , соответствующего  $V_r^*(t)$ .

Как видно (Рис. 1.18), несмотря на сходство графиков лучевых скоростей и графика мнимых лучевых скоростей, они всё же содержат отличия. В частности, видно, что график  $V_r(t)$  более гладкий, чем график  $V_r^*(t) = la_r/c$ , у которого после минимума более резко нарастает, образуя точку перегиба и выпуклый участок, более приближенный к оси времени. Поэтому, сравнивая снятую зависимость спектрального смещения от времени с графиками  $V_r(t)$  и  $V_r^*(t)$ , можно установить, какая из зависимостей лучше описывает наблюдаемый график и, соответственно, установить, чем в большей степени обусловлено смещение – эффектом Доплера или Ритца. Действительно, у некоторых двойных звёзд наблюдается ярко выраженное отклонение снятых графиков лучевых скоростей от теоретических. Например, у звезды  $\nu$ B 57 из скопления Гиад [385] наблюдается именно такая тенденция – график в районе максимумов и минимумов образует точки перегиба, отклоняясь к оси времени (Рис. 1.18), что намного 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 так же из Гиад [385].

Отделить спектральные смещения по эффекту Ритца от доплеровских, можно, сравнив элементы орбиты, измеренные спектроскопически и визуально, по колебаниям блеска. Если орбита обладает истинным эксцентриситетом и вытянута вдоль луча зрения  $\mathbf{r}$  ( $\omega = 270^\circ$  или  $\omega = 90^\circ$ ), то кривая блеска имеет вид чётной функции, но эффект Ритца искажает график  $V_r'(t)$  (Рис. 1.10) или создаёт мнимую кривую лучевых скоростей  $V_r^*(t)$ , которой соответствует  $\omega' = 0^\circ$  или  $\omega' = 180^\circ$  (Рис. 1.19). Несоответствия элементов, измеренных разными способами, действительно, обнаружены [129], например, у звезды U Цефея (Рис. 1.8).



**Рис. 1.19.** Сравнение графиков мнимых лучевых скоростей  $V_r^*(t)$  от сдвига частоты по эффекту Ритца (сплошная линия, для  $e = 0,3$  и  $\omega = 90^\circ$ ) и лучевых скоростей  $V_r(t)$  от сдвига частоты по эффекту Доплера (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  $\omega' = 174^\circ$ . Её истинная орбита может обладать умеренным эксцентриситетом  $e = 0,32$  и  $\omega \sim 90^\circ$ .

Отличия графиков  $V_r^*(t)$  и  $V_r(t)$  становятся заметны лишь при высоких значениях эксцентриситета  $e > 0,3$ . Это ярко проявится при образовании 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 (1.30) на экстремумы, число которых на одном периоде  $P$  всегда равно двум. Аналогичный анализ выражения для мнимых лучевых скоростей  $V_r^*(v)$  (1.27) показывает, что число решений-экстремумов уравнения  $dV_r^*/dv = 0$  может превышать два. Так, для  $\omega = 90^\circ$  найдём, кроме главных экстремумов (при  $v_1 = 0$  и  $v_2 = \pi$ ), ещё вторичные – при  $v_3 = \arccos(-1/3e)$  и  $v_4 = 2\pi - \arccos(-1/3e)$ . Поскольку зависимость  $v(t)$  – монотонно нарастающая, соответствующие дополнительные экстремумы образуются и на кривой лучевых скоростей  $V_r^*(t)$ . Легко видеть, что эти вторичные максимумы и минимумы в виде небольших горбов и ямок возникают на графике лучевых скоростей лишь при  $e > 1/3 \approx 0,33$ . Как показывает компьютерное моделирование и исследование выражения (1.27) на экстремумы, при отдалении  $\omega$  от значения  $\omega = 90^\circ$  (от  $\sin\omega = \pm 1$ ) вторичные максимумы образуются при ещё бóльших значениях  $e$ . В пределе, при  $\omega = 0^\circ$  или  $\omega = 180^\circ$  вторичные экстремумы отсутствуют даже при  $e \approx 1$ , как видно, исследуя выражение  $V_r^*(v) = -(IGM/p^2c)(1 + \cos v)^2 \sin(v)$  на экстремумы. 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 может порождать высокий мнимый эксцентриситет  $e' = la_c/2c^2 = \pi lK/Pc^2$ . Действительно, для таких систем характерны высокие эксцентриситеты  $e \sim 0,5-0,8$ , при коротких орбитальных периодах  $P \sim 10$  сут [253], 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 высокие эксцентриситеты – мнимыми, созданными ритц-эффектом. Или истинные эксцентриситеты в два раза меньше расчётных, если наблюдается кривая мнимых лучевых скоростей (Рис. 1.18, Рис. 1.19). В пользу искажений графиков лучевых скоростей по эффекту Ритца и вклада мнимых лучевых скоростей  $V_r^*(t)$  свидетельствуют также аномалии в движении пульсаров, их графиков лучевых скоростей и рассчитанных по ним орбит, отличных от кеплеровских. Так, у ряда двойных пульсаров наблюдаются систематические остаточные отклонения полученных спектральнометрически графиков лучевых скоростей от теоретических [254, 255]. Причём отклонения соответствуют теоретической форме графиков мнимых лучевых скоростей  $V_r^*(t)$  [254].

Обычно смещения спектральных абсорбционных и эмиссионных линий по эффекту Ритца (1.14) существенно меньше тех, которые можно ожидать на основании масштабов искажения времени на кривой лучевых скоростей (например, у цефеид), где интервалы  $dt$  растягиваются или сжимаются в разы. При изменении частоты в той же пропорции мнимые скорости  $V^*$  (1.21) были бы сопоставимы со скоростью света. На практике эффект переизлучения на порядки снижает сдвиг от ритц-эффекта (становящийся сравнимым с доплеровским) для частот линий поглощения атомов, применяемых для оценок смещений спектра. Возле каждой резонансной частоты  $f_0$  показатель преломления  $n$  [21] стремительно нарастает

$$n = \sqrt{1 + \frac{\chi}{(f_0^2 - f^2)}} \quad (1.31)$$

(где  $\chi$  – коэффициент, характеризующий концентрацию атомов, массу и силу осцилляторов), и 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 или сопоставимы со смещениями по эффекту Доплера. Непрерывный планковский спектр, где 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 планковский, лишь при движении света в пространстве, свободном от межзвёздного газа. Такие условия реализуются в межгалактическом пространстве или «окнах», коридорах прозрачности – участках Галактики, практически свободных от межзвёздного газа.

При большом эксцентриситете, сопоставимости доплеровских и ритцевых 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 (1.5), (1.13), (1.22) и (1.27) через истинную аномалию  $v$  в цепочке уравнений

$$V_r'(v) = V_r + V_r^* = K(\cos(\omega + v) + e \cos \omega) + V_0 - \frac{IGM}{p^2c}(1 + \cos v)^2 \sin(\omega + v), \quad (1.32)$$

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

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

На результирующих графиках лучевых скоростей  $V_r'(t')$ , как отмечено выше, могут появиться вторичные максимумы и минимумы, ступени и другие аномалии. Подобные искажения отмечены у ряда звёзд (например, у звезды RZ Щита), рассмотренных в монографии [4]. 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 наблюдаться неглубокий локальный минимум, действительно, обнаруживается 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 (с вторичными максимумами) у ряда переменных звёзд, включая цефеиды и звёзды типа RR Лиры [191, 208], 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 кривой лучевых скоростей (образующих последовательность Герцшпрунга, в зависимости от периода колебаний блеска [289]) 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 (1.16) [45, 50]. Преобразование, по мере движения света, излучения звезды постоянной светимости в периодически модулированное излучение переменной яркости  $I'$  аналогично клистронному эффекту – нарастающим вдоль пути колебаниям плотности потока электронов, модулированного по скоростям [46]. Гипотезу двойственности цефеид, как возможной причины колебаний их яркости и цвета, выдвигал уже их первооткрыватель – Дж. Гудрайк, и русский астрофизик А.А. Белопольский, открывший колебания линий в спектрах цефеид, аналогичные обнаруженным у двойных звёзд [16].

Первое объяснение колебаний блеска цефеид на основе эффекта Ритца (1.16) принадлежит М. Ла Розе [57, 58]. Поздней эту гипотезу развивали П. Мун и Д. Спенсер [10], В.И. Секерин [59], Р.С. Фритциус [216] и В.М. Лютый [60]. Так, 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 Блакко у звёзд типа RR Лиры и карликовых цефеид [208]. Если эти типы переменных звёзд представляют собой тесные двойные системы (это подтвердилось для некоторых цефеид и звёзд типа RR Лиры [61]), то при быстром повороте их линий апсид (циклическом изменении  $\omega$ ) будет циклично меняться кривая лучевых ускорений  $a_r(t)$  и мнимых лучевых скоростей  $V_r^*(t)$  (1.32). Соответственно, меняется вызванная эффектом Ритца (1.16) кривая блеска  $I(t)$  и её асимметрия [45]. Именно такие вариации кривых блеска наблюдаются в эффекте Блакко.

Если спектральные смещения обусловлены эффектом Ритца, тогда у цефеид кривая «лучевых скоростей» отражает не колебания скорости, а колебания мнимой лучевой скорости и ускорения звезды (1.21). Это объясняет природу противофазных колебаний яркости  $I'(t)$  и длины волны  $\lambda'(t)$  на кривых блеска и лучевых скоростей цефеид, соответственно,

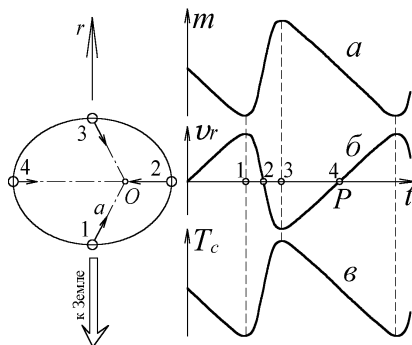
$$I' = I(1 + ra_r/c^2)^{-1} \text{ и } \lambda' = \lambda(1 + ra_r/c^2). \quad (1.33)$$

Сдвиг  $\lambda'$  меняет также цвет: спектральный максимум звезды смещается попеременно в красную или синюю область. Поскольку показатель цвета звезды и положение спектрального максимума по закону смещения Вина характеризует температуру, то вариации цвета и яркости (1.33) интерпретируют как вариации «температуры» звезды в фазе с блеском (Рис. 1.20).

Колебания яркости звёзд показывают несостоятельность аргумента Де Ситтера (§ 1.1). Исследованные им звёздные системы не обнаружили перекоса графиков лучевых скоростей, поскольку вызванный эффектом Ритца перекося графиков  $V_r(t)$  мал для систем близких к Земле, а для более удалённых систем перекося графиков лучевых скоростей сопровождался бы

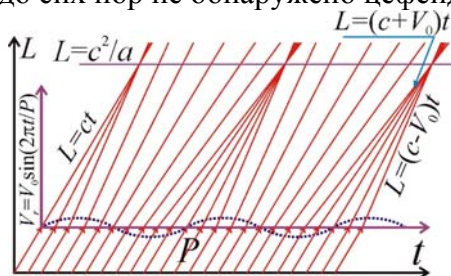


колебаниями яркости  $I'$  (1.16). Соответственно, звезду считали не двойной (на больших  $r$  второй компонент неразличим), а пульсирующей звездой – цефеидой. В итоге значительный перекося графиков лучевых скоростей у цефеид не связывали с орбитальным движением звезды и эффектами баллистической теории. Едва эти эффекты становились заметны, двойные звёзды из-за переменной яркости относили уже к цефеидам, исключая из рассмотрения, на что впервые обратил внимание П.С. Чикин [150]. Другими словами, для цефеид существует зона избегания: эти звёзды не встречаются на расстояниях  $r$  менее 100 пк (~300 световых лет) от Солнца. По превышении этой дистанции колебания блеска по эффекту Ритца (1.16) 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% [292]. При росте  $r$  и усилении эффекта Ритца (1.16) цефеиды обнаруживаются чаще, и амплитуды колебаний их блеска растут.



**Рис. 1.20.** Наблюдаемые у цефеид колебания блеска  $m$ , скорости  $v_r$  и температуры  $T_c$  как следствие эффекта Ритца для двойных звёзд.

Итак, модуляция скорости света при движении звезды по орбите приводит к колебаниям яркости, нарастающим при удалении от звезды. Эффект аналогичен клистронному эффекту, как было отмечено профессором Н.С. Степановым. Если в клистронах происходит пространственно-временная фокусировка электронных лучей («фазовая фокусировка»), то в двойных звёздах – световых лучей [248]. Это поясняет пространственно-временная диаграмма (Рис. 1.21), аналогичная известной для клистрона [202], как показал В.И. Секерин [36]. Рост яркости обусловлен сбором лучей, испущенных в разные моменты, возле отдельных точек. Этот временной фокус соответствует пути  $r = c^2/a$ , как видно из Рис. 1.21. Эффект нарастания амплитуды колебаний блеска двойных звёзд пропорционально  $r$ , объясняет, как отмечалось выше [150], почему до сих пор не обнаружено цефеид ближе 100 парсек от Солнца.



**Рис. 1.21.** Пространственно-временная диаграмма иллюстрирует эффект группирования света и формирования кинематических волн за счёт модуляции скорости  $V_r$  потока частиц на периоде  $P$ .

Эффект Ритца  $T' = T(1 + ra_r/c^2)$  начнёт заметно менять 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). То есть, звезда воспримется как переменная, если отношение дистанции  $r/c$  звезды (в световых годах) к  $P$  превысит  $c/V$  [A21, 390, 391]. Поскольку для тесных двойных звёзд типичные скорости  $V \sim 10^2$  км/с, а периоды  $P \sim 0,1$  года, то колебания блеска станут заметны на дистанциях  $r/c \sim 300$  св. лет  $\sim 10^2$  пк. Примерно с такой дистанции и обнаруживаются цефеиды [150].

Например, для круговой орбиты кривая лучевого ускорения  $a_r$  имеет форму синусоиды:  $a_r = a \cdot \sin(2\pi t/P)$ , отчего 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 светимость звезды в приближении  $ra/c^2 \ll 1$  примет вид

$$I' = \frac{IT}{T'} = I \left( 1 + \frac{ra}{c^2} \sin \left( \frac{2\pi t}{P} \right) \right)^{-1} \approx I \left( 1 - \frac{ra}{c^2} \sin \left( \frac{2\pi t}{P} \right) \right), \quad (1.33^*)$$

периодично меняясь в противофазе с ускорением  $a_r$ . Периодичная кривая блеска (1.33\*) как раз характерна для малоамплитудных физически переменных звёзд, для которых глубина модуляции яркости  $m_I = \Delta I/I = ra/c^2 \ll 1$ . Если цефеиды – это двойные звёзды, тогда эффект Ритца позволит легко интерпретировать аномальные свойства цефеид и других переменных звёзд, до сих пор не получивших всестороннего объяснения в рамках пульсационной теории. Также современный уточнённый анализ гипотезы Ла Розы-Секерина позволяет устранить большинство возражений против этой гипотезы, например, упомянутых в [9, 79, 119, 160].

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, то должна существовать связь между характеристиками кривых блеска, «лучевых скоростей» и «температур». Действительно, согласно наблюдениям, с нарастанием амплитуды колебаний блеска, растёт амплитуда колебаний температур и лучевых скоростей [204, 205, 206]. Рассмотрим звезду, удалённую на расстояние  $r$ , движущуюся по круговой орбите с ускорением  $a$  и обладающую средней яркостью  $I$ . Тогда, согласно (1.33\*), яркость в максимуме –  $I(1 + ra/c^2)$ , а в минимуме –  $I(1 - ra/c^2)$ . Таким образом, глубина модуляции яркости

$$m_I = \Delta I/I = ra/c^2.$$

Те же преобразования испытывает частота  $f$  и длина волны  $\lambda$ . Поэтому в спектре излучения звезды спектральный максимум  $\lambda_{\max}$  периодически смещается, и максимальное смещение  $\Delta f/f = \Delta \lambda/\lambda = ra/c^2$ . Вариации  $\lambda_{\max}$  интерпретируют как колебания температуры звезды. Однако спектральный анализ, по закону смещения Вина  $T_c \lambda_{\max} = b = 0,003$  м·К, даёт лишь оценочную цветовую температуру тела  $T_c$ , часто не совпадающую с реальной температурой  $T$  [207, 97]. Соответственно, периодические смещения спектрального максимума цефеиды ошибочно интерпретируют как колебания её температуры

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

Таким образом, согласно баллистической теории, глубины модуляции температуры  $m_T$  и яркости  $m_I$  должны совпадать, что и наблюдается у цефеид. В момент максимума блеска и ускорения, когда спектр максимально смещён в синюю область, покажется, что звезда имеет максимальную температуру. Небольшие расхождения в форме и фазе для колебаний  $I(t)$ ,  $T_c(t)$ ,  $V_r(t)$  могут быть обусловлены разной экстинкцией (поглощением и переизлучением) лучей разного цвета, обладающих разной скоростью, с промежуточной средой (облаками газа). Это несовпадение колебаний блеска цефеиды в разных цветах, которое якобы не наблюдалось, тоже приводили в качестве противоречия модели цефеид Ла Розы-Секерина [160]. В действительности это несовпадение кривых блеска в разных диапазонах отчётливо наблюдается [76, 161]. Кроме того, 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 не одного компонента, как кривая лучевой скорости. Линии второго компонента, с меньшим блеском, не видны или слабы. Отметим, что в рамках баллистической теории эти колебания, вызванные эффектом Ритца, иллюзорны, тогда как истинная яркость и температура цефеид (отличная от цветовой) – неизменна.

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 много меньшие колебания, чем непрерывный спектр излучения, т.к. эффект Ритца преобразует спектр излучения на всём пути  $r$  света к Земле, а спектр поглощения может создавать как сама звезда, так и слои газа, расположенные на меньшем удалении  $r$  от Земли. Кроме того, у частот  $f_0$  возле резонансных линий поглощения атомов увеличен показатель преломления  $n$  газа (1.31) 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 их переизлучения. Различие амплитуд колебаний лучевых скоростей в линиях разных элементов реально открыто у цефеид и двойных звёзд [129, 191]. За

счёт переизлучения сдвиги спектра поглощения, вызванные эффектами Ритца и Доплера, иногда 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 рамках баллистической теории. Как правило, тесные двойные звёзды имеют круговые орбиты и, соответственно, кривая спектральных смещений  $\Delta\lambda/\lambda$  и лучевых скоростей – это синусоида (1.33). Однако эффект Ритца создаёт асимметрию графиков лучевых скоростей и блеска, придавая им пилообразную форму (§ 1.1, § 1.4). Чем сильнее этот перекосяк, тем выше сопровождающие его по эффекту Ритца вариации яркости. Это позволяет объяснить наблюдаемую зависимость, обнаруженную Барром [128]. Поэтому классические цефеиды с асимметричными кривыми лучевых скоростей, показывают сильные колебания блеска. Зато переменным звёздам с симметричной, синусоидальной кривой блеска, свойственны колебания блеска с  $m_I \ll 1$ , как у малоамплитудных цефеид типа  $\zeta$  Близнецов [191, 208]. 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 [202].

Асимметрию кривой блеска цефеид могут породить и эффекты взаимодействия света подвижной звезды с межзвёздной средой. Это воздействие среды, нивелирующее отклонения скорости света от номинальной, различно для лучей света, 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 неподвижной средой, то 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 с ним и не меняет его скорости. Если точнее, увеличена длина экстинкции  $l$ , на которой меняется скорость, поскольку в газе за счёт максвелловского распределения есть атомы со сколь угодно высокими скоростями. Рассеянное ими излучение обладает достаточной скоростью для интерференции с исходным излучением.

В итоге, преобразование графика лучевых скоростей становится нелинейным по  $V_r$ , создавая добавочную 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. В этом смысле тормозящее действие межзвёздной среды аналогично торможению волн на воде дном: при выходе на берег волны не только нарастают и заостряют гребни, но и укрупняют передний фронт, вплоть до его опрокидывания. Соответственно, для цефеид и других переменных звёзд эволюция профиля волн  $I(t)$ ,  $V_r(t)$  может быть описана с помощью уравнения Уизема. Торможение световых волн от цефеид межзвёздной средой следует учесть и потому, что оно сокращает эффективный путь  $l$ , на котором происходит преобразование света по эффекту Ритца.

Кроме цефеид, к физически переменным звёздам относят также звёзды типа RR Лиры, RV Тельца и Миры – о Кита [208]. Колебания их блеска также принято объяснять по теории пульсаций. Однако уже при создании она содержала ряд парадоксов и противоречий [211]. Так, в ходе пульсаций звезды её спектральные линии должны не смещаться, а периодически уширяться попеременно в сторону коротких и длинных волн (Рис. 1.22). Но наблюдения показали, что линии не меняют ширину, а смещаются как целое, свидетельствуя о движении звезды по орбите как целого. Отсутствие периодического уширения спектральных линий и пульсаций цефеид подтверждается тем, что цефеиды характеризуются очень резкими, узкими спектральными линиями [211, с. 104]. Пульсирующие звёзды наибольшей температурой и яркостью обладали бы 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 [211]. 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  $I(t)$  [211].

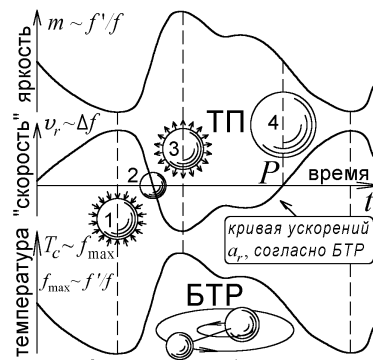


Рис. 1.22. Синхронные колебания яркости, лучевой скорости и температуры цефеид, противоречащие теории пульсаций (ТП), следуют из баллистической теории Ритца (БТР).

Другое несоответствие – отсутствие затухания пульсаций звёзд, неизбежное в диссипативных системах. Поэтому допускают наличие автоколебательного процесса, от изменения в ходе пульсаций коэффициента пропускания слоя ионизованного гелия. Но в рамках этой гипотезы нельзя объяснить переменность звёзд, содержащих, судя по спектрам, незначительный процент гелия. В ходе ввода всё новых гипотез и возникла современная теория звёздных пульсаций, при всей сложности не объясняющая всех свойств цефеид. Напротив, из баллистической теории и гипотезы А.А. Белопольского о двойственности цефеид следуют все их свойства. В частности, если колебания блеска вызваны орбитальным движением двойных звёзд, то переменной может быть звезда любого размера, светимости и химического состава.

Согласно гипотезе Ла Розы-Секерина, колебания блеска звезды не затухают по той причине, что вызывающее их орбитальное вращение – это пример наиболее стабильного движения. Однако известны цефеиды, эпизодически прекращающие менять яркость, или вновь начинающие. Примером служит Полярная звезда. В начале XX в. её яркость раз в четыре дня менялась на 15 %, а к концу XX века звезда перестала мигать:  $m_I$  снизилось до 1 % [203, 292]. В настоящее время Полярная стабилизируется:  $m_I$  достигло 4 %.

Нестабильность колебаний блеска цефеид представляет серьёзную проблему для теории пульсаций. В баллистической теории эта нестабильность объяснима быстрыми вариациями элементов орбит в тесных двойных системах (с периодами характерными для цефеид) за счёт гравитационных, приливных сил, что отражается на кривой  $a_r(t)$  и, следовательно, на кривой блеска  $I(t)$  [A23]. В частности, плоскость звёздной орбиты в ходе прецессии меняет наклонение  $i$  к картинной плоскости, и в один момент может предстать видимой в плане (перпендикулярно лучу зрения), а в другой – с ребра (Рис. 1.23). В первом случае  $a_r = 0$  устраняет колебания блеска, что наблюдалось, например, для цефеиды RU Жирафа. При выходе орбиты из этого положения  $a_r \neq 0$  и колебания блеска восстанавливаются.

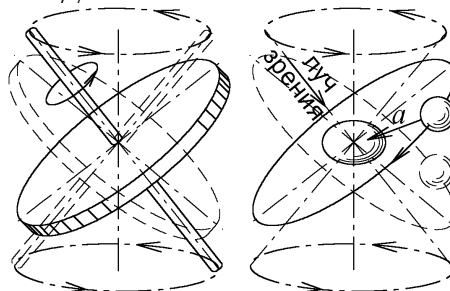


Рис. 1.23. Изменение наклона к лучу зрения плоскости волчка и звёздной орбиты.

Поскольку у звёзд, как у Луны, прецессия орбит циклическая (через один период прецессии орбита занимает прежнее положение [209]), то амплитуда колебаний блеска цефеид должна периодически меняться. Такие вариации характерны для звёзд типа RR Лиры и карликовых цефеид – переменных с периодами в несколько часов [208]. 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 [208]. В рамках баллистической теории эти вариации объяснимы вращением линии апсид у орбит звёзд в тесных двойных системах (Рис. 1.24). Впервые такую прецессию орбит двойных звёзд обнаружил А.А. Белопольский [76]. По мере вращения орбиты меняется, в зависи-

мости от долготы периастра, – форма кривой ускорений  $a_r(t)$  и, следовательно, кривой блеска  $I(t)$  (Рис. 1.24). После полного оборота орбиты кривая блеска принимает исходную форму. Таким образом, в согласии с эффектом Блажко, профили кривой блеска периодически повторяются. Вращение орбит и циклическое изменение их формы может быть также вызвано возмущающим воздействием со стороны звёзд и планет, ведущим к эффекту Блажко [191].

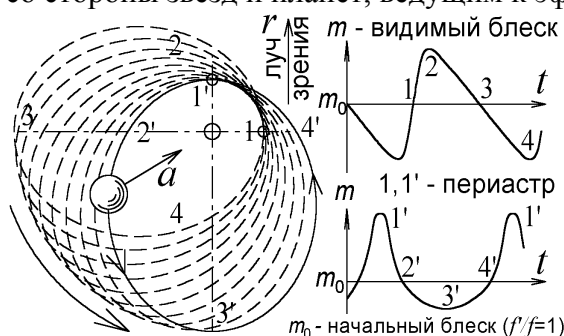


Рис. 1.24. Поворот линии апсид орбиты из положения 1-3 в положение 1'-3' меняет форму кривой ускорения  $a_r$  и блеска  $m$ .

Ускоренный поворот орбит может быть иллюзорным, если ритц-эффект «сожмёт» наблюдаемый период  $P' = P(1 + ra_r/c^2)$  двойных звёзд, центр масс которых движется с ускорением  $a_r \approx -c^2/r$ . Тогда измеренный период обращения и колебаний блеска сократится с суток до часов, ускорив смещения периастров и циклические вариации кривых скоростей и блеска. Эффект Ритца при вариациях  $a_r(t)$  позволяет объяснить рост периода  $P'$  цефеид, пульсаров и ускоренный (по сравнению с вековой прецессией) поворот орбит таких звёзд (§ 2.1).

Наблюдаемое у цефеид плавное изменение периода может быть также вызвано приливными и релятивистскими эффектами, меняющими радиусы орбит звёзд в тесных двойных системах, включая двойные пульсары [164, с. 117]. В результате нарастает орбитальный период и равный ему период колебаний блеска  $P$ . В частности, у Полярной звезды период 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 [76]. Колебания блеска с периодом  $P = 4$  сут у Полярной вызваны, вероятно, присутствием близкого спутника малого блеска (звезды или планеты).

Эпизодически, вместо плавных, наблюдаются скачкообразные изменения периодов цефеид (*глитчи*), необъяснимые в теории пульсаций [208]. А в рамках гипотезы Ла-Розы–Секерина глитчи могут быть вызваны столкновением звезды с малыми космическими телами. Удар скачком меняет скорость звезды, её орбиту и период обращения. За счёт малой массы столкнувшегося тела, изменение периода, как правило, мало в сравнении с орбитальным периодом. В частности, у двойной звезды W Большой Медведицы в 1964 г. период обращения и колебаний блеска скачком вырос после короткой вспышки [191], которая может служить свидетельством столкновения звезды с астероидом, изменившим её орбиту. Аналогичный скачкообразный рост периода наблюдался для RU Единорога [191]. Таким образом, с позиций баллистической теории, вариации характеристик переменных звёзд – это следствие изменения размера, формы и пространственной ориентации их орбит. Отсюда можно вывести дополнительные критерии проверки баллистической теории и гипотезы Ла-Розы–Секерина.

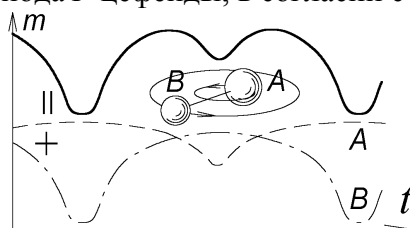
Характеристики переменных звёзд могут также меняться за счёт вариаций длины экстинкции  $l$  при изменении концентрации межзвёздной среды на луче зрения  $r$ . В частности, для ряда двойных звёзд, в частности J 259 (Гиады), обнаружено отличие амплитуд лучевых скоростей, измеренных в разные эпохи [385]. Также эффект обнаружен для RX Кассиопеи (§ 1.2). Если период колебаний блеска  $P'$  преобразован эффектом Ритца относительно орбитального  $P$ , тогда вариации  $l$  вызовут изменение  $P'$ , – плавное или скачкообразное (*глитчи*) при пересечении луча света фронтами облаков межзвёздного газа.

В рамках баллистической теории элементарное объяснение получает зависимость период-светимость для цефеид. Поскольку по гипотезе Ла-Розы цефеиды – это тесные двойные системы, где радиусы звёзд и их орбит сопоставимы, то более крупные и яркие цефеиды обладают более широкими орбитами, которым соответствуют более длинные периоды. Наблюдения, действительно, выявляют подобную связь периода и светимости для тесных двойных систем [129, с. 180]. Напротив, для звёзд типа Миры Кита и RV Тельца, обладаю-

щих периодами порядка года и широкими орбитами (по гипотезе Ла Розы), основное значение приобретает масса звезды. Т.е. 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 [208], вопреки теории пульсаций.

У цефеид и звёзд типа RR Лиры кривые блеска обычно содержат небольшой горбик, вторичный максимум (Рис. 1.22) [191]. В теории пульсаций его объясняют (не вполне строго) отражением колебаний атмосферы цефеиды от ядра звезды [191] и наложением этого вторичного колебания со сдвигом по фазе  $\Delta\phi$  на основное [204, с. 89]. Проще объясняет вторичный максимум гипотеза двойственности цефеид. У двойных звёзд, образующих цефеиды, заметна лишь главная яркая звезда, а блеск звезды-спутника или планеты теряется на её фоне, как показал Белопольский [210]. Если яркости главной звезды и спутника сопоставимы, их кривые блеска с максимумами, уширенными за счёт вращения звёзд, дадут при сложении два максимума и два минимума (Рис. 1.25). Баллистическая теория предсказывает, кроме величины сдвига  $\Delta\phi = 0,5$  (лучевые ускорения пары звёзд меняются в противофазе), изменение  $\Delta\phi$  (смещение горбика) в зависимости от периода  $P$  [191, 208], и следовательно, орбитальных скоростей главной звезды и спутника. Эти скорости  $V_{r1}$  и  $V_{r2}$  по баллистическому принципу вызовут разное запаздывание света, меняя  $\Delta\phi$  между главным и вторичным максимумом.

Вторичный максимум может наблюдаться и на кривой блеска одной звезды. Как отмечено выше, график  $a_r(t)$  имеет один максимум на периоде лишь для звёзд с орбитами малого эксцентриситета  $e$ . При  $e \geq 0,33$  на графике  $a_r(t)$  и, следовательно, на  $I'(t)$  (1.33) образуется горб (Рис. 1.22). Компьютерное моделирование позволяет наблюдать смещение вторичного максимума при увеличении периода  $P$  цефеиды, в согласии с наблюдениями [191, 208].



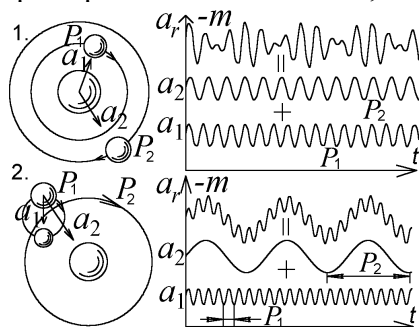
**Рис. 1.25.** Блеск звёзд  $A$  и  $B$  меняется в противофазе, образуя сложную интегральную кривую блеска  $m$ , типа  $\beta$  Лиры и W Большой Медведицы.

Другая аномалия колебаний блеска состоит в том, что иногда они происходят сразу с двумя периодами: одно колебание наложено на второе, например у AC Андромеды [208]. В рамках баллистической теории наличие двух периодов – это следствие обращения у главной звезды уже 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, и её кривая ускорений и блеска содержит два характерных периода колебаний (Рис. 1.26.a).

Спутники выявлены у ряда переменных звёзд, в частности у  $\sigma$  Скорпиона. Причём их орбитальные периоды часто совпадают с периодом колебаний блеска [76, 129, с. 67]. Два периода на кривой блеска возможны и в кратных системах, где один компонент двойной звезды является двойным (Рис. 1.26.б). Такие трёх-, четырёхкратные системы широко распространены [129]. Быстрые колебания яркости  $I'(t)$ , вызванные тяготением спутника, наложены на долгопериодные вариации среднего блеска звезды за счёт движения звезды по широкой орбите. Подобные колебания блеска открыты у DF Лебедя и других звёзд типа RV Тельца [208]. Движение двух спутников, особенно если их орбитальные периоды близки или кратны, приводит и к простой интерпретации циклических вариаций формы кривой блеска (*эффект Блажко*), эпизодического усиления и ослабления колебаний блеска цефеид, при суперпозиции графиков ускорений, и соответственно, блеска звезды от каждого из спутников. По сути, это – эффект биений. Если главная звезда обладает более чем двумя спутниками, их гравитационное воздействие на главную звезду формирует кривую ускорений  $a_r(t)$  и блеска  $I'(t)$  более сложного вида, и колебания блеска приобретают вид случайных, неправильных. Обнаружение таких неправильных переменных звёзд противоречит теории пульсаций [208].

В теории звёздных пульсаций сложение нескольких колебаний звезды тоже возможно в виде суммы нескольких типов колебаний – в разных обертонах, модах, радиальных и нерадиальных пульсаций звезды. Но при этом 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).



**Рис. 1.26.** В кратных системах сложение графиков ускорений образует сложные формы колебаний ускорений  $a$ , и блеска  $m$  по ритц-эффекту.

В пользу гипотезы Ла Розы свидетельствует открытие у звёзд спутников с периодами, совпадающими с периодами колебаний блеска. Примером таких звезд служат системы  $\beta$  Лиры, W Большой Медведицы, AO Кассиопеи [195, 208]. Уже доказано, что у  $\beta$  Лиры плавные колебания блеска с периодом  $P = 13$  сут вызваны гравитационным воздействием звезды-спутника 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 эпизодическими затмениями, поэтому переменность звёзд типа W Большой Медведицы объясняют эффектом эллипсоидальности. А для объяснения свойств  $\beta$  Лиры предположили наличие возле одной из звёзд газового кольца [195], а также концентрических атмосфер.

В рамках баллистической теории свойства системы проще интерпретировать. Колебания блеска по эффекту Ритца, происходящие у двух компонентов  $\beta$  Лиры в противофазе, образуют суммарную кривую блеска с двумя максимумами на периоде (Рис. 1.25). В целом свойства  $\beta$  Лиры сходны со свойствами цефеид и переменных типа RV Тельца [208]. Также открыты переменные рентгеновские источники, плавно меняющие оптическую яркость с периодом, равным орбитальному периоду спутников этих звёзд [195]. Подобно цефеидам, эти источники отличают плавные кривые блеска и лучевой скорости, зеркально симметричные относительно оси  $t$ , интерпретируемые 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 таких звёзд следуют непосредственно (§ 2.1), без дополнительных предположений о форме звезды. Не случайно у таких звёзд (к ним относят NZ Геркулеса и Центавр X-3 [195, 208]), как у цефеид, вместе с «яркостью» и «лучевой скоростью» меняется «цветовая температура», в согласии с эффектом Ритца (1.33). В частности, специалист по двойным рентгеновским звёздам, В.М. Лютый, поддерживал интерпретацию эффектов на основе баллистической теории [171].

Другие астрофизики тоже прибегали к гипотезе Белопольского и Ла-Розы–Секерина, ввиду сходства свойств цефеид и двойных (из-за чего эти типы звёзд прежде отождествляли [129, 210]), и в свете обнаружения спутников у рентгеновских переменных, плавно меняющих яркость и цвет синхронно с орбитальным вращением спутников. В частности, Г.М. Рудницкий [315] и П. Берлиоз-Артэд [314] в начале XXI века предложили вернуться к гипотезе переменности звёзд типа Миры (о Кита) от орбитального обращения спутников с периодом равным периоду вариаций блеска, связанного с наличием на звезде горячего пятна, вращающегося синхронно со спутником. Подбирая элементы орбиты, моделировали все наблюдаемые типы кривых блеска мирид, а вариации их периодов интерпретировали как вариации орбитальных периодов. Одной из причин отклонения гипотезы Белопольского стала большая удалённость цефеид и мирид ( $r > 100$  пк), затрудняющая прямое обнаружение их спутников, от их малой светимости и близости к главной звезде в тесной двойной системе.

В последние годы у ряда переменных красных гигантов (тип звёзд, к которому относят мириды и цефеиды), действительно, обнаружены спутники с орбитальными периодами  $\sim 100$  сут [309], что по порядку величины совпадает с характерными периодами пульсаций цефеид.



При этом кривые колебаний блеска формой повторяют кривые лучевых скоростей спутников, а колебания блеска имеют вид [309], нетипичный для кривых блеска затменных и пульсирующих звёзд, но согласующийся с предсказаниями баллистической теории и теории Ларозы. Яркий пример такой звезды – KIC 5006817 с орбитальным периодом  $P = 94,8$  сут [309], для которой относительные вариации яркости  $I'/I$  точно и синхронно повторяют относительные вариации частоты  $f'/f$  линий поглощения (Рис. 1.27), в согласии с эффектом Ритца (1.14), (1.16), (1.33). Но если амплитуда колебаний блеска составляет 0,2 %, то амплитуда колебаний частоты – около 0,02 %, – в десять раз меньше, что, видимо связано с прохождением света через межзвёздный газ, эффективно переизлучающий свет возле резонансных частот. Вариации блеска под влиянием планет и эффекта Ритца начали обнаруживать только в последний десяток лет, ввиду возможности измерения незначительных колебаний блеска (в доли процента) в рамках проектов OGLE и Kepler.

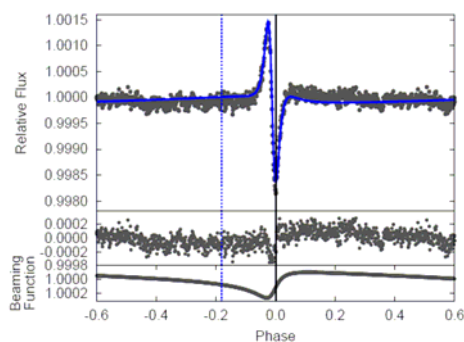


Рис. 1.27. Кривые флуктуаций блеска  $I'/I$  (вверху) и частоты  $f'/f$  (внизу) для двойной звезды KIC 5006817 [309].

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 [76, 36, A47, A48]). Второй способ обнаружения спутников состоит в непосредственной регистрации изображений спутников. Современные оптические и радиоинтерферометры 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 [399], причём успешные [400].

На данный момент есть лишь косвенные доказательства присутствия спутников цефеид. Так, многие цефеиды в максимуме блеска (и наибольшего расхождения спектральных линий пары звёзд по гипотезе Белопольского), обнаруживают эффект удвоения линий [129, с. 66; 191, с. 84; 204, с. 134]. То же верно для звёзд типа RR Лиры [191, с. 84]. Периодичное раздвоение линий и служит свидетельством двойственности звёзд. Уже сам Белопольский наблюдал в спектрах ряда цефеид ( $\eta$  Орла,  $\alpha^2$  Гончих Псов,  $\zeta$  Близнецов и др.) две группы линий (см. работу Белопольского «Об изменении интенсивности линий в спектрах некоторых цефеид» [76]). Интенсивность одних линий нарастала вместе с яркостью звезды, у других менялась в противофазе. Видимо, вторая группа линий принадлежит спутнику цефеиды, меняющему  $a_r$ , яркость  $I'$  и спектральный сдвиг  $\Delta\lambda/\lambda$  (1.33) в противофазе с главной звездой. Спутник характеризуется меньшим блеском и меньшей амплитудой его колебаний, и потому не вносит заметного вклада в общие колебания блеска цефеиды. Если у звёзд близкие спектры, и их линии нельзя разрешить по-отдельности, то колебания интенсивности линий происходят с удвоенной частотой: за один период колебаний блеска цефеиды интенсивность линий успевают измениться дважды, в согласии с наблюдениями Белопольского [76].

В рамках гипотезы Белопольского это можно объяснить тем, что общие колебания яркости создаёт в основном главная звезда, а колебания интенсивности линий – оба компаньона. Интенсивность их линий меняется в противофазе и в сумме даёт на каждом периоде два максимума и два минимума, как на кривой блеска  $\beta$  Лиры и W Большой Медведицы (Рис. 1.25). Белопольский открыл, что у  $\beta$  Лиры отдельные спектральные линии, соответствующие

разным звёздам, тоже меняют яркость в противофазе, в согласии с теорией Ритца [76]. Эффект колебаний яркости эмиссионных линий в противофазе давно открыт у спектрально-двойных звёзд и не находил объяснений. Лишь в 1991 г. В.И. Секерин истолковал эффект как результат колебаний яркости звёзд в противофазе, за счёт баллистического принципа [36]. 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  $\beta$  Большого Пса, либо гипотезой магнитных (*спектрально-переменных*) звёзд, по которой линии регулярно расщепляются эффектом Зеемана в магнитном поле звезды [86]. Действительно, у таких звёзд, в согласии с эффектом Зеемана, спектральные компоненты циркулярно поляризованы, но картина поляризации и структура линий отлична от зеемановской [343]. Кроме того, расщеплённые линии, вопреки эффекту Зеемана, имеют разную интенсивность. Т.е. гипотеза магнитных звёзд не вполне обоснована. С другой стороны, баллистическая теория элементарно объясняет разную интенсивность линий тем, что их создают разные компоненты двойной звезды. Объясняет баллистическая теория и разную циркулярную поляризацию компонентов, как результат мнимого растяжения-сжатия орбит электронов, аналогично деформации изображений вращающихся звёзд (§ 2.3).

Если переменные звёзды типа RR Лиры (*лириды*),  $\delta$  Цефея (*цефеиды*),  $\alpha$  Кита (*мириды*) и др. представляют собой двойные звёзды, то период их переменности задан орбитальным периодом двойной системы. Действительно, периоды переменности лирид (часы), цефеид (сутки) и мирид (годы) 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  $R_{\odot}$  [211]. Т.е. орбита звезды-спутника лежит под поверхностью главной звезды, что невозможно. Но реальный спектральный класс звезды может быть более ранним (O или B), 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 же цефеиды – это звёзды классов O и B, их истинная температура  $T \sim 25000$  К, и при той же светимости  $W$ , по закону Стефана-Больцмана

$$W = \sigma T^4,$$

радиус звезды должен быть в  $(T'/T)^2 \sim 25$  раз меньше, то есть порядка  $R_{\odot}$ . Поэтому радиус орбиты компонента (менее яркой звезды или планеты), составляющий порядка  $(2\div 3)R_{\odot}$ , превосходит радиус главной звезды. То есть двойные звёзды с подобными свойствами и периодами вполне реальны, и компаньоны разделены значительной дистанцией. 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 того же спектрального класса. Оцениваемая по виду спектра степень ионизации соответствует не звёздам классов F и G с температурой  $T' \sim 5000$  К, а звёздам классов O и B, с  $T \sim 25000$  К.

То же верно в отношении переменных звёзд типов  $\alpha$  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 [191], у спектрально-двойной  $\gamma$  Малой Медведицы –  $P = 0,1$  сут [345, с. 254]. Но абсолютные светимости звёзд типа RR Лиры по оценкам превосходят солнечную в 40–50 раз. Поскольку это – звёзды спектрального класса F [208], 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 порядка нескольких суток, то есть превысит наблюдаемый период колебаний блеска в разы. Но значение абсолютной светимости звёзд типа RR Лиры не известно, ввиду неопределённости расстояний до них (из-за отсутствия измерений методом параллакса). Если дистанции этих звёзд меньше расчётных в разы, то их светимости и радиусы – порядка солнечных, а период обращения гипотетического спутника по орбите порядка  $R_{\odot}$  составит порядка часов, как период  $P$  у звёзд типа RR Лиры.

Известны звёзды типа RR Лиры, входящие в затменно-двойные системы [122], что позволяет точно измерить массу и размер звёзд типа RR Лиры, входящих в такие системы, – по амплитуде лучевой скорости, периоду обращения и длительности затмений. Действительно, для одной из таких звёзд – RRLYR-02792 [122] 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 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 затменно-двойных систем интересен ещё и тем, что установить реально ли меняется размер звезды при колебаниях её блеска, поскольку в таких условиях должна меняться длительность затмений. Поскольку ничего подобного не наблюдается [122], то, очевидно, изменения блеска обусловлены не колебаниями радиуса, а эффектом Ритца при колебаниях ускорения звезды.

Расстояния  $r$  до звёзд типа RR Лиры тоже измерялись с помощью оптических интерферометров: по угловым размерам звезды, из сравнения с радиометрической оценкой их радиусов (по светимости и цветовой температуре) измеряли  $r$ . 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, чем F. Соответственно, их размеры и дистанции получались завышенными. Т.е. для переменных типа RR Лиры и цефеид основной критерий проверки гипотезы Ла-Розы – это прямые замеры  $r$  методом параллакса.

Изменение спектрального класса переменных звёзд и соответствующее их смещение на диаграмме Герцшпрунга-Рессела объясняет также 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, ввиду наличия окон, коридоров прозрачности. Но в этих же случаях, когда велик эффект Ритца, спектральный класс звезды, за счёт ускорения свободного падения, сменяется на более поздний, и ввиду неверной оценки температуры звезда кажется ушедшей с главной последовательности и попавшей в полосу неустойчивости. Эта полоса начинается от тех участков главной последовательности, в которых звёзды уже обладают светимостью, обеспечивающей достаточное световое давление для «выдувания» из околозвёздного пространства газов и мелкой пыли, и снижения экстинкции в звёздной короне.

Эффект плавных колебаний блеска у двойных звёзд был предсказан Ла Розой [71] и проассоциирован им с переменными звёздами ещё в 1924 г. Гипотезу переменности блеска за счёт орбитального движения цефеид задолго до этого, в XIX в., выдвигали их первооткрыватели Дж. Гудрайк и А. Белопольский [210]. В 1953 г. к этой гипотезе обратились Мун и Спенсер [10]. В 80-х г. эффект был многократно переоткрыт в России В.И. Секериним, В.П. Селезнёвым [26, 36], в 2000-х – П.С. Чикиным [150] и А.В. Мамаевым [215], а в США – Р.С. Фритциусом [216]. Сам автор независимо пришёл в 2002 г. к идее эффекта Ритца у двойных звёзд, предположив его у цефеид, пульсаров, новых и других переменных [A21]. Затем им впервые было дано строгое обоснование эффекта и интерпретация ряда проблемных для теории пульсаций эффектов цефеид и двойных, включая эффекты Блажко и Барра.

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  $\beta$  Большого Пса и  $\beta$  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 O и B. В случае звёзд типа  $\beta$  Большого Пса и  $\beta$  Цефея, а также пекулярных  $A_p$ -звёзд главной последовательности, у которых открыты осцилляции яркости с периодами 5–20 минут, механизм переменности может быть комбинированным. То есть яркость варьирует за счёт пульсаций атмосферы звезды и за счёт эффекта Ритца, усиливающего осцилляции яркости  $I$  по клистронному механизму. Так, в атмосфере Солнца открыты пятиминутные колебания. Сами по себе столь быстрые колебания не способны привести к заметному изменению радиуса, температуры и истинной яркости звезды, и наблюдаемые колебания нельзя объяснить в рамках теории пульсаций. Однако модуляция лучевой скорости атмосферы звезды приведёт по эффекту Ритца к заметным вариациям яркости, как показал С. Девасиа [82].

Эффект Ритца позволяет также интерпретировать свойства других типов переменных звёзд, включая новые и сверхновые. Если эти звёзды представляют собой долгопериодические двойные, то по эффекту Ритца при достижении одной из звёзд критического ускорения  $a_r \approx -c^2/r$  генерировались бы мощные вспышки оптического излучения, содержащие также составляющие рентгеновского и гамма-диапазона. Именно такие вспышки наблюдаются у новых и сверхновых звёзд, у которых в настоящее время, действительно, обнаружена двойственность, с которой связывают вспышки [88]. Баллистическая теория и эффект Ритца позволяет 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 гипотезы о постоянстве скорости света.

Гипотеза Ла-Розы–Секерина приводит и к простой интерпретации рентгеновских переменных 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 (1.13), а частота – к бесконечности (1.14). Для дистанции  $r \sim 10^{18}$  м это даёт величину  $a_r \approx -0,1$  м/с<sup>2</sup>. Орбитальные ускорения в тесных двойных системах имеют близкий порядок величины [19]. Поэтому в ходе орбитального движения звёзды регулярно проходят положения, где их свет, претерпевая преобразование частоты по эффекту Ритца, переводится в рентгеновское и гамма-излучение. Звёзды с такими свойствами открыты в виде рентгеновских пульсаров и барстеров (§ 2.1), спектр вспышек которых сходен со спектром абсолютно чёрного тела, но со спектральным максимумом, смещённым в область высоких частот, словно температура звезды достигает миллионов кельвинов [183, с. 139]. Таким образом, существование таких звёзд служит косвенным подтверждением баллистической теории, предсказавшей все их свойства [268].

Против трактовки переменных звёзд по баллистической теории выдвигалось и такое возражение: если б свет звёзд переизлучался межзвёздным газом, то для разных длин волн из-за различия показателей преломления газа длины экстинкции различались бы. Соответственно запаздывание, вызванное влиянием скорости звезды на скорость света, получалось бы разным в разных цветах, чего якобы не наблюдается [160]. В действительности наблюдается именно такая картина: у затменных звёзд моменты затмения в синих лучах не совпадают с моментами затмения в красных [76, 161], что привело Г.А. Тихова к выводу о существовании космической дисперсии света в вакууме [245]. Аналогичное явление открыто у цефеид: для них в разных цветах максимумы блеска наступают в разных фазах.

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 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, ряд эффектов в системах переменных звёзд служат косвенным подтверждением баллистической теории. Таким образом, астрономические наблюдения, с одной стороны, служат проверочными экспериментами, осуществлёнными самой природой в гигантской «космической лаборатории», с другой стороны, именно в рамках теории Ритца ряд космических аномалий, обнаруженных в последние десятилетия, может получить простейшую интерпретацию.

## Глава 2. Критерии проверки баллистической теории методами рентгеновской и радиоастрономии, лазерной и радиолокации

В последние десятилетия широко развиваются методы рентгеновской и радиоастрономии высокого углового, временного и спектрального разрешения. Они привели к накоплению данных, не объяснимых в рамках современной астрофизики. Поэтому представляет интерес анализ этих данных с позиций теорий альтернативных официально принятым. Как покажем в данной главе, ряд открытых аномалий получает простую и точную интерпретацию в рамках баллистической теории, ещё в прошлом веке предсказавшей многие из них. Учёт вариаций скорости света и радиоизлучения позволяет также легко интерпретировать ряд аномалий космической радио- и лазерной локации, включая аномалии, выявленные системами GPS и ГЛОНАСС. Таким образом, неоптическая астрономия предоставляет ряд экспериментальных критериев проверки баллистической теории, а также её частных следствий.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A3–A5, A12, A14, A18, A33, A35, A39, A41, A46, A47, A50, A53].

### § 2.1. Рентгеновские пульсары, барстеры, новые и сверхновые звёзды как следствие баллистической теории

Критерии проверки баллистической теории следуют также из анализа переменных звёзд неоптических диапазонов – рентгеновских пульсаров, радиопулсаров и барстеров, свойств которых предсказывает баллистическая теория и гипотеза Ла Розы [197, 268, 269, A21, A47]. В частности, проверка баллистической теории осуществлялась по анализу затменных рентгеновских пульсаров, входящих в двойные системы [119, 120, 160]. На кривых блеска рентгеновских пульсаров и на графиках лучевых скоростей (измеренных методом тайминга вспышек) обнаружатся те же искажения, которые предполагали по теории Ритца у двойных звёзд. И если для оптического излучения экстинкция в межзвёздной среде практически нивелирует отличия от скорости света и искажения, то для рентгеновского излучения пульсаров переизлучение полагали малым. Так, К. Брэчер, на основе анализа трёх затменных пульсаров показал, что измеренные искажения столь малы, что скорость пульсаров практически не должна влиять на скорость испущенного ими света. По крайней мере, считая справедливым условие (1.1)  $c' = c + kV$ , Брэчер нашёл, что  $k < 10^{-9}$  [119–120].

Однако фактически показатель преломления и эффективность переизлучения межзвёздным газом для рентгеновских лучей точно не известны. В рентгеновском и гамма-диапазоне длина  $l \sim \lambda/2\pi(n - 1)$  и  $k = l/r$  могут быть даже меньше, чем в оптическом, поскольку длина волны  $\lambda$  – в тысячи раз короче, чем у видимого света, а показатель преломления  $n$  – не известен определённо. Для рентгеновских лучей в межзвёздной плазме принимают  $n = 1$  [8], 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 [8]. При этом не учитывались электроны внутренних оболочек атомов и атомные ядра, частоты колебаний которых лежат в рентгеновском и гамма-диапазонах, т.е. эффективно взаимодействующие с излучением, наращивая  $n$  и снижая  $l_X$ . Действительно, измерения  $n$  для рентгеновских лучей в земных средах показало, что  $n \neq 1$  и  $l_X$  сопоставимо с  $l$  для оптических лучей (см. § 4.1). Тот факт, что рентгеновское и гамма-излучения, несмотря на слабое поглощение в плотных средах, эффективно взаимодействует с веществом, подтверждает непрозрачность атмосферы Земли для рентгеновских и гамма-лучей, ввиду поглощения. По этой причине рентгеновские и гамма-телескопы выносят за пределы атмосферы [195]. При этом земная атмосфера прозрачна для излучения оптического диапазона, с которым, как считалось, она взаимодействует более эффективно.

Если для рентгеновских лучей с энергией 30 кэВ в воде с концентрацией атомов  $N \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$  измерено  $|n - 1| \sim 10^{-7}$  [87], то для межзвёздного газа, где  $N \sim 1 \text{ см}^{-3}$ , пропорционально меньше  $(n - 1) \sim 10^{-30}$ . 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 газа.

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  $k < 10^{-9}$  [119–121], тоже вполне укладывается в рамки баллистической теории, свидетельствуя лишь, 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 по Фоксу [8], что рентгеновские лучи переизлучаются в общей атмосфере рентгеновских пульсаров. Для рассмотренных Брэчером систем Cen X-3, Her X-1, SMC X-1, при орбитальных периодах  $P \sim 1$  сут и скоростях  $V \sim 100$  км/с, радиусы орбит пульсаров составят  $R \sim PV \sim 10$  млн. км. То есть орбиты лежат внутри короны главной звезды, где, например, для Солнца, концентрация ионов  $N \sim 10^8$  см<sup>-3</sup> [183, с. 625]. Согласно [120],  $l \approx (\lambda r_0 N)^{-1} \sim 2 \cdot 10^{11}$  м  $\sim 200$  млн. км  $\sim 1$  а.е., где  $r_0 = e^2/mc^2 \approx 2,82 \cdot 10^{-15}$  м – классический радиус электрона, а  $\lambda \approx 2 \cdot 10^{-11}$  м для рентгеновских лучей. Это значение  $l$  сравнимо с  $R$  и характерным размером корон звёзд. То есть, у рентгеновских пульсаров переизлучение происходит в атмосфере главной звезды. И при дистанции пульсаров  $r \sim 10$  кпк [120], в рамках БТР  $k = l/r < 10^{-9}$ , в согласии с результатом Брэчера.

Кроме того, Брэчер предполагает, что механизм генерации рентгеновского излучения пульсаров и гамма-излучения у GRB – синхротронный, принимая, что скорость источника этого излучения  $V > 0,1c$ , откуда по измеренной длительности  $dt$  гамма-всплесков получает, что в (1.1)  $k = (c^2/2V)(dt/r) < 10^{-20}$  [121]. Но реальный механизм генерации рентгеновских и гамма-всплесков у GRB, как отмечал Брэчер [121], не установлен однозначно. Поэтому, если в рамках баллистической теории гамма-излучение представляет собой оптическое излучение звёзд, повысившее частоту по эффекту Ритца (§ 1.5), то истинные скорости  $V$  – на порядки ниже, а  $k$  – на порядки выше, достигая величины, согласующейся с измеренным  $k < 10^{-20}$ .

Излучение радиопульсаров тоже может быть следствием конверсии оптического излучения звёзд в радиодиапазон ритц-эффектом, за счёт ускорения свободного падения на поверхности звёзд, понижающего частоту регистрируемого на Земле света. 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 усиливалось бы собственное слабое радиоизлучение звёзд. То есть, рентгеновские и радиопульсары могут быть не только гипотетическими нейтронными звёздами, но и рядовыми двойными звёздами, в том числе звёздами главной последовательности.

Если радиопульсары – это двойные звёзды, то период колебаний их блеска совпадал бы с орбитальным  $P$ . Периоды пульсаров составляют от миллисекунд до секунд, а минимальные периоды двойных звёзд – порядка часов, т.е. различаются на порядки. Но если системы пульсаров представляют собой кратные системы, так что двойная звезда движется вокруг третьей звезды с ускорением  $a_r \approx -a_0$ , т.е. близким к критическому  $a_0 = c^2/r$ , то наблюдаемый орбитальный период  $P'$  и равный ему период колебаний блеска

$$P' = P(1 + ra_r/c^2) = P/g, \quad (2.1)$$

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

Эффект Ритца объясняет также интенсивное радиоизлучение пульсаров [A12, A14]. Мощность радиоизлучения планет и звёзд мала, по сравнению с пульсарами. В частности, радиояркость  $I_R$  и светимость  $P_R$  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 способен повысить измеренную яркость  $I_R'$  радиоизлучения в миллионы раз, как у пульсара в Крабовидной туманности с  $I_R' \sim 10^{23}$  Вт [188]. В радиоволны преобразуется и видимый свет звёзд и планет, т.к. ускорение  $a_s$  излучающих атомов на их поверхности наращивает по ритц-эффекту период световых колебаний  $T' = T(1 + ra_s/c^2)$  в миллиарды раз. Напротив, общее ускорение  $a_r$  звезды, летящей по орбите, сжимает период  $P'$  пульсара и период  $T$  электромагнитных колебаний. Это объясняет открытую у пульсаров связь измеренной в МГц частоты спектрального максимума  $f_{\max}' = 1/T'$  с измеренным в секундах периодом  $P'$  пульсара:  $f_{\max}' \approx 120/P^{0,36}$ . Согласно эффекту Ритца,

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

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  $s(P') \sim u'P'^n$ , где  $u$ ,  $u'$  – константы. Отсюда следует более сложная зависимость

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

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

Постоянство орбитального периода пульсаров объясняет стабильность колебаний их блеска. Имеют место лишь незначительные вековые изменения орбитальных периодов двойных звёзд за счёт приливного трения. В частности, у  $\beta$  Лиры период нарастает на 19 с в год [129]. Но ритц-эффект  $dt' = dt(1 + ra_r/c^2)$  позволит регистрировать вековые вариации периода  $P'$  пульсаров ускоренными в миллионы раз. Кроме того, период  $P'$  меняется за счёт изменения коэффициента компрессии  $g$  в ходе вариаций ускорения  $a_r$  при движении двойной звезды по широкой долгопериодической орбите (Рис. 2.1). Тогда изменения  $a_r$  возле критического  $-a_0 = -c^2/r$  можно считать линейными:  $a_r = qt - a_0$ . Соответственно, период растёт по закону

$$P' = P(1 + a_r/a_0) = Prqt/c^2.$$

Поскольку наблюдаемый для пульсара масштаб времени  $dt' = dtrqt/c^2$  тоже отличен от истинного  $dt$ , то 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

$$P' = P(2rqt'/c^2)^{1/2},$$

и скорости его нарастания

$$dP'/dt' = P(rq/2c^2t')^{1/2}.$$

Деля первое на второе, получим выражение

$$t' = P'/2(dP'/dt'), \quad (2.2)$$

позволяющее по периоду  $P'$  пульсара и скорости его роста  $dP'/dt'$  оценить время  $t'$ , истёкшее с момента, когда период пульсара  $P' = 0$  при  $a_r = -c^2/r$ . В этот момент, согласно эффекту Ритца (1.16), возникает яркая вспышка звезды, аналогичная по свойствам вспышке сверхновой. Например, для пульсара PSR 0531+21 в Крабовидной туманности, где период  $P' = 0,033 \text{ с}$  и  $dP'/dt' = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ с/год}$  [183], получим расчётное время  $t' = 1180 \text{ лет}$ . Это время с точностью до 10% совпадает с зарегистрированным временем вспышки сверхновой, открытой на том же участке неба, где расположен пульсар PSR 0531+21, и которую наблюдали тысячелетие назад, в 1054 г. Таким образом, уже эта грубая оценка оказывается точнее обычной

$$t' = P'/(dP'/dt'), \quad (2.3)$$

ведущей к удвоенной оценке возраста пульсара [192]. В современной теории пульсаров это несоответствие обходят искусственным добавлением (в рамках специфических моделей) двойки в знаменателе (2.3), находя динамический возраст (2.2) [182]. 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 тангенциальной скорости, падающей при отдалении  $a_r$  от  $-a_0$ . Поэтому расчётный возраст пульсара в 2 раза меньше  $\sim 20000 \text{ лет}$ , что лучше согласуется с динамическим возрастом в 17000 лет. Оставшееся расхождение можно объяснить нелинейными вариациями  $a_r$ .

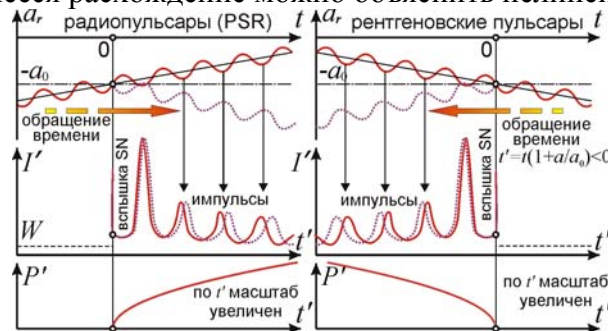


Рис. 2.1. Формирование импульсов радиопульсаров и рентгеновских пульсаров с плавным изменением периода импульсов за счёт вариаций ускорения  $a_{2r}$ .

Аналогично оценим время  $t'$ , когда вспыхнули или вспыхнут в виде сверхновых другие пульсары. В частности, пульсар Vela (PSR 0833-45) в созвездии Парусов ( $P' = 0,089 \text{ с}$ ,  $dP'/dt' = 3,9 \cdot 10^{-6} \text{ с/год}$  [183]) должен был появиться на небе порядка  $t' = 11400 \text{ лет}$  назад, что близко к 11000 лет – расчётному возрасту, по скорости расширения туманности Парусов [192]. PSR 0531+21 и 0833-45 – самые молодые пульсары [183], 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 [183]. Высокая степень компрессии  $g$  (2.1) для этих пульсаров и для пульсара Геминга объясняет их радио-, оптическое, рентгеновское и гамма-излучение. Ритц-эффект, сжимая периоды пульсаров в миллионы раз, в  $g \sim 10^6$  раз повышает яркость и частоту света, 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 [183]. У радиопулсаров большего возраста, компрессия  $g$  меньше и недостаточна 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 период  $P'$  сокращается. Если это сокращение иллюзорно, то означает приближение  $a_r$  к  $-a_0$  (Рис. 2.1), и в будущем эти пульсары вспыхнут в виде сверхновых, когда период  $P'$  сожмётся до нуля, сконцентрировав свет звёзд во времени. В частности, у пульсара Центавр X-3 период  $P' = 4,8$  с, а  $dP'/dt' = -1,3 \cdot 10^{-3}$  с/год, откуда  $t' = -1920$  лет (знак «минус» соответствует будущему). Таким образом, этот пульсар должен вспыхнуть в виде сверхновой через два тысячелетия.

У пульсаров открыты и резкие скачки, сбои периодов (глитчи). Часть их вызвана столкновением звёзд с астероидами, меняющими орбитальный период  $P$ . В частности, у двойной звезды W Большой Медведицы орбитальный период и равный ему период миганий скачком вырос после вспышки звезды в 1964 г. [191], вызванной, вероятно, ударом астероида, изменившего орбиту и орбитальный период звезды. Эти редкие события учащаются при сжатии интервалов времени (1.13) 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  $P' = P(1 + ra_r/c^2) = P/g$  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 мерцаниям пульсаров [191]. 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 просвет, скачком удлиняющий путь света  $r$  и сжатие  $g$  периода (2.1). В случае, если путь света пересечёт дополнительное межзвёздное облако, путь  $r$  резко сократится, а период – скачком удлинится. В итоге, после глитча меняется и скорость нарастания периода. Когда же просветы в межзвёздных облаках и вышележащие облака уйдут с пути света, период пульсара и скорость его изменения восстановятся. Таким образом, в рамках баллистической теории вариации периодов пульсаров получают наиболее простую интерпретацию.

Также открыты циклические вариации периодов пульсаров, верно объяснённые присутствием планет. Как отмечено, если бы пульсары представляли собой остатки взрывов сверхновых, они неизбежно бы уничтожили близлежащие планеты. Поэтому полагают, что планеты появились после взрыва, однако 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 вполне возможно. Планеты, облетая звезду, своим тяготением регулярно меняют её скорость и частоту миганий 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: вариации периода – это разновидность эффекта Блажко [191]. Так, у Полярной звезды период  $P_1 = 4$  сут нарастает на 8 секунд в год, а амплитуда колебаний блеска падает (§ 1.5). С точки зрения баллистической теории причина может состоять в звезде Полярная Ab, облетающей Полярную Aa за период  $P_2 = 30$  лет, сообщая ей всё меньшее ускорение  $a_{2r}$ . Соответственно, падает средняя яркость  $I' = I/(1 + ra_r/c^2)$ , растёт видимый период колебаний блеска  $P_1' = P_1(1 + a_{2r}/a_0)$ , падает их амплитуда, ввиду отдаления  $a_r$  от  $-a_0 = -c^2/r$  и снижения глубины модуляции  $m$  ускорения и яркости спутником Полярной, облетающим её за период  $P_1 = 4$  сут. Тогда за период  $\sim 30$  лет, когда Полярная Ab сделает полный оборот, можно ожидать восстановления прежних параметров.

Аналогичные колебания открыты у звёзд типа RV Тельца, скажем у DF Лебеда, у которой график лучевых скоростей [191] 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 этими периодами, и на двухлетние колебания блеска по ритц-эффекту наложена «рябь» с периодом  $P_1$ . Когда яркость максимальна, растёт амплитуда мелких колебаний  $I'$ , поскольку малые ва-

риации лучевого ускорения  $a_r$  в моменты его приближения к значению  $-a_0$  за счёт выросшей глубины модуляции  $m = a_1/(a_0 + a_{2r})$  сильнее меняют яркость звезды. Действительно, открыты двойные системы, например, затменная двойная звезда PG 1336-018, где один из компонентов – физическая переменная (цефеида), у которой амплитуда колебаний блеска максимизируется в моменты максимизации средней светимости системы [401], как на Рис. 2.2.

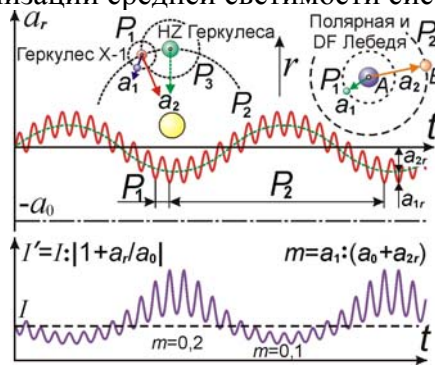


Рис. 2.2. Схемы колебаний ускорения и блеска в системах типа цефеид, DF Лебедя и пульсаров.

Сходное явление открыто у пульсаров, импульсы которых регулярно исчезают. После генерации серии импульсов пульсар замирает, а спустя время внезапно «оживает» [191]. Современные модели пульсаров не позволяют объяснить «замирания» без ввода сложных дополнительных гипотез. Пример подобного явления показывает 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 кружит с периодом  $P_3 = 1,7$  сут, синхронно меняя блеск и цвет звезды [195], 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 [182, 195]. 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) уже 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 звезды HZ Геркулеса сохраняются, поскольку даже в отсутствие тесного приближения лучевого ускорения  $a_r$  к значению  $-a_0$  оптическое излучение генерируется и варьирует. Таким образом, баллистическая теория позволяет легко объяснить наблюдаемые свойства двойных звёзд-пульсаров, их рентгеновское излучение и замирания [A39, A41].

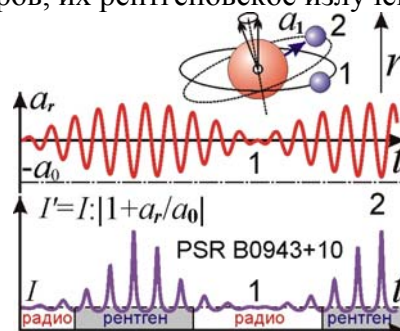


Рис. 2.3. Прецессия орбит спутников ведёт к эпизодическому исчезновению колебаний ускорения  $a_{1r}$  и прекращению пульсаций у систем типа Полярная Аа и Геркулес X-1.

«Замирания» пульсаров могут быть вызваны и прецессией орбиты спутника. Так, у пульсара Геркулес X-1 период прецессии по оценкам равен 35 сут [195]. 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. 2.3). Колебания  $a_r$  имеют вид

$$a_r = a_0 \cdot \sin(i) \cos(2\pi t/P_1) = 2a_0 |\sin(\pi t/P_2)| \sin \alpha [1 - \sin^2(\pi t/P_2) \sin^2 \alpha]^{1/2} \cos(2\pi t/P_1).$$

При  $\alpha \rightarrow 0^\circ$ :  $a_r \approx 2a_0 \alpha |\sin(\pi t/P_2)| \cos(2\pi t/P_1)$ . Так, у Her X-1 на 11 дней из 35 наклон  $i$  орбиты и амплитуда  $a_r$  ( $2a_0 \alpha$ ) достаточны для перевода оптического излучения в X-лучи ( $g_{\max} \sim 10^2$ ).

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, испускает рентгеновские лучи, и наоборот. 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 свет звезды уже не в рентгеновский, а в радиодиапазон. Когда  $a_r$  восстанавливается, радиолучи гаснут. 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. В баллистической теории «замирания» это следствие приближения лишь в отдельных орбитальных фазах ускорения  $a_r$  пульсара к критическому  $-a_0$ , формируя частокол импульсов X-излучения, как у Геркулеса X-1. В остальное время ускорение далеко от  $-a_0$ , и в частоколе провалы (Рис. 2.4). У пульсара с  $P_1' = 23$  мс амплитуда колебаний  $a_{1r}$  выше и генерирует вспышки постоянно. Отдаление ускорения от  $-a_0$  ведёт к регулярному удлинению периода  $P_1' = P_1(1 + a_r/a_0)$  на 0,1 %. Вариации  $P_1'$  объясняют доплер-эффектом  $P_1' = P_1(1 + V_r'/c)$  при  $V_r' = ca_r/a_0 = 300$  км/с и «растяжением» времени в поле тяготения пульсаров. Тогда как по баллистической теории и эффекту Ритца истинные скорости и гравитационные поля пульсаров – на порядки ниже расчётных.

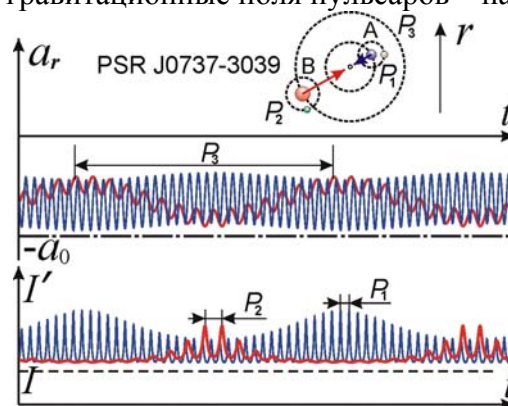
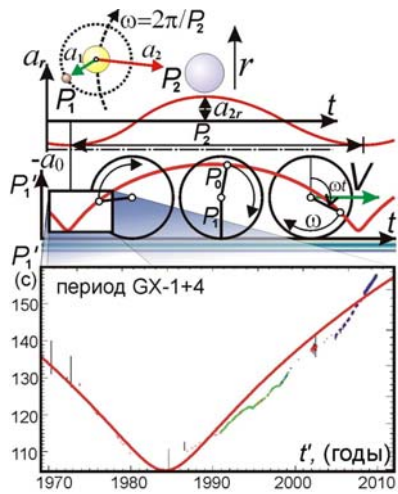


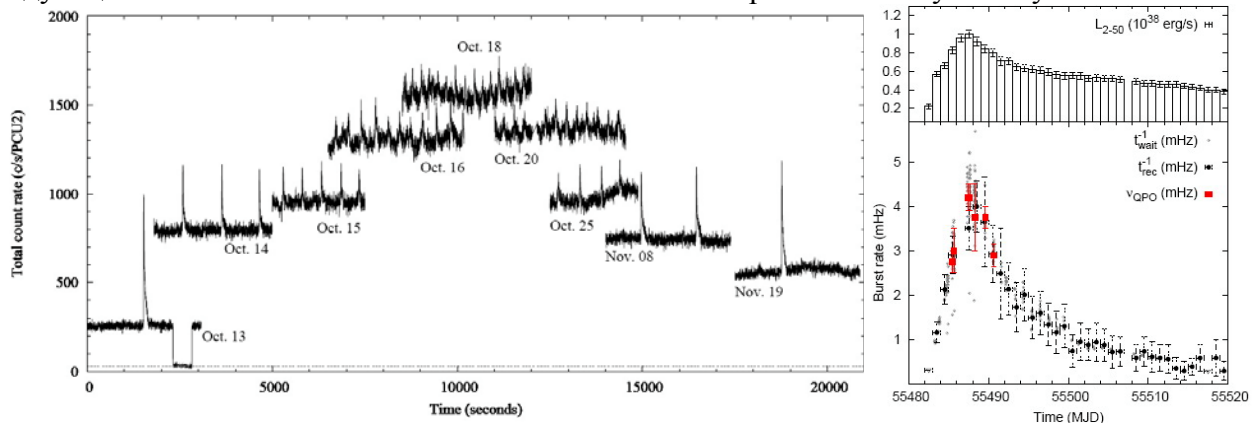
Рис. 2.4. Схема двойного пульсара, графики лучевых ускорений  $a_r(t)$  его компонентов и результирующие колебания блеска  $I'(t)$ .

Возможна 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. 2.5). Для объяснения этих вариаций  $P_1'$  формально приняли, что трение и давление газа, разгонявшее вращение звезды, стало тормозить её вращение [163]. Но до сих пор не выяснены причины смены направления и сохранения величины силы трения, которая огромна, т.к. за 10 лет в 2 раза повысила гигантскую энергию вращения пульсара. Проще объясняет вариации периода ритц-эффект, который мог плавно изменять период. Сначала в ходе орбитального движения звезды среднее ускорение  $a_{2r} = a_2 \cos(\omega t)$  приближалось к  $-a_0$ , сокращая период  $P_1' = P_1 + P_0 \cos(\omega t)$ , а затем стало отдаляться, наращивая  $P_1'$ , где  $P_0 = P_1 a_2 / c^2$ . Поскольку масштаб времени  $dt' = dt/g$  сжат пропорционально компрессии  $g$ , то найдём, что  $t' = t + P_0 \sin(\omega t) / \omega P_1$ . То есть график наблюдаемых вариаций  $P_1'(t')$  представляет собой трохойду. Возле минимума, заострения трохойды,  $P_1'$  меняется почти линейно, как у GX-1+4 [323]. Аналогичные вариации наблюдались для пульсара 4U0900-40 [183, с. 594]. Небольшие отклонения от трохойды связаны, вероятно, с дополнительными малыми вариациями  $a_r$  в поле тяготения спутников, соответственно меняющими период  $P_1'$ . В минимуме периода  $P_1' \approx 100$  с звезда перестала излучать рентгеновские лучи. В рамках баллистической теории это вызвано тем, что выросшая степень компрессии  $g$  переводит оптическое излучение звезды уже не в рентгеновский, а в гамма-диапазон. Но в гамма-лучах звезду на тот момент не исследовали, и её переменность в гамма-диапазоне – под вопросом.



**Рис. 2.5.** Вариации периода  $P'$  у пульсара GX-1+4 и барстеров за счёт ускорения звезды. Красная сплошная линия – теоретическая кривая (моделирование по эффекту Ритца), точки – результат измерений периода [163, 323].

Другим примером эффекта служит объект T5X2 (пульсар IGR J17480-2446), у которого тоже обнаружена переменность блеска в рентгеновских лучах: помимо обычных пульсаций с частотой 11 Гц, наблюдаются квазипериодические осцилляции (QSO) с частотой порядка мГц [290]. В течение одного месяца у T5X2 период квазипериодических осцилляций сократился с 1000 до 200 с, а затем снова вырос до 1000 с (Рис. 2.6). 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. 2.6, максимум рентгеновского блеска точно соответствует максимальной частоте колебаний блеска. Это естественно интерпретировать как проявление эффекта Ритца: приближение ускорения системы к критическому (как на Рис. 2.5) сопровождается пропорциональным ростом частоты колебаний блеска и интенсивности в 4–5 раз, согласно (1.14) и (1.16). По эффекту Ритца, близость ускорения к критическому  $a_r \approx -c^2/r$  и делает систему T5X2 рентгеновским источником. Параллельный рост интенсивности и цветовой температуры (частоты спектрального максимума) рентгеновского излучения обнаружен также у пульсара IGR J18245-2452 [291]. Отметим, что у IGR J17480-2446 пульсации рентгеновского блеска имеют вид почти идеальных синусоид. Это свидетельствует в пользу того, что колебания обусловлены движением звезды по круговой орбите с лучевым ускорением  $a_r$ , изменяющимся по гармоническому закону. По эффекту Ритца при малой глубине модуляции  $m \ll 1$  это вызывает колебания блеска по гармоническому закону.



**Рис. 2.6.** Графики колебаний рентгеновской яркости объекта T5X2 в 2010 г. Справа – графики колебаний средней яркости и частоты колебаний блеска [290].

Аналогичный эффект открыт у барстеров – объектов, генерирующих короткие рентгеновские импульсы с периодом повторения в несколько часов. Как показывают кривые колебаний рентгеновского блеска [341], при увеличении периода между импульсами вспышек пропорционально нарастает длительность импульсов, что естественно интерпретировать по эффекту Ритца пропорциональным растяжением временного масштаба колебаний рентгеновской яркости. В рамках баллистической теории барстеры тоже могут оказаться обычными звёздами, у которых возмущения со стороны спутников вызывают регулярные вариации  $a_r$ .

звезды. При достижении  $a_r$  значений  $-a_0$  свет звезды, наращивая интенсивность и частоту в  $g \sim 10^3$  раз, преобразуется в рентгеновские вспышки. Это объясняет, почему спектр вспышек барстеров подобен тепловому спектру звезды, смещённому из оптического в рентгеновский диапазон. Этот механизм вспышек объясняет, почему у ряда барстеров вспышки, подобно импульсам отдельных пульсаров, двойные [344] – при перехлесте ветвей графика  $V_r(t)$  ускорение  $a_r$  достигает критического  $-a_0$  дважды за период. Действительно, по провалам в кривой рентгеновского блеска у ряда барстеров открыты спутники с периодом равным периоду повторения вспышек [344]. У барстеров интервал  $P_1'$  между вспышками варьирует на 30–50 %. При росте средней светимости звезды период меж вспышками сокращается [183].

В рамках баллистической теории это следствие близости  $a_r$  звезды к  $-a_0$  в поле тяготения третьей звезды, так что  $g = a_0/(a_0 + a_r) \sim 10^3$ . Поэтому эффект Ритца усиливает среднюю яркость звезды в сотни раз, переводя в рентгеновский диапазон и сокращая видимый период  $P_1'$  спутника и вызванных им вспышек с лет до часов. Тяготение спутника дополнительно регулярно сближает  $a_r$  звезды с  $-a_0$ , наращивая блеск. А третья звезда, медленно варьируя  $a_{2r}$ , меняет компрессию  $g$  (2.1). Наращивая яркость, эффект Ритца пропорционально сжимает период  $P_1'$  между вспышками [183] (Рис. 2.5). Когда светимость достигает критической, вспышки исчезают, т.к. ритц-эффект переводит излучение уже в гамма-диапазон, в котором не проводят измерений. Действительно, критическая мощность излучения  $10^{30}$  Вт – в  $10^4$  раз выше светимости звезды типа Солнца [183], соответствуя сжатию периода колебаний поля в  $g \approx 10^4$  раз и росту их частоты до  $10^{19}$  Гц – границы рентгеновского и гамма-диапазона.

У барстеров глубина модуляции ускорения спутником  $m = a_1/(a_0 + a_{2r}) \approx 1$  (Рис. 2.8), и яркость вспышек в сотню раз выше средней:  $g = a_0/(ma_1 + a_{1r})$ ,  $g_{\max} = a_0/(ma_1 - a_1) = a_0/a_1(m - 1) \sim 10^2$  [183]. Наращивая 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  $a_r \approx -a_0$ , что составляет величину  $t$ , при которой  $\cos(2\pi t/P_1) \approx 1$ , точнее  $\cos(2\pi t/P_1) \geq 0,95$ , откуда  $t \sim 0,05P_1$  [183]. У барстеров, вследствие высокой степени сжатия  $g \sim 10^2$ , окно вспышки в сто раз короче:  $t \sim 0,0005P_1$ , что соответствует наблюдаемому окну вспышки [183]. При  $P_1 = 10$  часов у барстеров длительность вспышек  $t \sim 0,0005P_1 \sim 10$  с, что близко к измеренной длительности вспышек [183]. Кроме того, вспышки барстеров растянуты от дисперсии и переизлучения света межзвёздным газом [182, 188]. 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. А эпохи спада активности МПГ, как у пульсаров и барстеров, могут быть вызваны изменением величины эффекта Ритца за счёт вариаций ускорения  $a_r$  и длины пути света  $r = l$ . Не случайно у пульсаров включения и замирания радиоизлучения обычно наблюдаются при глитчах – резких скачках периода, видимо, тоже обусловленных изменением коэффициента компрессии  $g$ .

Характерные особенности открыты также у вспышек радиопульсаров. Так, каждый импульс состоит из ряда субимпульсов [170]. 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  $-a_0$ , вспыхивает симметричный субимпульс.

Быстрые вариации блеска звёзд под влиянием тяготения планет, действительно, обнаружены, в частности у звезды OGLE-2003-BLG-235L [319], однако их интерпретируют в рамках общей теории относительности (ОТО) как фокусировку 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 резко менять её блеск [A43, A47]. Причём наблюдаемая форма кривой блеска, на которой отчётливо виден двойной максимум, точно соответствует предсказаниям баллистической теории и эффекта Ритца (Рис. 2.7). Видимо, одним из первых подобную идею кратковременного усиления яркости планетами по эффекту Ритца, как альтернативы объяснению микролинзированием, выдвинул Р.С. Фритциус [216].



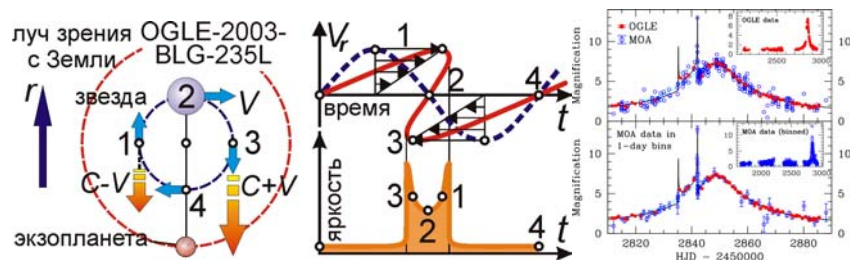


Рис. 2.7. Колебания яркости звезды, вызванные эффектом Ритца при движении вблизи неё экзопланеты, на примере звезды OGLE-2003-BLG-235L [319].

В случае пульсаров, если период обращения звезды кратен периоду обращения спутника, субимпульсы появляются в одном и том же участке импульса, или дрейфуют к его краю, если периоды не точно кратны. Субимпульсы могут также возникать от переменной радиояркости звезды типа Солнца, связанной с циклами солнечной активности, вспышками и вращением активных зон, генерирующих радиоизлучение. Это объясняет, почему импульсы радиоизлучения, усиленные ритц-эффектом, менее стабильны и однородны, имеют другой спектр и форму, чем оптические, обусловленные постоянным свечением звёзд [182].

Редкие радиоимпульсы пульсаров отличает огромная интенсивность, в сотни раз выше обычной интенсивности импульсов. В рамках эффекта Ритца гигантские импульсы это следствие либо вспышек (у Солнца вспышки усиливают радиоизлучение на порядки), либо более точного выполнения условия  $a_r \approx -a_0$  в поле третьей звезды (Рис. 2.4). Поэтому излучение усилено в течение всего импульса, а не в краткие интервалы субимпульсов от спутников. Но вариации ускорения спутниками ведут к быстрым колебаниям яркости на хвосте гигантской вспышки, как у МПГ и сверхновых [A39]. При этом эффект Ритца не только наращивает интенсивность излучения в сотни раз, но и генерирует рентгеновское и гамма-излучение, скажем у пульсара PSR B1937+21. Если гигантские импульсы обусловлены орбитальным движением, то получает объяснение тот факт, что они возникают лишь в редких точках орбиты и регулярно повторяются. Например, у PSR J1752+2359 каждый 270-й импульс – гигантский.

Другая особенность пульсаров – это интеримпульсы, – малые импульсы, генерируемые в интервале между основными, например, у PSR B0906–49 [183]. Генерацию двух импульсов за период интерпретируют как поочерёдный поворот к Земле двух магнитных полюсов звезды. Однако эта гипотеза не объясняет различие спектров основных и интеримпульсов. С точки зрения эффекта Ритца интеримпульсы может формировать компаньон двойной звезды, движущийся в противофазе с главной звездой (Рис. 2.2). Тогда его импульс сдвинут на полпериода и имеет иной спектр, на что впервые обратил внимание Р. Фритциус [197].

Поскольку звёзды сообщают свету разные орбитальные скорости, то интеримпульс отстаёт не точно на полпериода. Двойной импульс может наблюдаться и на кривой блеска одной звезды [A41]. Если кривая лучевых ускорений пересекает уровень  $-a_0$ , то число вспышек удваивается, поскольку вспышки создаёт не только ветвь графика  $a_r(t)$  выше линии  $-a_0$ , но 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  $m$ , то от разных  $g$  вспышки будут иметь разную интенсивность и попадать в разные частотные диапазоны. Это позволяет понять, почему у пульсара в Парусах вспышки в радиодиапазоне сдвинуты по фазе относительно вспышек в гамма- и оптическом диапазоне [183]. Дополнительная задержка может возникать и от различия длин экстинкции для разных диапазонов, т.е. импульсы разных диапазонов движутся с избыток 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 связано с тем, что для рентгеновских пульсаров ускорение 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 ( $g < 0$ ). В итоге, у радиопульсаров период нарастает (за счёт приливного трения), а у рентгеновских пульсаров период сокращается, т.к. при  $a_r \leq -a_0$  и  $P' = P(1 + a_r/a_0) \leq 0$  все процессы выглядят идущими в обратную сторону. 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 роста компрессии  $g$  и  $P$  при отдалении лучевого ускорения  $a_r$  от  $-a_0$ . Аномальными пульсары АХР назвали также 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. 2.8). Однако энергия рентгеновских лучей АХР и RXJ может быть преобразованной по эффекту Ритца энергией оптического излучения звёзд. Это объясняет, почему спектр пульсаров и барстеров сходен с чёрнотельным спектром звёзд, сдвинутым ритц-эффектом в рентгеновский диапазон, с эквивалентной цветовой температурой  $T_c \sim 10^6$  К [183]. Орбитальное движение пульсаров варьирует их ускорение и сдвиг спектра по ритц-эффекту, что воспринимают как колебания  $T_c$  на  $\Delta T_c \sim 10^6$ , как у Скорпиона X-1 [182]. Оттого его спектральные линии колеблются в противофазе с периодом 4 дня (Рис. 2.2), как показал В.М. Лютый [182, 171]. Смещения линий отвечают скоростям  $V_r'$  в тысячи км/с. Однако, если смещения вызваны ритц-эффектом, то реальные скорости звёзд много ниже.

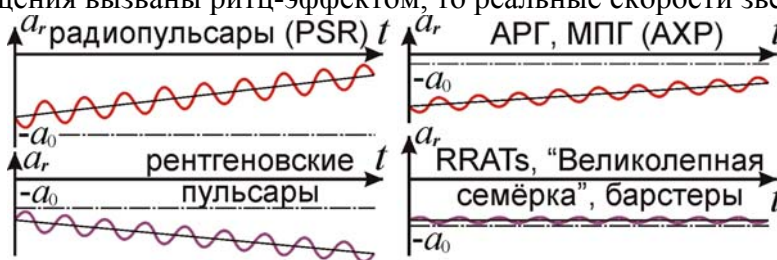


Рис. 2.8. Разные типы пульсаров и барстеров, как результат вариаций блеска и спектра эффектом Ритца за счёт различия графиков  $a_r(t)$ .

Ускорение наблюдаемых движений пульсаров ведёт к ускоренному снижению орбитального периода в двойных пульсарах, тогда как у обычных звёзд и планет приливное трение сокращает орбитальный радиус и период крайне медленно (как у спутника Марса – Фобоса). В рамках ОТО быстрое сокращение периода интерпретируют как потерю энергии на гравитационные волны в сильном поле тяготения пульсаров. Однако рассчитанные в рамках ОТО массы пульсаров столь велики, что превышают теоретический предел массы нейтронной звезды ( $\sim$  двух масс Солнца), скажем у пульсара PSR J1614-2230. В рамках баллистической теории истинный орбитальный период двойных пульсаров может быть велик и меняться медленно. Но за счёт ритц-эффекта эти вариации наблюдаются в ускоренном масштабе.

Аналогично, быстрый поворот орбит двойных пульсаров, достигающий  $10^\circ$  в год, объясняют тем, что в их тесных системах в высоких полях тяготения велики эффекты ОТО. Но орбиты обычных двойных звёзд тоже вращаются за счёт возмущений [76, 129], как орбита Меркурия, которая за век поворачивается от возмущений со стороны планет на  $0,15^\circ$ , и ещё на  $42''$  – за счёт релятивистских поправок к силе тяготения. Однако 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 несколько градусов в год. В рамках баллистической теории эффект ускоренного вращения орбит возможен и у других переменных звёзд (см. § 1.5) – карликовых цефеид и звёзд типа RR Лиры в виде эффекта Блажко [A23, A24].

У двойных пульсаров открыта также аномально быстрая прецессия оси вращения, ведущая к регулярному прекращению пульсаций, 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. Если ось Земли в ходе прецессии делает полный оборот за 26000 лет, то у двойного пульсара PSR J0737-3039 – за 75 лет.

Также ритц-эффект наращивает скорость видимого движения пульсаров, например, у пульсара Кальвера. Типичные тангенциальные скорости звёзд  $\sim 10$  км/с, а видимое движение пульсаров соответствует скоростям  $\sim 1000$  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. Однако существование двойных пульсаров и планет вокруг пульсаров с почти круговыми орбитами противоречит этой гипотезе, поскольку удар сопровождался бы разрушением двойных и планетных систем или искажением их орбит. Напротив, ритц-эффект естественно объясняет ускорение видимых движений в тысячи раз ( $g \sim 10^3$ ), обеспечивая измеренные скорости  $\sim 10^3$  км/с. Аномально быстрые движения звёзд открыты и в созвездии Стрельца, в центре Галактики, где 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. Но в случае справедливости ритц-эффекта этот объект может оказаться обычной звездой, движущейся с окружающими звёздами-спутниками вокруг центра Галактики с ускорением порядка  $a_r = -c^2/r$ . Соответственно, все движения звёзд кажутся ускоренными ритц-эффектом в тысячи раз. Эффект объясняет и радиоизлучение объекта Стрелец-А, если оптическое излучение звёзд переводится ритц-эффектом в радиоизлучение, за счёт ускорения свободного падения  $a_r$  на их поверхности. В той же области Sgr A\* открыт ряд пульсаров, избыток измеренной скорости которых тоже можно объяснить эффектом Ритца. Отсутствие сверхмассивных тел в центре нашей и других галактик подтверждается спектром излучения этих участков, который соответствует крайне разреженному газу, судя по наличию в спектре запрещённых линий [294, с. 374]. Присутствие сверхмассивных чёрных дыр вызывало бы аккрецию межзвёздного газа, заметно повысив его концентрацию.

Таким образом, наблюдаемые свойства пульсаров, барстеров и сверхновых вполне согласуются с предсказаниями баллистической теории. Современные астрономические и радиоастрономические методы исследования пульсаров позволяют с высокой точностью проверить основные критерии выбора между баллистической теорией и теорией относительности.

## **§ 2.2. Механизмы генерации гиролиний рентгеновских пульсаров, радиоизлучения квазаров, радиопульсаров 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 [183, с. 593]. Эти линии объясняют циклотронным излучением от энергичных электронов, при вращении в магнитном поле звезды. Проще интерпретировать линии по эффекту Ритца, сдвигающему оптические эмиссионные линии атомов в рентгеновский диапазон. Если предположить, что первая линия Бальмера  $H_\alpha$  с частотой  $f = 4,6 \cdot 10^{14}$  Гц переводится ритц-эффектом в гиролинию  $hf' = 56$  кэВ Геркулеса X-1 ( $f' = 1,35 \cdot 10^{19}$  Гц), тогда коэффициент компрессии составит  $g = 3 \cdot 10^4$  – величину типичную для пульсаров (§ 2.1). Гармоники гирочастоты – это либо результат преобразования других линий спектра, либо следствие искажения профиля волны у линии  $f'$  при распространении – как для гармоник орбитального периода у экзопланет (§ 1.4).

Также возможно высвечивание характеристического рентгеновского спектра атомов межзвёздного газа, поскольку ритц-эффект, наращивая частоты  $f$  оптического излучения звёзд, плавно сдвигает её в рентгеновский диапазон. В момент, когда частота  $f'$  достигает характерных резонансных частот атомов, излучение сильно поглощается и эффективно переизлучается. В результате свет звезды, переведённый в характеристический рентгеновский спектр, далее не преобразуется. Аналогичное явление позволяет объяснить яркие эмиссионные туманности, окружающие цефеиды и сверхновые звёзды, 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, A48]. Поскольку эффективность поглощения и рассеяния света нарастает возле резонансных частот  $f_{0i}$  линейчатого спектра атомов и молекул, то свет звёзд, по мере движения плавно меняя частоту от ритц-эффекта, эффективно поглощается и переизлучается по достижении частотой света  $f'$  этих частот  $f_{0i}$ . Согласно (1.9), 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. Тогда значительная доля излучения звезды высвечивается в виде ярких эмиссионных линий на частотах  $f_{0i}$ . Отсюда следует существование эмиссионных туманностей вокруг цефеид и сверхновых, для которых эффект Ритца особенно велик [A48].

Сходное явление открыто у инфракрасных звёзд, у которых эффект Ритца, напротив, снижает частоту излучения, переводя свет в ИК- и радиоизлучение. Для них заметная часть оптического излучения звезды высвечивается в форме радиоизлучения резонансных частот молекул межзвёздного газа (СО, Н<sub>2</sub>О и др.), сквозь который проходит свет звезды. Поэтому объекты назвали космическими мазерами, хотя механизм переработки их света в излучение радиолиний – во многом неясен [43, 182]. Напротив, эффект Ритца легко преобразует всё излучение звезды в характерные частоты ИК- и радиодиапазона. Не случайно мазерный эффект [183, с. 377] сопровождается сильным радиоизлучением и типичен для мирид и красных сверхгигантов, у которых преобразование частоты ритц-эффектом особенно велико (§ 1.5).

Эффект переизлучения света изменённой частоты  $f'$  межзвёздным газом проявляется и в масштабе галактик, позволяя объяснить свечение гало галактик, наблюдаемое в рентгеновском и гамма-диапазонах. Действительно, наиболее эффективно переизлучение света происходит тогда, 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. Соответственно 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, то 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, соответствовало бы  $T_c \sim 10^6\text{--}10^7 \text{ К}$ , и тяготение галактик, согласно расчётам, не удержало бы газ в скоплении. А эффект Ритца объясняет рентгеновское излучение как оптическое излучение звёзд, переработанное эффектом Ритца в рентгеновский диапазон и переизлучённое газом [А40].

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, полагали, свидетельствует убывающая спектральная плотность мощности  $S(f)$ , а для чернотельного излучения в радиодиапазоне, согласно формуле Джинса,  $S \propto f^{-\alpha} = f^2$  – нарастает. Но в радиодиапазон может попасть и убывающая ветвь спектра за счёт смещения по эффекту Ритца. Тогда нарастающая ветвь попадёт в низкочастотную область. Она действительно обнаружена в области «завала» спектра ниже частот  $f \sim 100 \text{ МГц}$  [183, с. 523]. Действительно, спектр излучения пульсаров с его максимумом и спектральным индексом  $\alpha = -2$  в области завала подобен планковскому чернотельному излучению звёзд. Полагали, что спектр пульсаров нельзя объяснить как тепловой, поскольку спектральный максимум  $f'_{\text{max}}$  в радиодиапазоне по закону смещения Вина ( $f'_{\text{max}} = aT$ ) соответствует низкой температуре  $T'$  источника, при которой светимость по закону Стефана-Больцмана  $P = 4\pi R^2 \sigma T'^4 = 4\pi R^2 \sigma f'_{\text{max}}{}^4/a^4$  много ниже измеренной. Если же идёт иллюзорное смещение  $f_{\text{max}}$  в радиодиапазон эффектом Ритца ( $f'_{\text{max}} = gf_{\text{max}}$ ), а температура  $T$  источника высока, то измеренная светимость  $P = 4\pi R^2 \sigma f_{\text{max}}{}^4/a^4$  останется высокой (даже при спаде яркости:  $P' = Pg$ ). Кроме того, радиоизлучение пульсаров, в принципе, может быть той же природы, что и радиоизлучение обычных звёзд, то есть иметь тепловой, циклотронный или синхротронный механизм. Если обычно мощность этого излучения невелика, то ритц-эффект способен на порядки усилить это радиоизлучение звёзд (см. § 2.1).

Ритц-эффект преобразует излучение галактик и на участках, расположенных за галактическим центром, где  $a_r < 0$ . Если в них эффект переизлучения мал (особенно в эллиптических галактиках, где мала концентрация газа), то их спектр смещается в высокочастотную область – в УФ-, рентгеновский и гамма-диапазоны. Это объясняет природу ультрафиолетовых галактик [136] и избыток синего цвета у квазаров: несмотря на сдвиг спектра с видимой стороны в красную область (в ИК- и радиодиапазон [211]), свет с обратной стороны смещён в синюю область. Мощные источники рентгеновского излучения в ядрах галактик могут быть звёздами со спектром, смещённым ритц-эффектом, «переводящим» галактики в квазары, лацертиды, взрывающиеся и сейфертовские галактики [188]. 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. Быстрые вариации концентрации ионов, происходящие в сравнительно не-

больших объёмах под влиянием УФ-лучей, сильно меняют степень переизлучения, вызывая быстрые вариации радиояркости и частоты света галактик по эффекту Ритца. 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 эллиптические галактики, в которых нет переизлучения в межзвёздных облаках, обычно оказываются источниками рентгеновского и радиоизлучения, – радиогалактиками. У сейфертовских галактик красное смещение систематически ниже, чем следует по закону Хаббла для обычных галактик, а у квазаров – систематически выше [222, с. 184]. Это следствие того, что сейфертовские галактики – это гигантские галактики с ядрами большого радиуса  $R$  [211]. Поэтому параметр Хаббла  $H = V^2/Rc$  и красное смещение для них ниже. У квазаров, напротив,  $R$  меньше, а  $H = V^2/Rc$  – выше, чем у обычных галактик.

Радиогалактики и квазары обнаруживают лишь с дистанций  $r > 1000$  Мпк, причём интенсивность радиоизлучения и концентрация радиогалактик и квазаров быстро нарастают при удалении [182, 223]. Это интерпретировали как следствие избытка числа радиогалактик во Вселенной прежних эпох, т.к. более далёкие объекты, от которых свет идёт дольше, мы наблюдаем в более ранние эпохи, что интерпретируют как эволюцию Вселенной. В рамках баллистической теории Вселенная может быть бесконечной, вечной и статичной (§ 1.2), в среднем не меняясь со временем. Это подтверждается отсутствием изменений структуры и концентрации галактик на больших дистанциях, в прежние эпохи, отвечающие высоким  $z \sim 6$ , когда галактики по теории Большого взрыва ещё только формировались [224].

Для ритц-конверсии света звёзд в инфракрасный и радиодиапазон не достаточно орбитальных и галактических ускорений звёзд. Определяющим становится ускорение на поверхности звёзд, которое на порядки выше и наращивает  $\lambda$  не в разы (как при красном смещении), а в  $10^3$ – $10^6$  раз. Тогда доля радиоизлучения растёт с увеличением пройденной светом дистанции  $r$ , и число эллиптических галактик, воспринимаемых как радиогалактики, будет нарастать с удалением  $r$ , в согласии с наблюдениями [223]. Трансформация оптического излучения в радиодиапазон объясняет близкую мощность излучения галактик, квазаров и радиогалактик:  $P_0 \sim 10^{37}$  Вт [225]. Аналогично для квазаров: с расстоянием их численность, концентрация растёт, но при  $z \sim 3$  резко падает [222]. Это может быть следствием смещения излучения в длинноволновую область радиодиапазона: объекты перестают восприниматься как квазары, а их излучение поглощается межгалактическим газом при достижении резонансных частот. С переизлучением может быть связано и группирование красных смещений квазаров возле ряда значений (например,  $z \approx 2$  [15]). Частота света снижается ритц-эффектом, пока не достигнет следующей резонансной частоты, а затем эффективно переизлучается и далее не меняется. Поскольку частоты спектральных серий водорода жёстко связаны, то смещения основных линий, например  $H_\alpha$ , группируются возле определённых  $z$ . С переизлучением межзвёздным газом связан и вид спектров квазаров и радиогалактик: он представляет собой наложение спектров звёзд разных спектральных классов с разной степенью смещения, которые за счёт неравного переизлучения света разных частот, могут формировать спектр любого профиля. Как правило, он представляет собой степенной спектр  $S \propto f^{-\alpha}$  [183].

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

### **§ 2.3. Искажение видимой структуры изображений звёзд, планет и галактик**

Орбитальное и осевое вращение звёзд, помимо искажения их спектра и блеска, должно приводить также к искажению видимой формы звёзд – растяжению или сжатию их изображений вдоль траектории движения. 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 неодинаковое время. Соответственно земной наблюдатель может одновременно регистрировать свет удаляющегося и приближающегося края звезды из разных положений на орбите, а от участков с промежуточными лучевыми скоростями – из промежуточных положений. Соответственно изображение звезды покажется растянутым вдоль траектории её движения. Чтобы доказать это, рассмотрим звезду на расстоянии  $r$ , с радиусом  $R$  и угловой скоростью  $\omega$  (Рис. 2.9). Один край звезды удаляется от нас с окружной скоростью

$v = \omega R$ , а другой – с той же скоростью приближается. По баллистическому принципу скорость света  $c$  механически складывается со скоростью испустивших его точек, участков звезды. Поэтому свет от приближающегося края  $M$  придет к нам за время  $r/(c + \omega R)$ , а от удаляющегося  $N$  – за время  $r/(c - \omega R)$  и воспримется примерно на время  $T = 2r\omega R/c^2$  позднее.

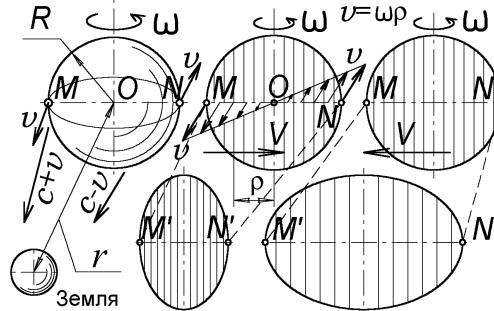
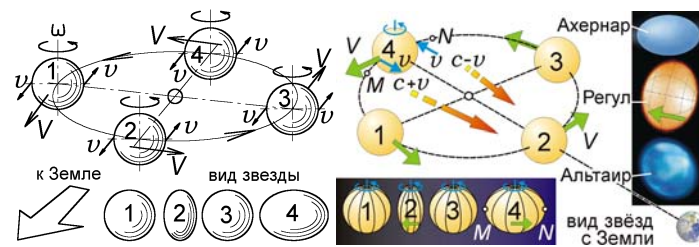


Рис. 2.9. Запаздывание света от правого края звезды по сравнению с левым приводит к искажению её видимой формы.

За это время звезда, летящая поперёк луча зрения со скоростью  $V$ , сместится на расстояние  $S = VT = 2rV\omega R/c^2$ . Поэтому свет от двух краёв звезды, видимых одновременно, фактически испущен в разные моменты времени, из разных положений звезды, разнесённых на расстояние  $S$ . Другие точки звезды, отстоящие от оси вращения на величину прицельного параметра  $\rho$ , обладают промежуточными лучевыми скоростями  $\omega\rho$ , заполняя весь отрезок  $S$ . То есть, согласно баллистической теории, звёзды покажутся имеющими вид не точек, а штрихов. Изображение звезды будет «смазанным», «размытым» вдоль траектории полёта. Но при имеющихся линейных и окружных скоростях звёзд, их размытие  $S$  столь мало, что даже сквозь сильнейшие телескопы звезда будет видна как точка. Разрешение лучших астрономических труб составляет порядка  $1'' - 0,1''$ . А угол, под которым виден отрезок  $S$ , равен  $\alpha \approx S/r = 2V\omega R/c^2$  радиан, что даже для самых быстрых звёзд с  $V \sim 200$  км/с и  $\omega R \sim 200$  км/с даёт угол размыва в  $0,2''$ . Поэтому для большинства звёзд "вытянутость" незаметна.

Тем не менее, в настоящее время стали широко развиваться интерферометрические методы телескопии, дающие столь высокие угловые разрешения (до  $0,0001''$ ), что становятся различимыми диски звёзд. Действительно, такие наблюдения выявили эффект вытягивания у звёзд с быстрым вращением. Примером может служить звезда  $\alpha$  Эридана (Ахернар), у которой окружная скорость на экваторе  $\omega R \sim 240$  км/с. Видимый диск  $\alpha$  Эридана имеет форму не круга, а вытянутого эллипса с отношением осей 2:3 (Рис. 2.10). Как признают астрофизики, быстрое вращение не может придать этой звезде столь высокое экваториальное сжатие [271]. Кроме того, звезда такой формы неустойчива и была бы разорвана центробежными силами.

Эллиптичность  $\alpha$  Эридана может быть мнимой, от искажения видимой формы звезды (Рис. 2.10). Если условно разбить диск звезды на полосы шириной  $d\rho$ , то эффект размыва создаст видимый сдвиг  $S/2 \sim rV\omega\rho/c^2$  каждой полосы, пропорциональный её лучевой скорости  $\omega\rho$  и прицельному параметру  $\rho$  – расстоянию полосы до центра  $O$ . В зависимости от направления тангенциальной скорости  $\mathbf{V}$  звезды, её видимый размер  $M'N'$  растянется или сожмётся по сравнению с  $MN$  на длину  $S$ , придав диску звезды форму эллипса (Рис. 2.9). Это объясняет наблюдаемую форму и других быстро вращающихся звёзд – Регула ( $\alpha$  Льва) и Альтаира ( $\alpha$  Орла), экваториальный радиус которых на 20–30% превышает полярный (Рис. 2.10), что близко к пределу разрыва звёзд. У Регула видимые яркости полюсов и экватора мало отличаются, хотя по теореме фон Цайпеля полюса, расположенные ближе к ядру звезды, обладали бы избытком яркости. Это доказывает, что истинная форма звезды близка к шару, а распределение температуры и яркости по её поверхности близко к однородному и вытянутая форма таких звёзд – иллюзорна. Не нашло объяснений и сжатие видимого диска Регула вдоль вектора скорости  $\mathbf{V}$  звезды, словно ось её вращения сонаправлена с  $\mathbf{V}$ . Напротив, теория Ритца предсказывает растяжение-сжатие звёзд вдоль вектора  $\mathbf{V}$ , даже если ось вращения перпендикулярна орбитальной скорости  $\mathbf{V}$  (Рис. 2.10), что типично для двойных систем.



**Рис. 2.10.** Изменение видимой формы звезды в зависимости от положения на орбите и направления движения.

Искажения видимой формы обнаружены также у цефеид. В частности, у Полярной звезды, как у ближайшей к нам цефеиды, предполагали обнаружить радиальные пульсации, но фактически, в зависимости от фазы колебаний, диск звезды менял не размер, а форму, попеременно становясь вытянутым или сжатым, словно разные участки звезды пульсировали неодинаково. Тот же эффект обнаружен у долгопериодической переменной звезды Миры Кита. В рамках баллистической теории эффект получил естественное объяснение, поскольку орбитальное движение звезды должно синхронно менять видимый блеск и форму звезды.

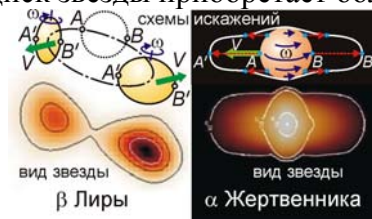
Поскольку лучи света от движущегося к Земле края звезды  $M$  опережают лучи света от удаляющегося края  $N$ , то при орбитальном движении звезды в направлении  $MN$  её диск «сжмётся» вдоль  $MN$  (положение 2 на Рис. 2.10). В противоположной точке орбиты звезда, смещаясь в направлении  $NM$ , напротив, «растянется» (положение 4 на Рис. 2.10). Колебания видимой формы звёзд, в такт их движению по орбите, реально зафиксированы ИК- и оптическими интерферометрами, скажем у  $\beta$  Лиры (Рис. 2.11),  $\theta_2$  Ориона (Рис. 2.16) и  $\delta$  Скорпиона [396]. Кроме искажений видимой формы у  $\alpha$  Цефея и  $\beta$  Лиры (Рис. 2.11), открыто, что в такт с орбитальным движением меняется поляризация, в согласии с баллистической теорией [A41]. Если плоскость орбиты и ось звезды наклонена к лучу зрения  $\mathbf{r}$ , а угловая скорость  $\omega$  её слоёв меняется по широте (*дифференциальное вращение*), то колебания формы звезды приобретут более сложный характер. Если у звёзд, вращающихся как жёсткое тело, видимый диск растягивается пропорционально и наблюдается как эллипс, то у звёзд с дифференциальным вращением экваториальные сегменты вращаются с избытком угловой скорости  $\omega$  по сравнению с полюсами, вызывая избыточное растяжение экватора. Такая не эллиптическая форма выявлена у  $\alpha$  Жертвенника (Рис. 2.11). Если зависимость угловой скорости  $\omega$  от широты  $\varphi$  имеет форму

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

(характерную для Солнца, где  $\omega_0 = 0,25$  рад/сут,  $\omega_1 = 0,05$  рад/сут), то видимая форма диска звезды, если ось  $y$  направлена по оси вращения, а  $x$  – по экватору, задана уравнением

$$x(y) = (R^2 - y^2)^{1/2} + rV\omega(\varphi)(R^2 - y^2)^{1/2}/c^2 = (R^2 - y^2)^{1/2}(1 + [\omega_0 - \omega_1 y^2/R^2]rV/c^2). \quad (2.6)$$

При  $\omega_1 = 0$ , то есть в отсутствие дифференциального вращения, эта зависимость имеет вид эллипса. А при  $\omega_1 \neq 0$  видимый диск звезды приобретает более сложную форму (Рис. 2.11).



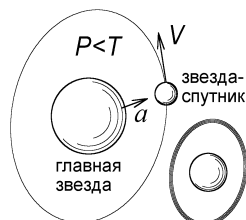
**Рис. 2.11.** Искажение видимой формы звёзд при однородном и дифференциальном вращении.

Подобные сложные колебания размеров и форм, необъяснимые в рамках теории пульсаций, зарегистрированы посредством интерферометров также у Бетельгейзе ( $\alpha$  Ориона). В такт с колебаниями блеска с периодом 6,4 года эта звезда меняет свои размеры и форму, но иначе, чем следует из теории пульсаций. Для интерпретации неправильных колебаний видимой формы звезды астрофизики выдвинули гипотезу, согласно которой звезда имеет неправильную форму, и по мере вращения поворачивается к Земле участками, имеющими разные контуры и яркости. С точки зрения теории Ритца эти колебания яркости и формы могут быть мнимыми, вызванными движением звезды, обладающей сферической формой и однородной яркостью. Измерения средних диаметров таких звёзд посредством интерферометров показывают их колебания в такт с колебаниями блеска, хотя истинные размеры и абсолютные све-

тимости звёзд неизменны (Рис. 2.10). Так же и зарегистрированное интерферометрами в период с 1993 по 2009 г. сжатие видимого диска Бетельгейзе на 15% с преобразованием формы из круглой в эллиптическую, при неизменной яркости и скорости вращения звезды, вполне объяснимо с позиций теории Ритца, по которой эти вариации – просто оптическая иллюзия.

Эффект вытягивания изображений звёзд вдоль траекторий их полёта, от разницы скоростей испущенных ими лучей света, впервые предсказал О. Коши [245, с. 141]. На баллистический эффект изменения видимой формы крутящейся звезды при её движении впервые обратил внимание автора К.А. Хайдаров в 2006 г. (ранее эффект вытягивания изображений звёзд вдоль орбиты автор отметил в работе [A21]). Хайдаров показал, что при справедливости теории Ритца звезда Вега ( $\alpha$  Лиры), обладающая огромной скоростью вращения, казалась бы заметно вытянутой, а фактически интерферометрические методы анализа формы звёзд показали, что диск Веги имеет форму круга. В ответ на это автор возразил, что ось вращения Веги, как известно, направлена вдоль луча зрения  $\mathbf{r}$ , и окружные скорости разных участков её поверхности не имеют лучевой составляющей и оттого не могут приводить к растяжению изображения звезды. Таким образом, наблюдения Веги не противоречат теории Ритца.

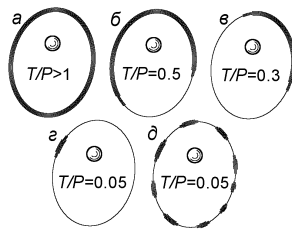
При интерферометрии цефеид открыта и другая аномалия: некоторые из них, например Полярную, окружала прозрачная кольцевая оболочка-кокон, в 2-3 раза превосходящая размерами звезду и раз в 20 уступая ей в яркости [272, 293]. Природа и стабильность этих «коконов» не нашла объяснений. С точки зрения теории Ритца такой кольцевой след мог оставить спутник, который, облетая вокруг главной звезды, и вызывает своим тяготением вариации её блеска по эффекту Ритца. При достаточной скорости вращения, изображение спутника может растянуться вдоль всей его орбиты и предстанет перед нами в виде сплошного светящегося кольца или эллипса, окружающего главную звезду (Рис. 2.12). У Полярной полное размытие спутника возникнет в случае, если разность времён хода  $T = 2r\omega R/c^2$  превысит орбитальный период  $P$  Полярной, составляющий 4 дня и равный периоду колебаний блеска. Расстояние  $r/c$  до Полярной в световых годах составляет 430 лет, что в 40000 раз больше её орбитального периода  $P$ . То есть, для создания эффекта полного кольцевого «размытия», спутник должен обладать на экваторе окружной скоростью  $\omega R > c/(2r/cP) = c/(2 \cdot 40000) \approx 4$  км/с. То есть размытие – вполне вероятно. Например, Солнце имеет на экваторе скорость вращения 2,3 км/с.



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

Подобные кольца наблюдались не только у цефеид, но также у обычных звёзд и галактик, причём подобный эффект был предсказан ещё в 1970 г. Б. Уоллесом [284], задолго до того, как такие искажения удалось наблюдать через телескопы-интерферометры. Как правило, астрономы приписывают такие кольца действию гравитационных линз. Эти кольца редко замкнуты и чаще имеют форму узкого серпа. Если структуры созданы «размазанным» вдоль орбиты изображением звезды, то их вид определяется степенью размытия  $T/P$ , – соотношением разности времён хода  $T$  и орбитального периода  $P$ . Изображения звёзд с большим орбитальным периодом (порядка нескольких лет) обычно не могут растянуться вдоль всей орбиты, и такие звёзды наблюдаются в форме серпов, эллиптических дуг или отдельных штрихов (Рис. 2.13).

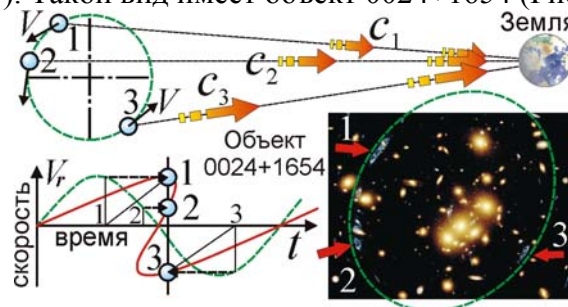




**Рис. 2.13.** Формы размытия звезды: а) кольцо, б) серп, в) дуга, г) штрих, д) пиксир (коэффициент мультипликации  $g = 8$ ).

Образованные спутником дуги смещаются в ходе его движения по орбите, и могут как окружать центральную звезду, так и пересекать её видимый диск, если орбита спутника проектируется на него. Тогда покажется, что от звезды отходит протяжённый светящийся выброс, удаляющийся от звезды или образующий петли, наподобие протуберанцев. Подобные протяжённые «выбросы», «джеты», «истечения газа» открыты в ходе интерферометрических наблюдений у ряда переменных звёзд, включая Полярную звезду, Бетельгейзе, *o* Кита и другие. Столь мощные «выбросы» не могут быть реальными истечениями вещества, однако могут быть иллюзорными, размытыми изображениями летящего по орбите спутника или группы спутников цефеиды, а порой, возможно, и размытым в линию изображением главной звезды или её ярких участков, протуберанцев, обладающих избытком скорости. Такие «размытые» вдоль траекторий кратные звёзды формируют изображения светящихся клубков с размерами много большими, чем у звёзд. Сами звёзды будут казаться яркими пятнами на поверхности «звёзд-гигантов»: яркий пример – Бетельгейзе. Это приведёт к завышению угловых размеров звёзд-гигантов, переменность которых как раз связана с орбитальным движением (§ 1.5). Размытыми изображениями звёзд могут оказаться также светящиеся волокна, образующие сложно переплетённые клубки волокнистых туманностей, которые принимают за планетарные туманности и остатки вспышек сверхновых (*плерионы*) [А41]. Если в рамках существующих теорий трудно объяснить механизм свечения и стабильности «газовых волокон», то по теории Ритца это – всего лишь изображения звёзд, «размытые» вдоль траекторий их полёта.

В форме таких дуг, штрихов видны и объекты, имеющие вместо одного – ряд изображений. Умножение изображений тоже пытались связать с гипотетическими гравитационными линзами. Но звезду можно видеть в нескольких точках её орбиты и в том случае, если испущенный ей в разное время с разной скоростью свет приходит к Земле синхронно. В этом случае число изображений определяется коэффициентом мультипликации коэффициенту сжатия  $g$  в точке звезды с наивысшим лучевым ускорением. Тот же эффект с учётом вращения звезды приведёт к размытию каждого точечного изображения в дугу, штрих, вытянутый вдоль орбиты (Рис. 2.13.д). Такой вид имеет объект 0024+1654 (Рис. 2.14).

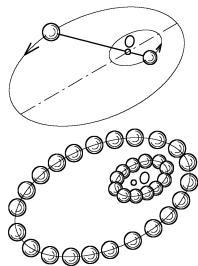


**Рис. 2.14.** Механизм умножения числа изображений квазизвёздного объекта 0024+1654 за счёт искажения и неоднозначности кривой лучевых скоростей ввиду неравенства скоростей света  $c_1, c_2, c_3$ , излучаемого звездой в положениях 1, 2, 3.

Аналогично в рамках баллистической теории можно объяснить открытое в туманности Андромеды (M31) кольцо из сотен одинаковых красных звёзд, а внутри него – меньшее кольцо из синих звёзд. В рамках современных астрофизических моделей природу и стабильность этого скопления звёзд не удалось объяснить, даже при гипотезе о сверхмассивной чёрной дыре в центре колец. В рамках баллистической теории кольца могут образовать две звезды (или два шаровых звёздных скопления) – синяя и красная, вращающиеся возле центра масс  $O$  по эллиптическим орбитам (Рис. 2.15). В итоге изображения звёзд размножены на ты-

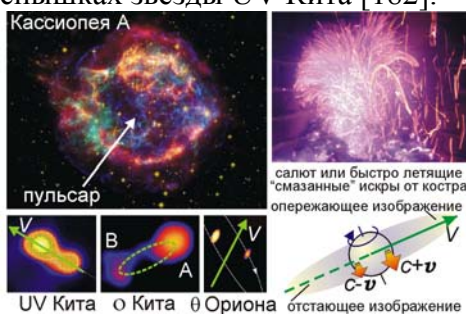


сячи отдельных, видимых одновременно вдоль орбиты. Поэтому оба кольца лежат в одной плоскости – в общей плоскости их орбиты.



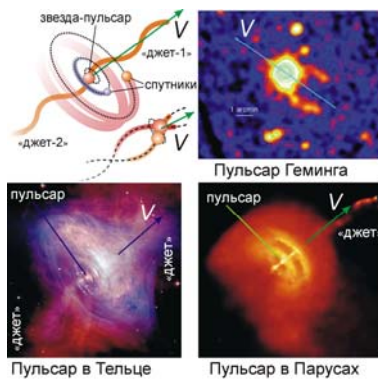
**Рис. 2.15.** Вращение двойной звезды или двух шаровых скоплений в центре туманности Андромеды (вверху) образует два кольца из дополнительных изображений звёзд, выстроенных вдоль орбиты.

Ускоренное видимое движение звёзд в системах пульсаров позволяет объяснить и окружающие их туманности, где хорошо различимы волокна и джеты – струи светящегося газа, якобы выстреленного пульсарами. С точки зрения баллистической теории «волокна» могут быть размытыми изображениями звёзд, за счёт вращения посылающих свет с разной скоростью из разных точек своей поверхности и орбиты [A23, A24]. Свет, испущенный в разное время, достигает наблюдателя одновременно, и звёзды выглядят размытыми вдоль траекторий полёта, формируя светящийся клубок траекторий (Рис. 2.16). Размытые изображения звёзд наблюдаются в оптическом, ИК- и рентгеновском диапазоне. Орбитальные рентгеновские телескопы позволили обнаружить джеты, вылетающие со скоростью порядка световой из объекта Скорпион X-1. С точки зрения баллистической теории эти джеты и их гигантская скорость могут оказаться иллюзией от «размытия» звёзд вдоль траектории полёта. «Трассирующие» изображения видны и у пары звёзд  $\theta$  Ориона. «Хвосты» и «выбросы» обнаружены и у Миры Кита [283], UV Кита, Бетельгейзе, у которых ритц-эффект проявился и в колебаниях блеска и в рентгеновских вспышках звезды UV Кита [182].



**Рис. 2.16.** Размытие звёзд вдоль траекторий полёта как механизм формирования видимых волокнистых туманностей, хвостов, джетов, светящихся дисков у звёзд.

Подобные вытянутые вдоль траектории полёта светящиеся структуры обычно интерпретируют как газопылевые хвосты, выбросы звёздного ветра и шлейфы межзвёздного газа, свечение которого возбуждает быстро движущаяся звезда. С точки зрения баллистической теории эти вытянутые структуры имеют более простое объяснение ввиду размытия изображений быстро движущихся звёзд [A23, A24]. В отличие от реальных пылевых дисков, наблюдаемых у звёзд типа Фомальгаута, хвосты и светящиеся диски отличает anomalous поведение: они возникают и исчезают, как у звезды ТУС 8241-2652. Так же и волокна, например, в Кассиопее А, возникают из пустоты, дwoятся и исчезают [182]. Это доказывает, что дуги, джеты и «хвосты» звёзд представляют собой оптические иллюзии, поскольку возникновение и исчезновение кратных звёздных изображений (так называемых «привидений») давно предсказывалось теорией Ритца [181]. В рамках современной теории пульсаров не удаётся также объяснить природу светящегося тора из гелия, опоясывающего пульсар в Крабовидной туманности и некоторые другие пульсары (Рис. 2.17). С точки зрения баллистической теории, этот тор может оказаться не реальным кольцом газа, а формироваться гелиевыми звёздами класса В, обращающимися возле пульсара и образующими размытые вдоль круговых орбит прозрачные следы со спектром гелия. Изображения звёзд, размытые и размноженные вдоль круговых орбит, в таком случае и должны формировать тор [A41].



**Рис. 2.17.** Схема образования джетов, хвостов, колец и туманностей у пульсаров и их примеры.

Чем выше скорость  $V$  звезды, тем заметней вытянуто её размытое изображение. Это позволяет понять, почему пульсары с быстрым видимым движением, скажем IGR J11014–6103, оставляют длинные светящиеся шлейфы (Рис. 2.17), «джеты», вытянутые вдоль траектории полёта пульсаров (у пульсара в Парусах, у Геминги, у PSR J0535+2200). Эти структуры в рамках пульсарных теорий удаётся объяснить лишь 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 [182]. Джеты, вытянутые вдоль вектора скорости  $V$  пульсаров, часто извиваются в виде синусоид, спиралей, например, у пульсара Парусов и Геминги. Это может быть связано с движением звезды по волнистой траектории (Рис. 2.17), ввиду её регулярного отклонения тяготением спутников [A41]. По той же причине «хвосты» пульсаров обычно отклоняются на несколько градусов в сторону от траектории полёта, и нередко удаётся наблюдать второй «хвост», выходящий под углом к первому и оставленный более лёгким спутником, например у объекта IGR J11014–6103. Яркие сгустки в джетах могут быть просто изображениями звезды, размноженными вдоль траектории её полёта. В пульсарных теориях для объяснения этих аномалий вводят всё более сложные новые гипотезы, предполагая, что пульсар выбрасывает газ сгустками, очередями. Но эти гипотезы не объясняют протяжённые рентгеновские хвосты таких пульсаров как PSR J0357, «хвост» которого по данным орбитальной обсерватории «Ферми» имеет протяжённость в 4 световых года и излучает столько же энергии, сколько сам пульсар и содержит яркие пятна, удалённые от пульсара. Напротив, баллистическая теория элементарно объясняет «хвосты» пульсаров, представляющие собой размытое изображение звезды, оставляющей яркий след вдоль траектории полёта в виде пятен, а также объясняет природу гигантской светимости «хвоста», сопоставимой со светимостью самой звезды.

Так же и туманности-плерионы, остающиеся на месте вспышек сверхновых, согласно баллистической теории, могут быть образованы изображениями звёзд, «размытыми» вдоль траекторий. Поэтому туманности обычно вытянуты вдоль вектора скорости  $V$  пульсара. Это хорошо видно на примере вытянутой Крабовидной туманности и доказывает, что интенсивно излучающие туманности со сложной симметричной структурой, возникшие на месте вспышек сверхновых II типа, – иллюзорны, так же как взрывы таких звёзд (§ 1.5). Напротив, туманности сверхновых типа Ia, имеющие простую форму сферы, беспорядочно заполненной клубами пыли и газа, реальны и представляют собой следы реального взрыва звёзд от сверхновых I типа [A44]. Не исключено, что сложная форма некоторых туманностей-плерионов тоже обусловлена «размытием» звёзд, летящих вокруг центральной звезды.

В планетарных туманностях эффект Ритца не столь силён, как в плерионах. Поэтому центральная звезда и туманность почти не испускают рентгеновских и радиолучей. Для современных теорий основную трудность представляло объяснение природы оптического свечения планетарных туманностей и всеволнового излучения туманностей-плерионов. Предполагалось, что его поддерживает центральная звезда, излучающая свет и потоки энергичных частиц, хотя это означает гигантскую мощность излучения звезды. А у ряда плерионов, скажем у Петли Лебеда центральная звезда вообще не обнаружена. В рамках баллистической теории такие свойства туманностей вполне естественны, если туманности 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 сравнительно мало [191]. Поскольку в рамках теории Ритца вспышки SN II – это иллюзии, а не реальные взрывы, оставляющие после себя туманности и пульсары [182], то плерионы должны быть образованы размытыми изображениями звёзд, группирующихся в скопление вокруг центральной яркой звёзды. Поскольку звёзды-спутники есть не у каждой вспыхивающей звёзды, то большинство вспышек SN II оставляют после себя одиночные пульсары без туманностей вокруг. Действительно, наблюдаемое число пульсаров лучше соотносится с ожидаемым числом остатков вспышек SN II.

Ускоренное сближение на скорости  $V'$  звёздных скоплений, формирующих туманности-плерионы, объясняет и их быстрое «расширение». Рост углового размера  $\alpha = \rho/r$  туманности вызван не ростом её радиуса  $\rho$ , а сокращением дистанции  $r$  (Рис. 2.18). Рост углового размера

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

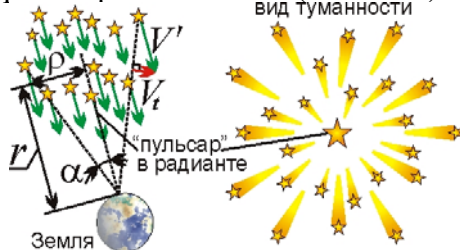
объясняют расширением туманности после взрыва со скоростью

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

Если ритц-эффект наращивает видимую скорость  $V'$  в миллионы раз, по сравнению с истинной скоростью  $V \sim 10$  км/с, то при  $\rho/r \sim 0,001$ , типичном для туманностей в Тельце и Кассиопее, найдём  $V_i \sim 10000$  км/с – гигантские скорости «расширения». С точки зрения баллистической теории, эти скорости могут оказаться мнимыми. Теория объясняет и рост скорости расширения туманностей, тогда как при образовании туманностей в ходе взрыва, межзвёздная среда лишь тормозила бы выброшенный взрывом газ. В рамках баллистической теории у Крабовидной и других туманностей наблюдается рост скорости  $V_i = V'\rho/r$  исключительно от сокращения дистанции  $r$ . При  $V' \sim 10^{10}$  м/с,  $V_i \sim 10^6$  м/с и  $r \sim 10^{20}$  м получим ускорение

$$a_i = dV_i/dt = V_i V'/r \sim 10^{-4} \text{ м/с}^2, \quad (2.9)$$

близкое к измеренному у Крабовидной туманности [192]. Параллельно слабеет радиоизлучение туманностей от снижения  $r$  и  $a_r$ . В Крабовидной туманности росту периода пульсара на 0,04% в год сопутствует спад радиояркости  $I_R' = I_R/(1 + ra_r/c^2)$  на доли процента в год [192].



**Рис. 2.18.** Ускоренное видимое движение звёздного скопления производит впечатление расширения из радианта, где виден яркий неподвижный пульсар.

От сближения и роста видимого размера звёздного скопления его звёзды кажутся разбегающимися из центра и оставляют в ходе размытия радиальные треки, аналогично параллельным следам метеоров, расходящимся из центра-радианта (Рис. 2.18). Эти светящиеся треки тоже принимают за волокна газа, выброшенного взрывом. Радиальное движение звёзд открыто и у другого скопления в созвездии Тельца – у Гиад, где звёзды, напротив, движутся к радианту – скопление «сжимается» ввиду удаления [86]. Радиальные волокна наблюдаются и в планетарных туманностях. И только центральная звезда ( $\rho = 0$ ), для которой  $V_i = V'\rho/r = 0$ , не смещается и выглядит яркой точкой, которую и принимают за пульсар (так же и метеор в радианте имеет вид яркой вспышки, а не трека). В рамках этой гипотезы удаётся объяснить, почему у звезды в центре туманности Кассиопея А спектр свидетельствует о наличии углеродной атмосферы, которая невозможна для пульсара, но типична для многих звёзд.

В туманностях обнаружено и расширение аморфной структуры. Это связано либо со световым эхо – засветкой вспышкой всё новых участков межзвёздных облаков, либо со звёздным ветром – потоками плазмы от звезды, образующими её корону. Вокруг сверхновых звёзд и пульсаров яркость расширяющейся короны увеличена ритц-эффектом в миллионы раз, отчего корона, светящийся межзвёздный газ и размытые изображения звёзд выглядят как туманность. Эффект Ритца, повышая мощность и частоту циклотронного радиоизлучения электронов в магнитном поле звёзд, делает и его видимым. Всё это объясняет поляризацию и высокую светимость Крабовидной туманности. При этом потоки звёздного ветра должны наблюдаться как джеты. В отличие от тонких ярких «джетов», образованных «размытием» звёзд, эти широкие диффузные джеты, заметные в Крабовидной туманности, реальны и име-

ют переменную толщину, ввиду расширения газа при удалении от пульсара. Джеты тоже размыты вдоль линии полёта пульсара ввиду разницы скоростей света от разных участков.

Собственное движение пульсаров, помимо растяжения их изображений, ведёт также к мнимому растяжению орбит электронов вдоль линии полёта звезды, то есть линейно поляризует их излучение вдоль траекторий полёта [A41]. Поэтому волокна туманностей и джеты пульсаров поляризованы вдоль осей волокон и вдоль линии полёта пульсара, скажем, у пульсара в созвездии Парусов. При движении пульсара по орбите направление поляризации его излучения меняется вслед за направлением мгновенной скорости пульсара, в такт с колебаниями его яркости [A41]. За счёт осевого вращения звезды излучение электронов поляризуется ещё и по кругу в направлении вращения звезды. Кроме того, движение звезды, вызывая по теории Ритца неодинаковую степень мнимого растяжения орбит электронов, вращающихся по и против часовой стрелки, приводит к появлению преимущественной правой или левой циркулярной поляризации, например у белых карликов [183] и спектрально-переменных звёзд (§ 1.5). Действительно, для элементарного излучателя – заряда, движущегося по эллипсу с полуосями  $a$  и  $b$ , мощность эллиптически поляризованного излучения  $P$  при мнимом растяжении  $a$  или  $b$  не меняется, однако меняется доля поляризованного света: процесс аналогичный изменению степени и типа поляризации при прохождении света через фазовую пластинку. Подобное явление открыто также у полярных, типа AM Геркулеса и DQ Геркулеса, синхронно с колебаниями блеска меняющих направление поляризации в ходе орбитального вращения звезды, которую считают белым карликом [195]. С точки зрения баллистической теории, это – обычная звезда, меняющая яркость, спектр и поляризацию по эффекту Ритца. Аморфное излучение туманностей тоже поляризовано за счёт размытия и отражения, рассеяния света звезды облаками газа.



Рис. 2.19. Искажение видимой формы галактик за счёт их вращения и движения.

У галактик разница скоростей света, испущенного разными участками, тоже искажает их видимую форму [A40], на что также обратил внимание американский физик С. Девасиа [82]. Видимо, так и формируются аномальные галактики с деформированными краями типа NGC 660 [228], с полярными кольцами типа NGC 4650A, галактики с «выбросами», в виде сигары, как упомянутая M 82, или прямоугольные галактики типа LEDA 074886 (Рис. 2.19). Это размытие вдоль линии полёта со скоростью  $V$  ведёт к тому, что эллиптические галактики, сжатые вдоль оси вращения, кажутся вытянутыми вдоль этой оси, и наблюдается несоответствие скорости вращения и видимого сжатия галактики [182]. К пропорциональному сжатию-растяжению приводит только вращение всех участков с одной и той же угловой скоростью  $\omega$  относительно центра. Поэтому для галактик, в которых угловая скорость звёзд зависит от расстояния до центра галактики, а орбиты звёзд не концентрические и не компланарные, деформация приводит к отклонению наблюдаемой формы от эллиптической, как в рассмотренном случае звёзд с дифференциальным вращением (Рис. 2.11). Тогда, в зависимости от направления движения, изображение галактики, растягиваясь или сжимаясь, приобретает прямоугольную форму (боху), как у галактики LEDA 074886 (Рис. 2.19), или дисковидную (disky). Искажения такого типа реально обнаружены у ряда эллиптических галактик [386, с. 227]. В случае спиральных галактик сжатие ядра галактики вдоль длинной оси создаёт иллюзию того, что диск, у ряда галактик имеющий вид кольца [183, с. 652], ориентирован вдоль короткой оси ядра (принимаемой ввиду сжатия за полярную), создавая иллюзию полярного кольца у галактики. Подобный эффект наблюдался также у звёзд, однако у галактик его наблюдать проще, за счёт высоких окружных скоростей – порядка 100 км/с, и отсутствия переизлучения межзвёздным газом.



Подобный эффект можно наблюдать и в Солнечной системе, но поскольку искажения растут пропорционально дистанции  $r$ , заметить их сложнее. Так, изображение Юпитера растянется за счёт скорости его вращения по орбите  $V = 13$  км/с и вокруг оси  $\omega R = 12,5$  км/с всего на  $S = 2rV\omega R/c^2 = 3$  км, теряемых на фоне истинного экваториального уширения  $\Delta R \sim 10000$  км. У колец Сатурна, наклонённых на угол  $\phi = 27^\circ$  к вектору орбитальной скорости  $V = 9,5$  км/с и крутящихся со скоростью  $\omega R = 17$  км/с, тоже удалось бы наблюдать небольшое растяжение  $S_1 = rV\omega R/c^2 = 2,5$  км, «повернувшее» кольца на угол  $\alpha = S_1 \sin \phi / R = 2''$  (Рис. 2.20). Поскольку кольца вращаются с разной угловой скоростью  $\omega$ , то и растянуты, повернуты они в разной степени  $S_1 \neq S_2$ . В итоге видимое возвышение внутреннего края кольца над внешним составит  $\sim 1$  км. Действительно, на фотографиях с АМС «Кассини» обнаружен поворот плоскости одних колец относительно других на небольшой угол, что, предположительно, обусловлено возмущениями со стороны спутников [229]. Поскольку искажения  $S$  растут пропорционально  $r$ , вблизи Сатурна они малы. Так что с АМС «Кассини» кольцо наблюдалось как практически плоское, – толщиной около 100 м. Однако оценки толщины кольца при наблюдении с Земли дают значение толщины порядка 1–10 км [273, с. 60], что противоречило теоретическим оценкам толщины колец, которая теоретически не должна превышать нескольких метров. Поэтому было признано, что видимая толщина кольца – иллюзорна [230, 273]. Действительно, согласно теории движения колец Сатурна, все их частицы должны быть расположены в один слой [229]. Поэтому утолщение кольца объясняется как раз искажениями от неравенства скоростей света.

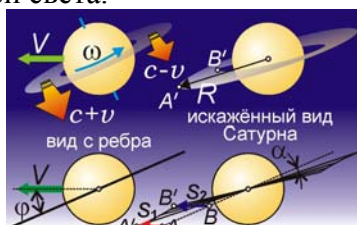


Рис. 2.20. Искажение видимой формы колец Сатурна за счёт движения и вращения.

На галактических масштабах  $r$  искажения заметней, скажем, у цефеид и звёзд типа Миры Кита (Рис. 2.16), у которых видны выбросы, хвосты – от «размытия» вдоль траектории.

В рамках теории Ритца легко интерпретировать и реликты [226] – вытянутые структуры, волокна, которые ввиду искажений не похожи на галактики, но могут быть обычными галактиками, которые от быстрого движения выглядят размытыми вдоль траектории движения. Чем дальше галактика, тем сильнее смазано её изображение, поскольку искажение пропорционально дистанции  $r$ . При этом свет таких структур будет сильно поляризован вдоль или поперёк структуры. Последний случай реализуется, например, в реликте CIZA 2242+53 (Рис. 2.21), поскольку изображения отдельных звёзд в галактике смазываются также в направлении галактического вращения, на которое наложено общее движение галактики. Тогда видимые траектории звёзд галактики имеют форму спиралей, витки которых и создают поляризацию, поперечную к реликту [A39, A41]. Похожие спирали, циклоиды наблюдаются и в нашей Галактике, например, в волокнистой туманности Гамак и т.п. [211].

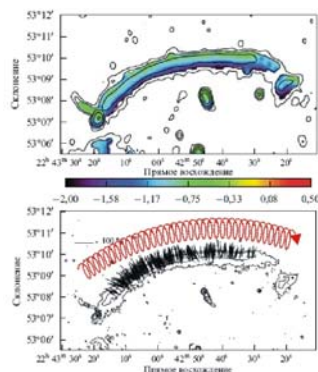
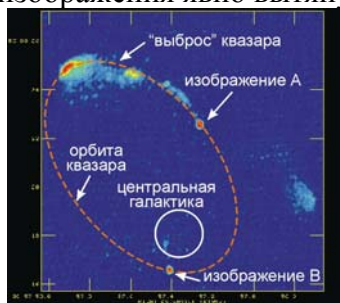


Рис. 2.21. Карта распределения радиояркости (вверху) и поляризации (внизу) объекта CIZA 2242+53 как результат «размытия» изображения галактики вдоль траектории движения.

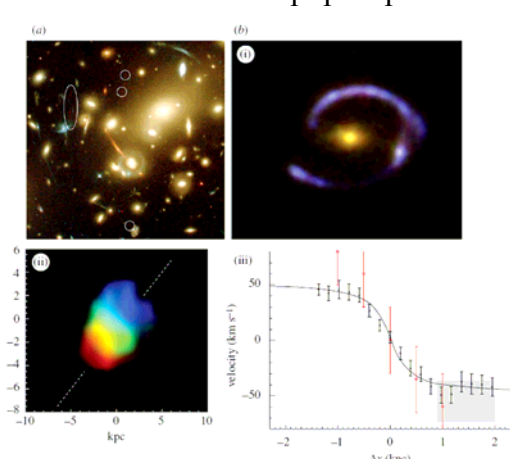
У галактик за счёт меньшей роли эффекта переизлучения умножение изображений наблюдать проще. П. Бергман предсказывал в рамках баллистической теории эти лишние изо-

бражения-миражи и считал отсутствие таких «духов», «привидений» аргументом против теории Ритца [181]. Когда же кратные изображения реально обнаружили в 1979 г. [164], назвав «духами», их сочли подтверждением теории относительности, интерпретируя как эффект гравитационных линз, несмотря на ряд противоречий. Так, у первого из открытых двойных квазаров QSO 0957+561 изображения явно вытянуты вдоль эллипса (Рис. 2.22).



**Рис. 2.22.** Умножение числа изображений у квазара QSO 0957+561, летящего по орбите вокруг центральной галактики.

Поскольку в теории гравитационных линз такая структура изображений не получила объяснений, лишние изображения интерпретируют как помехи, либо как выбросы галактик – их джеты, хотя они не отличаются от других изображений. Если галактика движется прямолинейно, то умножение изображений ведёт к появлению цепочек галактик, например VV 172 и NGC 1490 [188]. Подобные цепочки образуют иногда и звёзды, причём ряды изображений звёзд связаны штрихами, волокнами [211]. Их тоже можно интерпретировать как результат размножения звёздных изображений и размытия их корон вдоль траектории полёта. Характерны кратные изображения и для объектов Гербига-Аро, где число сгущений и их яркости  $I'$  быстро меняются, что наиболее естественно интерпретировать по эффекту Ритца (1.16).



**Рис. 2.23.** Снимки «гравитационных линз» (вверху) и структура распределения лучевых скоростей в зависимости от смещения  $\Delta x$  [318].

Связь искажения изображений галактик и звёзд с разницей скоростей света от разных их участков подтверждается спектральным анализом. Было открыто [318], что спектральные линии противоположных участков изображений обладают систематическим красным и синим смещениями (Рис. 2.23). Это можно интерпретировать как естественное следствие баллистической теории, которая предсказывает, что изображение от участков галактики, движущихся в направлении Земли (*синее смещение*), должно быть смещено вперёд в направлении движения (по отношению к основному изображению). А участки, с наивысшей скоростью удаляющиеся от Земли (*красное смещение*) должны отставать от основного изображения. Соответственно смещение  $\Delta x$  от центра должно быть пропорционально лучевой скорости  $V_r$ . Действительно, наблюдаемая зависимость  $\Delta x(V_r)$ , в интервале  $-30 < V_r < +30$  км/с (Рис. 2.23) близка к линейной [318]. Нелинейность может быть связана с наличием переизлучения в облаках окружающего галактики межзвёздного газа, вклад которого наиболее значим для участков галактик, в которых лучевые скорости сравнительно невелики, соответственно для этих участков график  $\Delta x(V_r)$  имеет большую крутизну, но становится более пологим при увеличении модуля лучевой скорости, что и наблюдается (Рис. 2.23).

Таким образом, наблюдаемые посредством интерферометров искажения форм звёзд и галактик служат косвенным свидетельством в пользу баллистической теории.

## § 2.4. Невязки планетной радиолокации и их баллистическая коррекция

Влияние скорости источника или отражающего свет тела на скорость излучённого или переизлучённого света привело бы также к сильным искажениям в космической радиолокации, так как в расчёте дистанции  $r = c't$  по времени движения  $t$  радиосигнала фигурирует скорость света  $c'$  и неучёт её переменности (1) приведёт к ошибкам в измерении дистанций  $r$ .

Действительно, уже в 1960-х гг. в первых сеансах радиолокации Венеры, осуществлённых 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 положениями – эфемеридами, рассчитанными из данных астрономии [32–34]. Как показал Б. Уоллес [19, 20], расхождения снизятся в разы, если учесть баллистическую зависимость (1) скорости света от скорости источника – 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 ищут расстояние  $r$  Земля-Венера (Рис. 2.24). Расчётное расстояние  $ct$  (или  $ct/2$ , с учётом времени движения отражённого луча), найденное из постоянной скорости света  $c$ , отличается от истинного расстояния  $(c + V)t$ .

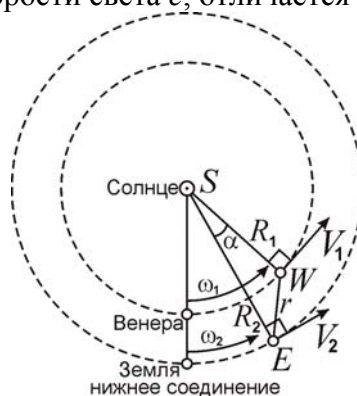


Рис. 2.24. Схема движения Земли и Венеры возле нижнего соединения, в приближении круговых орбит.

Влияние осевого вращения Земли, сообщаящей свою окружную скорость ( $\sim 500$  м/с) радиолучам, проявилось, например, в том, что радиолокационные станции СССР и США, расположенные в противоположных точках Земли при синхронных замерах расстояний до Венеры, получали разные значения. Как отмечено Б. Уоллесом [19, 20, 28], А.К. Шуруповым [35], С.А. Базилевским и В.И. Секериным [36], систематически больше получалось значение расстояний у станций, которые в ходе суточного вращения в момент измерения отдалялись от Венеры, соответственно снижая по баллистической теории скорость радиосигнала, ведя к избытку времени запаздывания  $t$  и расчётной дистанции  $r'$ . Напротив, у станций, приближавшихся к Венере, расстояния получались систематически меньше, что в рамках теории Ритца вызвано увеличением скорости  $c'$  радиосигнала и уменьшением времени задержки  $t$ .

Одной из целей радиолокации Венеры было уточнение астрономической единицы ( $a.e.$ ) – радиуса земной орбиты  $R_2$  (среднего расстояния Земли от Солнца, Рис. 2.24). По измеренной радаром дистанции  $r$  Земля-Венера, из углов в треугольнике  $SVE$  (Солнце-Венера-Земля) вычисляли расстояние  $R_2$  Земля-Солнце, пропорциональное  $r$ . Вопреки названию, расчётная  $a.e.$  регулярно менялась [21] с периодами, равными суткам, месяцу и синодическому году Венеры, с которыми менялась относительная скорость радаров, вносящая отклонения в расчётные дистанции Венеры и  $R_2$  [19, 20]. Радарное значение  $a.e.$  отличалось и от значения, измеренного методом визуальной астрометрии. Причём разница превысила погрешность этих методов, что не нашло объяснений [21, 32], хотя ожидалось по баллистической теории.

Венера при сближении тоже сообщает свою скорость  $V_r$  отражённому сигналу, и он достигает Земли за меньшее время  $t$ , занижая расчётное  $r$ . После предельного сближения с Землёй в нижнем соединении, Венера удаляется: скорость сигнала  $c' < c$ , и он тратит большее время  $t$ , завышая  $r$ . В итоге, до соединения расчётные значения дистанции Земля-Венера  $r' = ct/2$  и значения  $a.e.$  получались ниже реальных, а после соединения – выше (Рис. 2.25) [21].



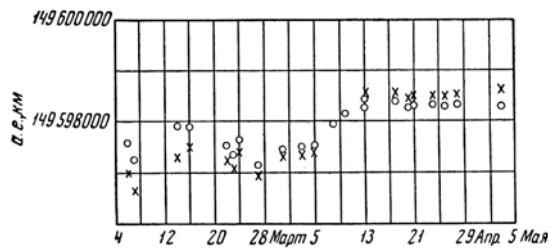


Рис. 2.25. Значения астрономической единицы в зависимости от даты сепанса радиолокации [21, с. 190] (нижнее соединение – 11 апреля 1961 г.).

Поскольку сигнал лишь к Венере идёт со скоростью  $c$  относительно Земли, пролетая путь  $r$  за время  $\tau_1 = r/c$ , а отражённый сигнал при лучевой (*радиальной*) скорости Венеры  $V_r$  вернётся со скоростью  $c' = c - V_r$  за время  $\tau_2 = r/c'$ , то общая задержка  $\tau = \tau_1 + \tau_2 = r/c + r/c'$ . Найденное из номинальной 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. 2.24) лучевая скорость Венеры  $V_r = (\omega_1 - \omega_2)R_1R_2 \cdot \sin(\alpha)/r$ , 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  $r$

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

То же отклонение, выраженное в световых секундах (по времени задержки), есть

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

Фактически наблюдаются именно такие вариации систематических ошибок-невязок расстояний  $\Delta r$  (Рис. 2.26.а) или времён  $\Delta \tau$  (Рис. 2.26.б), т.е. разностей измеренных  $\tau_o$  и вычисленных  $\tau_c$  по таблицам Ньюкома. Внесение этих поправок (2.10) и (2.11), учитывающих баллистический принцип, снижает систематические отклонения: остаются лишь случайные ошибки, которые ещё снизятся, если учесть влияние вращения Земли на скорость сигналов [19, 20] и переизлучение межпланетной средой. По мере роста дистанции  $r$  и слоя пройденной межпланетной плазмы, переизлучённый ею сигнал восстанавливает скорость  $c$ , и отклонения перестают расти при отдалении от нижнего соединения (Рис. 2.26). Эффективность переизлучения можно оценить, сопоставив  $r$  с толщиной переизлучающего слоя плазмы  $l = \lambda/2\pi(n - 1)$ , согласно формуле (1.2), на основе рассчитанного для данной длины волны  $\lambda$  показателя преломления  $n$ , оцененного по концентрации межпланетной плазмы, газа и пыли.

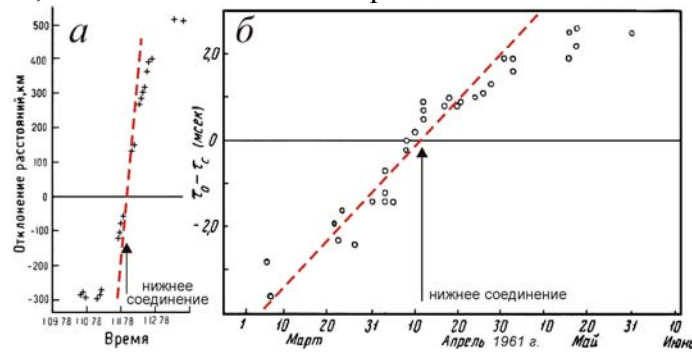


Рис. 2.26. Отклонения радарных расстояний Венеры от эфемеридных (по таблицам Ньюкома), измеренные в километрах (а, кресты) [22] и световых миллисекундах (б, кружки) [21, с. 242], в сравнении с предсказанными зависимостями (2.10) и (2.11) по теории Ритца (*пунктир*).

При концентрации электронов и ионов в межпланетной плазме  $N' \sim 0,1 \text{ см}^{-3} = 10^5 \text{ м}^{-3}$  [183, с. 398] и при рабочей длине волны  $\lambda \sim 30$  см (соответствующей частоте радиосигналов  $f = c/\lambda \sim 1$  ГГц [37]), расчётный показатель преломления ионосферы [116] 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

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

То есть, длина переизлучения сопоставима с расстоянием между планетами в нижнем соединении  $\sim 42$  млн. км. Это объясняет, почему при увеличении в течение двух месяцев ( $t = 60$  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 баллистической теории.

Значение длины переизлучения  $l$  нельзя рассчитать однозначно и точно, ввиду сложной зависимости концентрации плазмы от расстояния до Солнца (в том числе по причине наличия солнечного ветра, тяготения Солнца и давления солнечного света [183]).

Влиянием переизлучения в межпланетной плазме можно, в частности, объяснить несовпадение  $\sim 1000$  км (выходящее за пределы ошибок радарных методов) значений астрономической единицы, измеренных разными радарными станциями на разных частотах 408 – 2388 МГц [37]. Действительно, на разных частотах  $f$ , согласно (2.12) и (2.13), различаются показатели преломления  $n$  и длины переизлучения  $l$ , а значит дистанции, в пределах которых скорость радиосигнала, отражённого Венерой, отличается от  $c$ . Как отмечено [37], эти различия нельзя списать на дисперсию межзвёздной среды, которая всегда занижала бы расстояния, измеренные на коротких волнах, а не на длинных. А фактически наблюдалось «отсутствие видимой связи между измеренными значениями астрономической единицы и частотой» [37]. Согласно баллистической теории, чёткой связи и не должно быть, раз на измеренную величину астрономической единицы влияет не только частота зондирующего сигнала (и длина переизлучения  $l$ ), но и знак, и величина лучевой скорости Венеры  $V_r$ , а значит, – и даты сеансов радиолокации, которые, так же как частоты, различались у разных обсерваторий.

Зависимость ошибок измерения дистанции Венеры от частоты  $f$  отмечалась и Б. Уоллесом, который связывал их с влиянием межпланетной плазмы [19]. Уоллес отметил, что амплитуда 30-дневных колебаний (вызванных колебанием скорости Земли при движении в системе Земля-Луна) радарного значения  $a.e.$ , 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  $\Delta r$  могло быть связано как с изменением дистанции  $r$  и концентрации плазмы  $N'$  в зависимости от даты локации (согласно Уоллесу, данные на частоте  $f \approx 1300$  МГц были получены позднее), так и с разницей длин переизлучения для разных частот. Согласно (2.13),  $l$  должно быть выше для частоты  $f \approx 1300$  МГц. Соответственно, и величина ошибок  $\Delta r$  на этой частоте получалась бы выше. Но следует учесть, что  $f \approx 1300$  МГц соответствует длине волны  $\lambda \approx 23$  см близкой к длине волны поглощения нейтрального водорода  $\lambda \approx 21$  см, возле которой растёт отличие показателя преломления от единицы  $|n - 1|$ . В итоге, для  $f \approx 1300$  МГц выросла бы эффективность переизлучения и снизилась бы длина переизлучения  $l$ , так что амплитуда ошибок могла бы стать ниже, чем на частоте  $f \approx 440$  МГц.

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, то есть увеличившего гелиоцентрическую долготу Венеры на  $0''{,}55$  [21]. Поскольку и при этом остались расхождения, Венеру сместили ещё на 270 км, увеличив её гелиоцентрическую долготу ещё на  $0''{,}52$  [38] и построив численную теорию движения планеты, соответствующую данным радаров [22]. Тем не менее, систематические расхождения в сотни км (соответствующие ошибке небесных координат Венеры  $\sim 1''$ ) радарных данных с таблицами Ньюкома-Данкомба и с визуальными данными сохранялись на протяжении десятилетий [22, 23, 39] и до сих пор не объяснены. Согласие этих двух типов данных, как отмечено, – лишь удовлетворительное [23].

Принято считать, что значительные отклонения ( $\sim 1000$  км) имели место лишь в первых сеансах радиолокации, когда её точность была низкой, а в ходе уточнения её 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 поправках Данкомба [186, 326], формально сместившего Венеру вперёд по орбите на 300 км в эфемеридах 1960 г., были учтены результаты радиолокации Венеры 1958 г. в США (Лаборатория Линкольна) [198] и 1959 г. в Англии (Джодрел Бенк) [32]. В этих сеансах впервые было открыто, что при удалении Венеры её дистанция превышает дистанцию, рассчитанную по эфемеридам. Тем самым поправки Данкомба, вышедшие как раз в 1958-

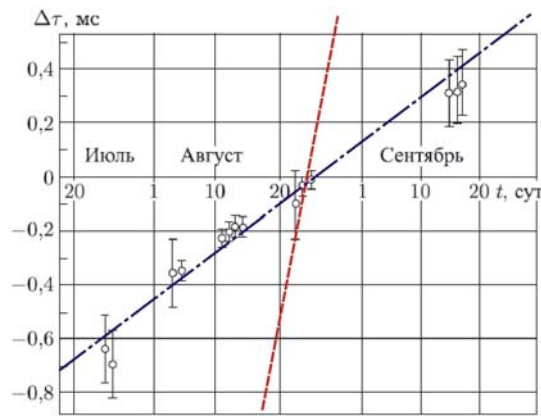
1961 г. [327], произвели первую итерацию, коррекцию эфемерид, которая искусственно снизила расхождения между эфемеридами и радарными данными 1961 г. В ходе таких последовательных итераций результаты каждой последующих радарных замеров всё меньше расходились с эфемеридами [33, 40], претерпевавшими одну 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  $\Delta \sim 1'' \sim 5 \cdot 10^{-6}$  рад [23, 40], хотя астрономические приборы (в т.ч. основанные на методах интерферометрии), совершенствовались. К настоящему времени их точность существенно выросла, достигнув сотых и тысячных долей угловой секунды. Тем не менее систематические расхождения между данными оптических астрометрических измерений положений планет и эфемеридами, построенными по радиолокационным данным сохраняются вплоть до настоящего времени [392, 393]. 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 обнаружено значительное расхождение (более 500 км) между радарными положениями планеты и эфемеридными, рассчитанными на основе астрономических наблюдений и законов небесной механики [218, с. 67]. Поэтому в эфемериды стали вносить радарные поправки [22], тем самым внося в них значительные 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 [41, 42, 52] от эфемеридных [214, 217], содержащих радарные «поправки» [22], сместившие Венеру вперёд по орбите на сотни километров. Поскольку за это время  $t \sim 1$  мин угловое смещение Венеры относительно Земли  $\alpha = (\omega_1 - \omega_2)t$ , а линейное –  $\alpha R_1 = (\omega_1 - \omega_2)t R_1 \approx 500$  км, то 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 [43]. При этом ошибка, вызванная вращением Венеры, в сочетании с неравномерным нагревом её поверхности, смещающим центр радиоизотоп относительно центра диска планеты, не играет роли, так как в нижнем соединении планета повёрнута к Земле одной стороной. 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 радиоинтерферометров со сверхдлинной базой (РСДБ) или триангуляцией на базе порядка диаметра Земли, с разнесённых сетей радиоинтерферометров. 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 недостижимой ранее прецизионной точности измерения положений Венеры на орбите  $\Delta\theta r = 20$  м. Это позволит надёжно измерять и контролировать положение Венеры на орбите и сравнивать его с положениями, рассчитанными по радарным данным.

Сравнительные измерения положений и орбитальных элементов по данным дальномерных, доплеровских и угломерных измерений возможны и для других планет, особенно для Меркурия и Марса. Их орбиты, рассчитанные по данным радаров, тоже содержат систематические расхождения ( $\sim 400$  км) с аналитической теорией Ньюкома и эфемеридами, рассчитанными по визуальным астрономическим наблюдениям [23, 44]. Действительно, для Марса невязки радарных и эфемеридных данных не только обнаружены, но и имеют тот же характер, что и для Венеры. Если в выражении (2.10) и (2.11) в качестве  $R_1$  взять радиус орбиты не Венеры, а Марса ( $R_1 = 228 \cdot 10^9$  м), а в качестве  $\omega_1$  – угловую скорость Марса ( $\omega_1 = 1,1 \cdot 10^{-7}$  рад/с), то получим следующую зависимость

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

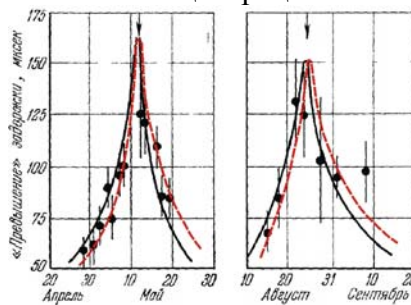
Действительно, снятая зависимость невязок времён задержки  $\Delta \tau$  носит именно такой характер (Рис. 2.27), линейно нарастая от нуля в обе стороны от момента противостояния [382].



**Рис. 2.27.** Невязки эфемеридных и измеренных времён задержки при радиолокации Марса [382, с. 257]. Для сравнения приведены расчётные в рамках баллистической теории невязки в отсутствие переизлучения (*пунктир*) и при переизлучении на длине  $l \sim r/7$  (*штрих-пунктир*).

Небольшое запаздывание нулевого уровня невязок 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, а спустя 13 суток. Соответственно, в этот момент невязки нулевые. Кроме того, при отдалении от Земли концентрация межпланетного водорода начинает увеличиваться, поскольку снижается величина светового давления, выдувающего газ из ближайших окрестностей Солнца. Соответственно увеличена эффективность переизлучения, из-за чего величина невязок снижена примерно в 7 раз по сравнению с теоретическими. Это означает, что длина переизлучения  $l \sim r/7$ . В целом сходный характер зависимости величины невязок от времени для Венеры и Марса свидетельствует об их одинаковой и не случайной природе. Как видно, эти ошибки систематические и наиболее точно объясняются 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 сигнал регистрировался чуть раньше расчётного по ОТО времени запаздывания, а после соединения – чуть позже [90]. В рамках баллистической теории это следствие того, что до соединения у Земли орбитальная скорость имела компоненту, направленную к Меркурию, соответственно время запаздывания сигнала снижалось, а после соединения – от Меркурия, отчего время запаздывания увеличивалось. При этом влияние скорости самого Меркурия на скорость радиосигнала нивелировалось эффектом переизлучения, ввиду близости Меркурия к Солнцу и высокой концентрации плазмы в короне Солнца.



**Рис. 2.28.** 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].

С другой стороны, для Марса и Меркурия, ввиду их высоких орбитальных эксцентриситетов, можно ожидать ещё больших расхождений и невязок, чем для Венеры. Из-за переменной скорости движения по орбите радарные ошибки нельзя полностью скорректировать добавлением постоянного смещения по орбите. Но численная теория движения планет, построенная по радарным данным, лучше согласуется с последующими радарными измерениями (содержащими те же систематические ошибки), чем с аналитической теорией Ньюкома, построенной по визуальным наблюдениям планет [45].

Ошибки радиолокации могут сыграть роковую роль и при расчёте орбит астероидов, пересекающих орбиту Земли и близко подходящих к планете, особенно в свете не спрогно-

зированной падения Челябинского (Чебаркульского) метеорита. Для своевременного предотвращения астероидной опасности точность радиолокации следует всесторонне проверять, совершенствовать её методы, повышать дальность и чувствительность космических радаров.

### **§ 2.5. Ошибки радиолокации АМС, GPS, ГЛОНАСС и баллистические поправки**

На ложный «сдвиг» Венеры по орбите впервые обратил внимание пионер космической навигации, обучавший первые отряды космонавтов, – проф. В.П. Селезнёв [24], сотрудник С.П. Королёва и автор монографии «Навигационные устройства» (М.: Оборонгиз, 1961), создавший системы навигации первых космических кораблей. Селезнёв показал, что без баллистической теории «на основе научных сведений о свете астронавигация в принципе невозможна» [46, с. 308]. Он же отметил роль теории Ритца в навигации космических зондов, ряд аварий которых, в т.ч. у аппаратов «Фобос-I, -II», вызван радарными ошибками [24–26, 46].

Не исключено, что и аварии других аппаратов, посланных в разные годы к Венере и Марсу, вызваны систематическими ошибками измерения положений аппаратов и планет по данным радиолокации. Радарные измерения элементов орбит оказываются более точными, если речь идёт об измерении радиусов орбит планет (их больших полуосей). Именно эти характеристики играют основную роль в расчётах траекторий аппаратов. Поэтому без радарных замеров неточности значения астрономической единицы и радиусов орбит других планет вели бы к промахам аппаратов мимо цели, достигающим нескольких диаметров планеты типа Венеры или Марса [22, 37]. Менее критичным параметром является положение планет на орбите, для определения которого больше подходят астрономические угловые измерения. Поскольку траектория движения Автоматической Межпланетной Станции (АМС) по переходной орбите Гомана проходит практически по касательной к орбите планеты, то неточности в определении положения на орбите скажутся лишь на моменте, когда аппарат пройдёт возле планеты, а дистанция предельного сближения не изменится. Однако практически из соображений удобства связи и экономии времени перелёт производят по более короткой переходной орбите, пересекающей орбиты Земли и Венеры под углом [218]. Соответственно, ошибки в измеренном радарными положении 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 в случае аппарата «Венера-8» [218], то систематические ошибки в величине их расстояний должны почти полностью компенсировать друг друга при вычитании и вычислении относительного расстояния между Венерой и АМС. А на близких дистанциях радиолокация поверхности Венеры производится непосредственно с АМС, что намного снижает величину ошибки. Тем не менее, и в этом случае ошибки в измерении положения аппарата и планеты могут приводить к авариям и промахам, как показал В.П. Селезнёв [25, 26] и В.А. Жмудь [268].

Действительно, истинная траектория прохождения АМС «Венера» возле планеты отклонялась на сотни км от расчётной [218]. Но коррекция орбиты на конечном участке траектории [218], а также большой диаметр планеты ~ 12000 км (превышающий ошибки) практически исключал прохождение АМС мимо цели. Сильнее сказываются ошибки для АМС, посланных к Марсу, для которого из-за большего расстояния и меньшего эффекта переизлучения ошибки имеют более высокую величину, тогда как диаметр планеты в 2 раза меньше, составляя 6800 км. Это сопоставимо с величиной ошибки (~ 2000 км) и может вести к промахам и авариям у АМС, посланных к Марсу. Ещё выше роль ошибок для АМС, направляемых к спутникам планет, имеющим ещё меньшие размеры. Так, размер спутника Марса – Фобоса – всего 20 км. Соответственно, ошибка в измерении координатах Фобоса и АМС ~ 1000 км вела бы к пролёту аппарата мимо цели или к столкновению с его поверхностью, вместо мягкой посадки. Как предполагают, с этим связаны аварии АМС «Фобос-I» и «Фобос-II» [25]. Действительно, причины аварий аппаратов «Фобос-I» и «Фобос-II», как известно, были связаны с помехами радиосвязи и навигационными ошибками [301]. Проверить гипотезу Селезнёва можно, сопоставив сохранившиеся данные траекторных измерений АМС «Фобос», полученных методами радиолокации и радиоинтерферометрии [300]. Для уточнения современных траекторных измерений и проверки теории Ритца может служить сопоставление данных 5-ти методов: радиолокации, измерения координат по счислению

пути из величины скорости (по доплер-сдвигу сигнала АМС), лазерной локации, измерений угловых координат РСДБ-методом, РСДБ-измерений дистанций методом триангуляции [334]. Отметим, что в настоящее время РСДБ (VLBI) измерения в комбинации с GPS-измерениями положений навигационных спутников уже широко применяются, выявляя систематические ошибки GPS-измерений [371].

Рассмотрим в этом ключе эффект «Пионеров» [A15, 48] – аномалию, выявленную Лабораторией Реактивного Движения (JPL NASA). Скорости АМС «Пионер-10» и «Пионер-11», измеренные радаром (по доплер-сдвигу частоты сигнала от АМС), отличались от расчётных [27]. Измеренное ускорение «Пионеров» в поле тяготения Солнца массы  $M$  превысило расчётное ускорение  $a' = GM/r^2$  на  $\Delta a_o = (8,74 \pm 1,33) \cdot 10^{-10} \text{ м/с}^2$  (на расстоянии  $r$  Урана [48]). Если «Пионеры», удаляясь от Земли со скоростью  $V \approx 10 \text{ км/с}$ , излучали сигнал со скоростью  $c - V$ , наращивая задержку  $\tau$ , то по номинальной скорости сигнала  $c$  решали, что скорости и ускорения АМС измерены на расстоянии  $r' = c\tau \approx r + rV/c$ , а не на истинном  $r = (c - V)\tau$ , где тяготение Солнца и ускорение  $a = GM/r^2$  выше расчётного  $a' = GM/r'^2$  на величину

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

На дистанции Урана  $r \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ м}$  при  $V \approx 10 \text{ км/с}$  это составит расчётную величину  $\Delta a_c \approx 9,9 \cdot 10^{-10} \text{ м/с}^2$ , близкую к измеренной  $\Delta a_o \approx 9 \cdot 10^{-10} \text{ м/с}^2$  [48]. Сходные аномалии выявлены у АМС «Улисс» [49] и «Кассини», у которого на расстоянии Сатурна ( $r \approx 1,5 \cdot 10^{12} \text{ м}$ ) измеренный избыток ускорения  $\Delta a_o \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ м/с}^2$  [50] 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 на расстоянии Плутона ( $r = 7,4 \cdot 10^{12} \text{ м}$ ) составило  $\Delta r_o = 3,8 \cdot 10^7 \text{ м}$ , что по порядку величины тоже согласуется с расчётным по баллистическому принципу отклонением  $\Delta r_c = r' - r = rV/c = 2,5 \cdot 10^7 \text{ м}$ .

Считалось, что величина аномального ускорения «Пионеров» практически не менялась на протяжении всего полёта АМС, а согласно (2.14)  $\Delta a_c$  должно убывать пропорционально  $r^2$ . В действительности, как показал уточнённый анализ С. Турышева [51], величина аномального ускорения уменьшается с расстоянием (Рис. 2.29). Тот факт, что убывание не столь быстрое, как в формуле (2.14), объясняется тем, что на относительно небольших расстояниях от Солнца ( $r \sim 1 \text{ а.е.}$ ) в аномальное ускорение вносит вклад давление света и солнечного ветра на АМС, создающее ускорение, направленное от Солнца и исчезающе малое за орбитой Юпитера ( $r > 5 \text{ а.е.}$ ) [27]. Также на расстояниях  $r$  от Солнца меньше дистанции Юпитера ( $r < 5 \text{ а.е.}$ ) сказывается эффект переизлучения межпланетной средой (так как  $N \propto 1/r^2$  и  $l \propto r^2$ ), которая нивелирует отклонения скорости света и снижает аномальное ускорение. Поэтому при малых  $r$  аномальное ускорение – заметно ниже, чем следует из (2.14), и чем  $\Delta a_o \approx 9 \cdot 10^{-10} \text{ м/с}^2$ . Если радиопередача ведётся на меньших частотах, эффект переизлучения будет ниже. Так, если для «Пионеров» передача велась на длине волны 13 см (S-band), то у «Кассини» передача велась на длине волны 15 см (L-band). Соответственно, для «Кассини» показатель преломления  $n$  межзвёздной среды и эффект переизлучения были не столь велики. Соответственно, 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 предсказанного теорией Ритца (2.14).

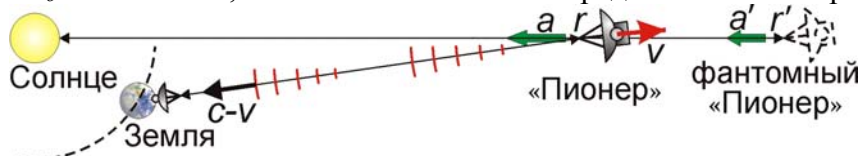


Рис. 2.29. Схема радиолокации АМС «Пионер».

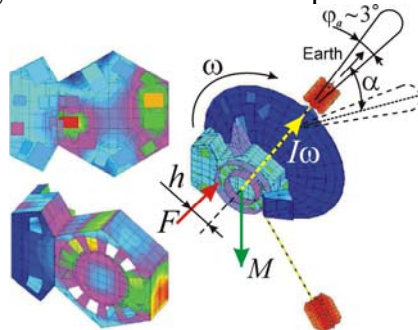
Основная гипотеза, объясняющая аномальное ускорение «Пионеров» радиационными силами от неравномерного нагрева корпуса изотопным источником [51], вызывает сомнения, поскольку аномальное ускорение характерной величины и направления обнаружено у ряда других АМС, с разными конструкциями и источниками питания. И в этих случаях мала вероятность появления сил одного порядка величины, направленных строго к Солнцу. Сам корпус «Пионеров» в целях термоизоляции покрыт отражающей плёнкой с золотым напылением, плохо излучающим тепло. Отражение и переизлучение плёнкой с поверхностью неопределённой формы, – это задача, не поддающаяся численному моделированию. Поэтому плёнка на стороне аппарата, обращённой от Солнца, может излучать тепло не интенсивней, а слабее, чем антенна (обращённая к Солнцу и Земле), где радиационная сила обратная. То



есть, у радиационных сил не только величина ниже расчётной [51], но и направление может быть обратным. Согласие величины радиационного ускорения с измеренным обусловлено выбором коэффициентов, характеризующих связь нагрева и радиационных сил [51].

Малость радиационных сил следует также из того, что неравномерный нагрев корпуса «Пионеров» (Рис. 2.30, демонстрирующий смещение области максимального нагрева на  $h \sim 1$  м от оси аппарата [51]), создав радиационную силу  $F$  и ускорение  $\Delta a_o = F/m \sim 10^{-9}$  м/с<sup>2</sup>, создал бы и момент силы  $M = Fh$ , который за двадцатилетний срок  $t$  неуправляемого полёта отклонил бы оси «Пионеров» и остронаправленных параболических антенн на угол  $\alpha$ , исключив возможность обмена сигналами с Землёй. У «Пионеров» не действуют реактивные системы стабилизации направления. Направление оси аппарата стабилизируется исключительно вращением с угловой скоростью  $\omega = 4,8$  об/мин  $\approx 0,5$  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  $d = 2,7$  м. Поэтому постоянно действующий момент  $M$ , поперечный к этой оси, за время  $t$  сообщил бы аппарату поперечный момент импульса  $Mt$  и развернул бы ось аппарата 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:  $\varphi_a \approx \lambda/d = 0,048$  рад  $\approx 3^\circ$ . Если исходно антенна была направлена к Земле, то при развороте аппаратов на угол  $\text{arctg}(\Delta a_o t_0 / \omega h) \sim \varphi_a/2$  связь пропала бы уже спустя время  $t_0 \sim \omega h \cdot \text{tg}(\varphi_a/2) / \Delta a_o \approx 0,4$  года их свободного полёта, – задолго до пересечения орбиты Урана. Тот факт, что связь сохранялась десятилетиями, вплоть до пересечения орбиты Плутона и далее, свидетельствует о сохранении направления осей «Пионеров» в пространстве и отсутствии заметных радиационных или иных неучтённых сил.

Фактически, возмущающий момент вёл бы к ещё более быстрому уходу оси антенны от направления на Землю. Поскольку направление возмущающего момента за счёт вращения постоянно меняется, то он не меняет направление момента импульса аппарата в пространстве, но приводит к отклонению оси аппарата от оси вращения. В итоге ось аппарата описывает расширяющуюся спираль, как в известном эффекте Джанибекова, где возмущающий момент плавно уводит главную ось тела от оси вращения. Кроме того, учёт эффекта Джанибекова, вызванный появлением момента при отклонении главной оси АМС от оси вращения приведёт к ещё более быстрому отклонению оси аппарата от исходного направления.



**Рис. 2.30.** Асимметричное распределение температуры по корпусу «Пионеров» [51], создавая радиационную силу  $F$  и аномальное ускорение  $\Delta a_o$ , вело бы к появлению момента  $M$ , отклоняющего антенну АМС в сторону от Земли.

Открыта и Flyby-аномалия [48, 49], т.е. невязки ожидаемых скоростей и измеренных радаром 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 в замерах 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  $f_1 \approx f(1 + v/c + v^2/2c^2)$ , а при удалении – снижена до  $f_2 \approx f(1 - v/c + v^2/2c^2)$ . В классической физике

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

причём в космосе измерены именно такие симметричные смещения частоты:  $f_1 - f = f - f_2$ . То есть, если исходить из классических формул, скорость  $V$  аппаратов сохраняется. Однако,



рассчитывая скорость по СТО, получают, приравнявая измеренные частоты (2.16) к релятивистской частоте (2.15), что при сближении  $v \approx V - V^2/2c$ , а при отдалении  $v \approx V + V^2/2c$ , отсюда – ложный вывод о приросте скорости на величину  $\Delta v \approx V^2/c$ . При скорости аппарата  $V \sim 10^3$  м/с это как раз создаст иллюзию прироста скорости  $\Delta v \sim 1-10$  мм/с.

У спутников Луны, Земли и других планет аномалии движения тоже 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. Возможно, из-за этого более высокую точность дают измерения гравитационных аномалий с применением двух спутников (например, «Эбб» и «Флоу» в миссии «Grail» NASA), летящих по орбите один за другим и посредством радиолокации и замера доплеровских сдвигов выявляющих вариации относительной скорости и дистанции между спутниками, при входе в зоны аномалий. Так же и 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, – позволяет проводить относительные измерения с более высокой точностью, чем при измерении абсолютных расстояний спутников до Земли. Это связано не только с увеличением ошибок по мере роста расстояния  $r$  и переменной задержкой радиосигнала в ионосфере Земли, но и с тем, что относительная скорость спутников, особенно движущихся друг за другом по одной орбите, мала (по сравнению со скоростью относительно Земли). Поэтому её влияние на скорость сигнала и погрешность измерения расстояний – пренебрежимо малы.

Ошибки выявляют и сети спутников GPS и ГЛОНАСС [А33], использующие метод радиолокации с наземных станций слежения и группы искусственных спутников. Навигационный модуль в мобильном устройстве «ловит» радиосигналы, посланные спутниками и содержащие информацию о положении каждого спутника (отслеживаемом станциями) и времени излучения сигнала (по атомными часам на спутнике). Вычитая это время из времени приёма сигнала, мобильный приёмник по времени  $t$  движения радиоимпульса рассчитывает расстояние  $r = ct$  до спутника. По расстояниям  $r_1, r_2, r_3, r_4$  до трёх-четырёх спутников и по их координатам микроЭВМ рассчитывает положение приёмника на земной поверхности.

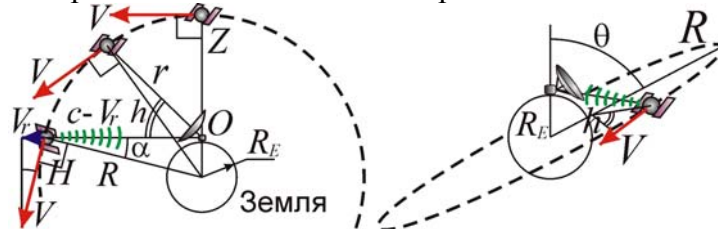


Рис. 2.31. Схема движения и радиолокации навигационных спутников Земли.

Полагают, что GPS и ГЛОНАСС подтверждают формулу  $r = ct$  и постоянство скорости  $c$  сигналов от спутников [53]. Проверим, насколько этот вывод обоснован. Спутники выводят на орбиты радиуса  $R$  порядка 26000 км. Скорость спутников  $V \approx 4$  км/с снижает скорость их радиосигнала до  $c' = c - V_r$ , где  $V_r$  – лучевая скорость спутника для приёмника  $O$ . Тогда поправка расстояния  $\Delta = rV_r/c$ , где для спутника в зените  $Z$  скорость  $V_r = 0$ , но она растёт при уменьшении высоты  $h$  спутника над горизонтом:  $V_r = V \cdot \sin \alpha \cdot \cosh$ , где  $\sin \alpha = R_E/R \approx 0,25$ ,  $R_E \approx 6400$  км – радиус Земли (Рис. 2.31). Тогда максимальная ошибка дистанции  $\Delta = rV_r/c = 67$  м у спутника возле горизонта  $H$ . Поскольку обычно приёмник регистрирует сигналы от спутников с  $h > 10^\circ - 15^\circ$  и его горизонт располагается под углом  $\theta > 0^\circ$  к плоскости орбиты спутника, то  $V_r = V \cdot \sin \alpha \cdot \cosh \cdot \cos \theta$ , что, с учётом  $\cosh \leq 1$ ,  $\cos \theta \leq 1$ , даёт среднюю ошибку

$$\Delta = \frac{rV}{c} \sin \alpha \cdot \cosh \cdot \cos \theta \sim 20 \text{ м.} \quad (2.17)$$

Это – ошибка измерения расстояния до одного спутника, а расчёт координат ведут по 6–10 спутникам. Каждый из них даёт ошибки разных знаков и величин, случайно суммируемые в разных направлениях, и их взаимная компенсация при усреднении ещё заметней снижает ошибку. На этом основана техника точного измерения положения неподвижного приёмника, путём длительного мониторинга и усреднения по большому массиву данных от разных групп спутников из разных точек орбиты и с разными вкладками скорости спутников в

величину смещения  $\Delta$ . В ходе усреднения ошибка измерения координат приёмника снижается до нескольких см, вместо метров (в обычном режиме измерений).  $\Delta$  – это общая ошибка замеров по высоте и по горизонтали, а ошибка измерения проекции приёмника на поверхность земного шара в 1,5–2 раза ниже. В итоге, вносимая вариацией скорости света поправка к горизонтальным координатам приёмника – порядка 5 м, что порядка наблюдаемых ошибок.

Согласно формуле (2.17), ошибки  $\Delta$  обращаются в нуль для спутников в зените  $Z$  ( $h = 90^\circ$ ), и растут при уменьшении их высот  $h$ , достигая максимума, когда спутник виден возле горизонта. Обычно это объясняют увеличением проходимого радиосигналом слоя атмосферы (в первую очередь тропосферы) и ионосферы, меняющей скорость радиоволн и соответственно временную задержку [332]. Однако сравнение дистанций, измеренных при помощи радиосигналов, передаваемых на двух частотах (для которых скорости за счёт дисперсии в ионосфере несколько отличаются) обычно позволяет почти полностью исключить погрешности, связанные с рефракцией и дисперсией ионосферы. Поэтому порядок величины ошибок и их зависимость от высоты спутника может косвенно свидетельствовать в пользу влияния скорости спутника на скорость испущенных им радиосигналов. Действительно, сверхточную спутниковую навигацию (с точностью измерения координат по горизонтали  $\sim 1$ -2 см) обеспечивают именно спутники, расположенные в зените [331]. Кроме того, роль слоя атмосферы и ионосферы легко учесть, измеряя невязки для спутников, движущихся по орбитам под углом  $\theta$  не равным нулю. В этом случае, согласно (2.17) ошибка обращается в нуль, когда спутник находится в кульминации ( $h = 90^\circ$ ), тогда как толщина слоя ионосферы и атмосферы при этом продолжает вносить существенную ошибку.

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 поблизости базовой станции (с точно 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 планируется разместить 1200 базовых станций [331]. Однако в тех точках Земли, например, в океане, на территории США (для ГЛОНАСС) и на территории России (для GPS), где станции не могут быть установлены, ошибки спутниковой навигации существенно увеличены. Если учёт влияния скорости спутника на скорость его радиосигнала, действительно, снижает эти ошибки, то высокая точность космической навигации может быть достигнута без станций дифференциальной коррекции, что существенно снизит 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). Так, если координаты и эфемериды спутника рассчитаны по временам распространения его сигналов до базовых станций с известными координатами, то из постоянной скорости сигнала положение спутника рассчитают смещённым от реального, что в точности компенсирует ошибку измерения расстояний до мобильных приёмников. Очевидно, при таких условиях и не находят противоречий GPS с СТО [53]. Поэтому для контроля положений спутников их следует независимо измерять разными методами: визуально (метод астрометрии с помощью телескопов); лазерной локацией (по времени движения света к спутнику и обратно); радиолокацией (по временам движения радиосигнала от наземной станции к спутнику или от спутника к станции), или с помощью радиоинтерферометров со сверхдлинной базой [54], а также методом триангуляции [334]. В случае влияния скорости источника на скорость света, эти методы приведут к разным результатам.

При анализе данных GPS и ГЛОНАСС следует учесть также переизлучение радиоволн в ионосфере Земли. При типичной концентрации ионов в ионосфере  $N \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$  и околоземном пространстве (на высоте  $\sim 100$  км), а также при рабочей длине волны  $\lambda \sim 1$  см и частоте радиосигналов  $f = c/\lambda \sim 30$  ГГц, расчётный показатель преломления ионосферы [116]

$$n = \sqrt{1 - 80,6N'/f^2} \approx 1 - 40,3N'/f^2. \quad (2.18)$$

Соответственно, длина переизлучения составит

$$l \sim \frac{\lambda}{2\pi|n-1|} \sim \frac{3,56 \cdot 10^{14}}{N\lambda} \sim 35 \text{ км}, \quad (2.19)$$

то есть, малую величину, по сравнению с путём радиолуча  $r \sim 20000$  км. То есть радиосигналы должны эффективно переизлучаться и терять избыток скорости. Высота ионосферы составляет  $\sim 100$  км, то есть основную часть пути радиосигналы движутся в космическом вакууме, и вклад скорости спутника в скорость излучённых им радиосигналов существенен.

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

$$l \sim \frac{3,56 \cdot 10^{14}}{N\lambda} \sim 356000 \text{ км}.$$

То есть, переизлучение на пути  $r \sim 20000$  км  $\ll l$  практически отсутствует. Отметим, что эта оценка длины переизлучения эквивалентна приведённой в § 2.1 оценке  $l \approx (\lambda a_0 N)^{-1}$ , полученной Брэчером [120] на основе связи показателя преломления  $n$  плазмы с плазменной частотой  $\omega_e$ , выраженной через классический радиус электрона  $a_0 = e^2/mc^2 \approx 2,82 \cdot 10^{-15}$  м.

Помимо вклада переизлучения в ионосфере и межпланетном пространстве следует учесть переизлучение в радиационных поясах Земли (*поясах Альфвена*), где концентрация  $N \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$ , а размер поясов сопоставим с радиусом Земли (Рис. 2.32). Благодаря этому радиолуч может пересекать радиационные пояса. Длина переизлучения в них составит

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

Таким образом, при толщине поясов  $b \sim 1000$  км переизлучение в них успеет преобразовать скорость радиосигнала к номинальной скорости света, и радиосигнал заметную часть пути будет двигаться со скоростью равной  $c$ . Действительно, переизлучение в поясах толщиной  $b \sim 1000$  км успеет привести скорость радиосигнала  $c'$  к номинальной  $c$ : сигнал переизлучится примерно на полпути  $L$  между спутником и приёмником, отчего ошибки снизятся в разы. Радиационные пояса расположены возле экваториальной плоскости, тогда как полярные области практически свободны от экранирующих частиц. Тогда приёмников, расположенных в приполярных областях, радиосигнал будет достигать практически без переизлучения радиационными поясами, то есть со скоростью отличной от  $c$  и прогнозов СТО. Соответственно, GPS-приёмники, расположенные в высоких широтах, будут давать в приполярных областях более высокую ошибку, чем приёмники в экваториальных и умеренных широтах (Рис. 2.32).



Рис. 2.32. Схема радиационных поясов Земли и GPS-радиолокации.

Действительно, давно отмечено, что ошибки GPS-навигации существенно выше в полярных широтах. Это служит аргументом в пользу влияния скорости спутника на скорость сигналов и в пользу переизлучения в радиационных поясах Земли. Влияние радиационных поясов Земли на скорость света и ошибки космической радиолокации от неучёта баллистического принципа, отмечал также конструктор космических ракет М.И. Дуплищев [175].

Для визуального анализа положений на орбите удобны геостационарные спутники (применяемые в качестве вспомогательных в навигационных системах). Их положение на небосводе практически не меняется, что позволяет точно измерять их положения. Сравнение этих положений с данными радаров и лазерной локации, и сопоставление измеренной дистанции с теоретической высотой геостационарной орбиты (точно рассчитанной по орбитальному периоду, равному сидерическим суткам), позволит выявить малейшие следы влияния орбитальной скорости спутника на скорость света. Об ошибках в системе GPS и противоречиях её данных и теории относительности не раз заявлял и Р. Хатч [60] – пионер разработок системы GPS, глава компании NavCom и Института систем космической навигации (ION).

Для проверки влияния скорости источника на скорость света можно применить, помимо навигационных, и другие спутники и орбитальные станции, с установленными на них угловыми отражателями и радио-ретрансляторами. 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 приходится учитывать баллистический принцип: без этого луч всегда уходит на несколько метров вперёд за счёт эффекта абберации (то есть, добавления вектора орбитальной скорости спутника к вектору скорости испущенного им светового луча, § 1.3).

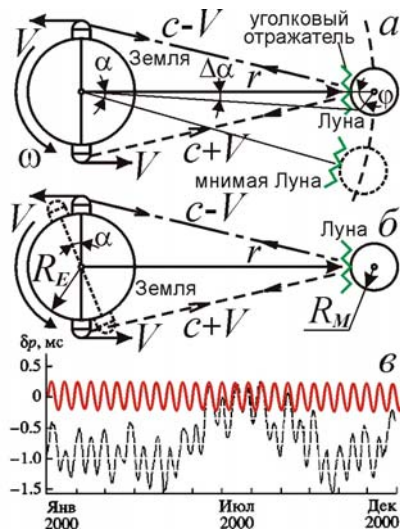
Таким образом, проверка баллистической теории в космосе крайне актуальна, поскольку радарные ошибки от неучтённых вариаций скорости света могут снижать точность космических программ и вести к авариям космических кораблей, а также простых судов и автомашин с GPS. Однако постоянство скорости света в космосе до сих пор однозначно не проверено с использованием спутников, ракет и радаров, хотя вопрос о такой проверке неоднократно поднимался. Причём, когда в 1961 г. на конференции NASA в США этот вопрос был поставлен, такую проверку вообще сочли излишней [98], хотя в том же году неточности значения скорости света дали о себе знать при радиолокации Венеры [21, 19, 20].

Американский физик Б. Уоллес связывал замораживание официальных исследований и информации по данной тематике (в виде прекращения публикаций в США по радиолокации планет в 1960-х гг. [23]) – с развёртыванием программы «звёздных войн» (одним из пунктов которой была GPS), где влияние скорости источника на скорость света было стратегически важной информацией [13, 36]. Нечто подобное имело место во время «Манхэттенского проекта», когда прекращение публикаций в 1940 г. по реакциям деления в американских журналах послужило сигналом о начале секретных работ в этой области, который советские физики верно истолковали для начала своевременных разработок ядерного щита Родины.

## **§ 2.6. Невязки лазерной локации и переменность скорости света как причина «неравномерности» вращения Луны и Земли**

В качестве ещё одного теста баллистической теории может служить Лазерная Локация Луны (ЛЛЛ). На измерения дистанций методом ЛЛЛ тоже влияет надёжное измерение значения скорости света. В случае зависимости скорости света от скорости лазерного источника метод лазерной локации покажет заметные ошибки в измерении расстояний, по сравнению с теоретическими. Идею подобных экспериментов выдвигал ещё М.И. Дуплищев [175].

Принято считать, что лазерная локация не обнаруживает расхождений между эфемеридами и лидарными координатами Луны [296]. Но в действительности, при лазерной локации Луны и искусственных спутников, с установленными на их поверхности угловыми отражателями, выявлен ряд невязок [55]. При скорости лазерного источника порядка  $V_r \approx 460$  м/с (скорость вращения на экваторе) свет пройдёт путь  $r \approx 3,84 \cdot 10^8$  м до Луны быстрее на время  $\Delta t = r/c - r/(c + V_r) = rV_r/c^2 \approx 2 \cdot 10^{-6}$  с, что соответствует разнице в 600 м, при чувствительности лазерного радара (*лидара*)  $\sim 0,01 \div 1$  м [2]. С учётом отражения от Луны на скорости  $c$ , ошибка составит  $\Delta r \approx 300$  м. Невязки такого порядка величины между астрономическими измерениями и данными лидаров, действительно выявлены [284]. В случае синхронном измерении дистанции Земля-Луна станциями из противоположных точек Земли, когда одна движется к Луне, а другая удаляется (Рис. 2.33.а), теория Ритца подтвердится при выявлении разницы дистанций  $\Delta r \sim 300$  м. Для умеренных широт разница ещё меньше:  $\Delta r \sim 100$  м.



**Рис. 2.33.** Схема лазерной локации Луны. Неучтённая вариация скорости света создаёт иллюзию сдвига или поворота Луны (а), Земли (б) и вариации суток (в).

Лазерную локацию может вести и одна станция, измеряющая расстояние Земля-Луна в течение ночи. Тогда невязки менялись бы с периодом в сутки со скоростью порядка  $100 \text{ м}/24 \text{ ч} \approx 4 \text{ м}/\text{ч}$ , а предельное отклонение от истинного расстояния составило бы около ста метров. Действительно, невязки данных ЛЛЛ и визуальных данных (на основе которых рассчитаны эфемериды Луны) достигали сотни метров и менялись на величину порядка  $4 \text{ м}$  в час [56, с. 193]. Как показал сотрудник NASA Д. Джебзари, изучив данные лазерной локации Луны, вариации систематических невязок противоречат постоянству скорости света, а учёт баллистического принципа заметно снижает эти вариации и систематические ошибки [55]. Напротив, в СТО расхождение данных ЛЛЛ с эфемеридами удаётся снизить лишь посредством коррекции эфемерид Луны на основе данных лазерной локации. По сути, локационные данные, как в случае Венеры, сравнивают друг с другом, а не с данными наблюдательной астрономии.

Считая скорость света константой, находят, что Луна на восходе ближе, чем на закате. Это неравенство расценят как поворот Земли в сторону вращения на лишний угол  $\alpha = \Delta r/R_E = 4,5 \cdot 10^{-5} = 9'',4$  (Рис. 2.33.б) или как смещение уголкового отражателя с Луной на расстояние  $r\alpha = 17 \text{ км}$  вперёд по орбите (Рис. 2.33.а). От наклона лунной орбиты к плоскости земного экватора расстояние  $r$  до Луны в кульминации меняется на  $\Delta r \sim R_E(1 - \cos 23,5^\circ) = 530 \text{ км}$  с периодом в полмесяца (13,7 сут), а угол  $\alpha$  – на  $\Delta\alpha = \alpha\Delta r/r = 0'',013$ , что воспримут как покачивание Земли вокруг оси с амплитудой  $\Delta\alpha/2 = 0'',0066$  и периодом  $T \approx 14$  сут по закону

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

где  $t$  отмеряется от пересечения Луной экваториальной плоскости Земли (от восходящего узла). Вариация (2.20) создаст иллюзию вариаций угловой скорости Земли ( $\omega = 2\pi \text{ рад/сут}$ ) на

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

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

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

График (2.22) нанесён сплошной линией на (Рис. 2.33.в). Локация Луны выявила именно такие вариации (Рис. 2.33.в, пунктир): их период – 14 суток, а амплитуда  $\sim 1 \text{ мс}$  [57].

То есть вариации  $p$  могут быть иллюзорны и вызваны неучтённой вариацией скорости света, что можно проверить, проводя измерения угла поворота Земли и периода её вращения по наблюдениям суточного движения по небосводу точечных космических источников радиоизлучения, по данным радиоинтерферометров со сверхдлинной базой, позволяющих измерять вариации угла поворота Земли с точностью до  $0'',0001$ . Другой способ проверки – измерение вариаций положений на небосводе геостационарных спутников. Или, напротив, – измерение со спутников типа «Кондор» вариаций положений земных реперов и базовых станций, для которых регулярные покачивания Земли на  $\Delta\alpha = 0'',013$  соответствовали бы периодическому смещению реперных точек по поверхности Земли примерно на  $\sim R_E\Delta\alpha = 0,4 \text{ м}$ .

Регулярные колебания дистанции  $r$  и скорости  $V_r$  объясняют и другие «вариации» вращения Земли и Луны, выявленные лидарами и имеющие характерные периоды колебаний  $r$  и  $V_r$ . От движения по эллиптической орбите расстояние Луны меняется от 350 до 400 тыс. км ( $\Delta r \sim 50 \text{ тыс. км}$ ). Соответственно меняется угол  $\alpha$  (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), меняющийся в такт её приближению-отдалению. Эти мнимые смещения нельзя согласовать с законами Кеплера, т.к. форма и наклон лунной орбиты регулярно меняются [56, с. 63], внося дополнительную вариацию дистанции Земля-Луна  $\Delta r \sim 20$  тыс. км и  $\Delta\alpha = \alpha\Delta r/r \sim 0'',5$ , что воспримут как регулярное смещение уголкового отражателя на  $\Delta ar \sim 1$  км от покачиваний Луны (радиуса  $R_M$ ) на угол  $\varphi = \Delta ar/R_M \sim 2'$ . Действительно, лидары выявили у Луны повороты на  $2'$ , в отличие от видимых качаний Луны – оптической либрации, объяснённые реальной – физической либрацией.

«Покачивания» Луны и Земли за счёт приливных взаимодействий открыты и в астрономических наблюдениях [56, 58]. Но выявленные лидарами вариации  $\varphi$  отчасти могут быть вызваны неучтённой вариацией скорости света. Оценить вклад мнимых колебаний позволит сравнение амплитуды «покачиваний» Луны и Земли, по данным лидаров, телескопов и радиоинтерферометров. Если баллистическая теория Ритца справедлива, их данные разойдутся на величину, меняющуюся по найденным законам (2.20). Разойдутся и данные станций разных широт: возле экватора колебания  $\delta p$  – синусоидальные (2.22), а вдали от него – соседние максимумы получатся разной высоты, что реально наблюдается (Рис. 2.33.в).

Ошибки измеренных лидаром положений Луны приводят и к ошибкам в координатах аппаратов на ней. Видимо, поэтому лазерный луч, по мере его заострения и засветки на Луне всё меньшей области (поперечник которой ныне сократился до  $\sim 1$  км), потерял уголкового отражателя «Лунохода-1», ввиду ложного смещения на  $\Delta ar \sim 1$  км от измеренной лидаром физической либрации, или на  $ra \sim 17$  км – от вращения Земли. В итоге, после нескольких удачных сеансов лазерной локации «Лунохода-1» в 1970–1971 г. его уже не удавалось обнаружить, что связывали с выходом из строя уголкового отражателя «Лунохода-1» [187]. Однако в 2010 г., когда «Луноход-1» был визуально обнаружен на снимках поверхности Луны, сделанных лунным орбитальным зондом LRO [59], координаты «Лунохода-1» были уточнены по визуальным данным и снимкам. Использование этих исправленных координат позволило, спустя 40 лет, вновь точно навести лазерный луч на «Луноход-1» и зарегистрировать «лунный зайчик» – отражённый сигнал. Его интенсивность в несколько раз превышала интенсивность сигнала, отражённого «Луноходом-2» [59], лазерная локация которого поддерживается, вплоть 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 и постепенная «деградация» (снижение отражательной способности) отражателей других четырёх лунных аппаратов [59], – из-за постепенной потери правильных координат в отражатели попадает только край рассеянного атмосферой и дифракцией лазерного пучка, с пониженной интенсивностью, отчего падает интенсивность отражённого сигнала. В итоге регулярно «теряются» и отражатели других четырёх лунных аппаратов, включая «Луноход-2». Лишь первоначальное визуальное измерение положений отражателей (или современные измерения – с помощью орбитальных зондов типа LRO) дают требуемую точность измерения их координат.

Действительно, сравнение координат уголковых отражателей аппаратов («Луноход-1, 2», «Аполлон-11, 14, 15»), измеренных по снимкам LRO и по данным лазерной локации, показывает систематическое расхождение по селенографическим широтам и долготам порядка  $0^{\circ},02 \approx 1'$  [274]. Это соотносится с амплитудой физической либрации Луны (измеренной по данным лидаров) и соответствует разнице координат  $\sim 1$  км. Это расхождение превышает точность замера координат обоими методами и может быть результатом неучтённого влияния скорости источника на скорость света в расчётах по данным лазерной локации.

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 спутников. То есть 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, а также из данных лазерной и радиолокации следует, что накопленные за век данные не противоречат баллистической теории. А ряд эффектов, в том числе ряд эффектов в системах пульсаров и других переменных звёзд, невязки космической радио- и лазерной локации служат косвенным подтверждением баллистической теории. В связи с этим предложены новые критерии и методы для уточнённой и однозначной проверки баллистической теории, путём сопоставления данных радио- и оптических интерферометров с данными спектрального анализа двойных звёзд; сопоставления радиоастрономических и радиолокационных, визуальных и лидарных положений космических аппаратов и небесных тел. Предложенные методы и критерии позволят не только произвести уточнённую проверку постоянства скорости света, но и уточнить пространственно-кинематические характеристики и элементы орбит планет и космических аппаратов.



### Глава 3. Оптические эксперименты по наблюдению следствий баллистической теории

В данной главе рассмотрены известные и предлагаемые оптические эксперименты по проверке баллистической теории. После проверки следствий теории в космосе, именно оптические эксперименты в земных лабораториях (*в макром мире*) стали вторым этапом её тестирования. При этом исследовалось изменение скорости света от движущихся источников или зеркал, или скорости света, переизлучённого движущейся средой. Как правило, в литературе результаты этих экспериментов (опыты Саньяка, Бонч-Бруевича и др.) рассматриваются как противоречащие баллистической теории. Однако при более подробном анализе, как покажем далее, результаты подобных опытов вполне согласуются с баллистической теорией, если принять во внимание эффект переизлучения средой и исследовать движение света на основе молекулярной оптики, из которой следуют однозначные выводы о величине фазовой скорости света. Более того, ряд опытов косвенно свидетельствует в пользу существования зависимости скорости света от скорости источника. В данной главе будут предложены новые схемы оптических экспериментов, в том числе с использованием лазерного излучения, особенно фемтосекундных лазеров, для однозначной проверки баллистической теории.

Основные результаты главы опубликованы в [A2, A12, A13, A15–A17, A28, A53].

#### § 3.1. Опыт Саньяка, лазерный гироскоп и роль вращения зеркал

Как отмечено в первой главе, по теореме погашения Эвальда-Озеена, скорость лучей света (*групповая скорость*) от подвижного источника восстанавливает номинальное значение  $c$  после переизлучения неподвижной средой. Если групповую скорость среда меняет как вторичный источник, переизлучающий свет со скоростью  $c$ , то на фазовую скорость света среда влияет сложнее, ввиду интерференции исходного и вторичного излучения. Согласно Ритцу, при отражении от движущегося зеркала фазовая скорость света сохраняется неизменной по величине относительно источника [2]. Результаты опытов с подвижными зеркалами, например опыты Майораны, согласуются с этим выводом, как показал М.Ф. Мишо [2, 95].

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  $\Omega$  лучи набирают разность хода, пропорциональную  $\Omega$  и меняют интерференционную картину. Опыт Саньяка считали противоречащим теории Ритца [9, 96], так как источник  $A$  неподвижен относительно контура из зеркал  $B, C, D$  и фотолампочки  $I$ , установленных на общей платформе. Поэтому полагали, что при движении в вакууме (т.е. в отсутствие переизлучения) скорость лучей в системе отсчёта источника не менялась бы и не создала бы разности хода [267, 9]. Но в теории Ритца свет сохраняет скорость равной  $c$  лишь относительно источника в инерциальной системе отсчёта [1]. А вращающаяся система движется с ускорением. Поэтому, согласно баллистической теории, инерциальное движение света позволяет выявить вращение в опыте Саньяка, равно как движущийся по инерции маятник выявляет вращение Земли в опыте Фуко. Аналогично устроены лазерные гироскопы на эффекте Саньяка [190].

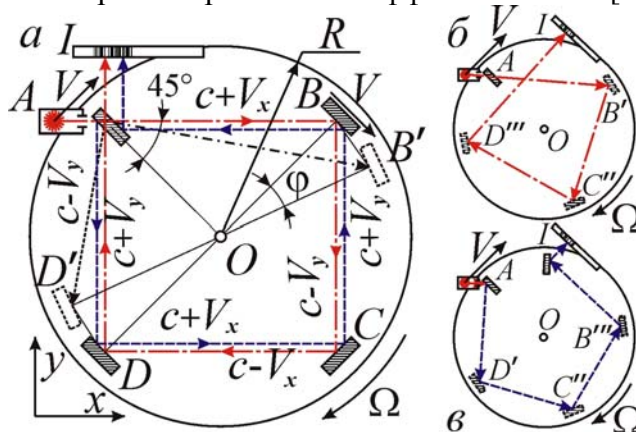


Рис. 3.1. Схема движения света в опыте Саньяка по баллистической теории (а). Справа – удлинение пути для луча света (*итрих-пунктир*), идущего в направлении вращения интерферометра (б), и сокращение пути для луча (*пунктир*), идущего против вращения (с).

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

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

где  $R$  – расстояние источника и зеркал до центра вращения  $O$ . Так, к моменту прихода света к зеркалу  $B$  оно сместится в  $B'$ , удлинив путь  $AB$  до  $AB' = L_1$  на расстояние  $\varphi R \sin 45^\circ$ , где  $\varphi = \Omega L/c$  – угол поворота контура за время  $L/c$  пролёта света вдоль  $AB$ . Приобретая скорость  $V_x$  источника  $A$ , свет пойдёт вдоль  $AB$  со скоростью  $c + V_x = c + V \sin 45^\circ$ . После отражения зеркалом  $B$  вдоль  $BC$ , фазовая скорость света сохраняется относительно источника и равна  $c - V_y = c - V \cos 45^\circ$ . Скорость света, отражённого вдоль  $BC$ ,  $CD$  и  $DA$ , равна скорости параллельных лучей от источника  $A$  [2, 68]. Время обхода светом контура  $AB'C'D''I$  составит

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

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  $L_2 = AD' = L(1 - \sin 45^\circ \Omega R/c)$ , и аналогичный расчёт времени обхода контура  $AD'C''B'''I$  даст  $T_2 \approx 4L_2/c$ .

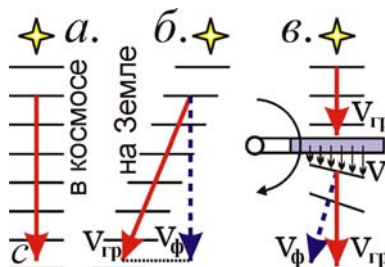
Итак, для замкнутого пути влияние скорости источника на скорость света нейтрализуется, и времена  $T_1, T_2$  отличаются от номинального  $T = 4L/c$  лишь за счёт изменения пути  $L$ . Тогда разность времён обхода  $\Delta T = T_1 - T_2 = 8\Omega R^2/c^2$ , а разница оптических путей

$$\Delta Tc = 4\Omega S/c, \quad (3.1)$$

где  $S = 2R^2$  – площадь контура, обходимого лучом. Это совпадает с результатом опыта Саньяка и аналогичных опытов, где формула (3.1) обобщается на случай контура произвольной формы. То есть, теория Ритца согласуется с опытом Саньяка. Поэтому ещё в 1914 г. Ганс Витте показал соответствие баллистической (эмиссионной) теории – опыту Саньяка [267].

Снова отметим, что лишь ускоренное, а не инерциальное движение источника создаёт разность хода, согласно классическому принципу относительности. Поэтому опыт с поступательным движением интерферометра, предложенный Г.Б. Малыкиным [9] и аналогичный опыту Майкельсона, по теории Ритца не выявит движения [2]. Расчётная разность хода в [9] порядка  $(V/c)^3$  – это, видимо, результат ошибки при разложении в ряд, так как эквивалентный расчёт в системе интерферометра даёт нулевой результат, не содержащий  $V$ .

В связи с опытами, где применялись подвижные зеркала, высказывалось и такое возражение: если в вакууме групповая скорость света, переизлучённого зеркалом, движущимся относительно источника, равна  $c + V$ , а фазовая равна  $c$ , то получается противоречие равенству фазовой и групповой скорости в вакууме, исключающем дисперсию. Однако в баллистической теории, в отличие от классической электродинамики, фазовая и групповая скорость могут не совпадать в вакууме [A48]. Яркий пример этого показывает aberrация звёздного света (§ 1.3): орбитальная скорость Земли меняет групповую скорость (скорость распространения световых лучей) по величине и направлению, тогда как фазовая скорость света, перпендикулярная фронтам световых волн сохраняется неизменной (Рис. 3.2). Таким образом, при aberrации в системе земного наблюдателя фазовая и групповая скорость не совпадают ни по величине ни по направлению, – ситуация аналогичная существующей в классической электродинамике для электромагнитных волн в замагниченной плазме. В 2015 г. неравенство фазовой и групповой скорости света в вакууме зафиксировано и в некоторых экспериментах [346].



**Рис. 3.2.** Примеры несовпадения фазовой и групповой скорости света в вакууме, согласно баллистической теории. Случай 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, которая, при сообщении свету, порождает зависимость его скорости от частоты

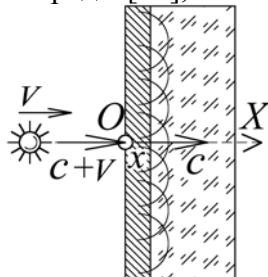
[А19]. Величина дисперсии ничтожна, но проявляется на гигантских космических дистанциях. В пользу этого, как показал Г.А. Тихов [178], А.А. Белопольский [76] и С.П. Масликов [94], свидетельствуют наблюдения двойных и переменных звёзд, а по В.А. Бунину – лабораторные измерения скорости света разных диапазонов электромагнитных волн [179].

С неверным представлением о соотношении фазовой и групповой скорости света связана также экспериментальная проверка теории Ритца в опыте Джемса и Стернберга [180, 16]. Идея их опыта состояла в следующем. Луч света переизлучался вращающейся пластинкой. От сообщения свету разными участками пластинки разной скорости, фронт световой волны должен повернуться (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 пластинки, не менял своего направления. Именно вектор групповой скорости света  $V_{гр}$  и задаёт направление распространения энергии, лучей света, как подтверждает аберрация звёздного света (Рис. 3.2). Таким образом, опыт Джемса и Стернберга не противоречит баллистической теории, однако его можно видоизменить так, чтобы свет падал на вращающуюся пластинку под углом. В этом случае при сообщении скорости света лучу, вектор групповой скорости света, действительно, должен менять своё направление, что можно зафиксировать с помощью телескопа. Подобный опыт выполнил М.И. Дуплищев при направлении луча света на диск из оргстекла. При этом было зафиксировано смещение луча света, соответствующее предсказанному баллистической теорией [174, 175]. Аналогичный опыт предложил и осуществил В.П. Селезнёв с тем же результатом [26].

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. Поэтому при постановке опытов по проверке баллистической теории следует целиком опираться на её математический аппарат и на её следствия. Более того, сами эти следствия, с вытекающими из теории Ритца свойствами света, можно применить в качестве дополнительных критериев её проверки.

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

Эксперименты с подвижными зеркалами имеют много общего с опытами, в которых свет распространялся в движущейся среде. В связи с этим отметим, что в работе [9] оспаривалось утверждение Ритца о том, что фазовая скорость света, отражённого зеркалом, равна  $c$  относительно источника [2], а не зеркала, которое в качестве вторичного источника сообщало бы свою скорость свету. Последнее верно для элементарного вторичного источника, но фазовая скорость света, отражённого зеркалом, задана интерференцией волн, переизлучённых ансамблем элементарных излучателей-электронов в толще зеркала, и результат её неочевиден. Так, скорость света в среде снижена до  $c/n$  ввиду интерференции падающей и вторичных волн, рассеянных электронами среды [97], хотя эти волны движутся со 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 теории Ритца.

В баллистической теории этот результат можно обобщить на случай источника, движущегося относительно среды, проверив соответствие теории – опыту Физо [2, 16]. Скорость света  $c^*$  в среде от источника, движущегося к границе среды со скоростью  $V$ , найдём по примеру расчёта в молекулярной оптике для неподвижного источника [97, 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  $\omega$  – циклическая частота падающей волны,  $k' = \omega/(c + V)$  – её волновое число. Волна возбуждает в среде вторичные волны со скоростью  $c$  и интенсивностью

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

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

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

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 номинальную 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 выше приведённому 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 [16, 18]. Тем самым теория Ритца объяснила опыт Физо и другие опыты с движением источников и сред, где анализ следует вести на основе молекулярной оптики. Это устранило неоднозначности в трактовке опытов У. Кантора, М.И. Дуплищева, Т. Бергмана [16, 18, 30] и др. Учёт переизлучения элементами оптических систем в ещё большей степени, чем в космосе, ставит под сомнение результаты лабораторных опытов по проверке теории Ритца.

Например, в опыте Кантора наблюдалось смещение интерференционных полос, соответствующее изменению скорости света, переизлучённого движущимися стеклянными пластинками, примерно на  $2/3$  величины скорости пластин [16, 193]. Поскольку в данном опыте измерялась фазовая скорость света, то, ввиду движения света по замкнутому пути, его средние скорости в прямом и обратном направлении не могли различаться, как в опыте Саньяка (§ 3.1), по крайней мере, в первом порядке малости по  $V/c$ . То есть, если бы опыт Кантора проводился в вакууме, его результат был бы нулевым. Действительно, опыт Кантора, повторенный Бергманом в вакууме, дал нулевой результат, не выявив влияния скорости пластин на скорость света [275]. Этот результат трактовали как подтверждение постоянства скорости света и противоречие баллистической теории [16]. Но, как показано выше, эта теория тоже предсказывает нулевой результат. Что же касается положительного результата эксперимента Кантора, то, видимо, он связан с тем, что на пути распространения света располагался воздух, который, за счёт переизлучения, снижал скорость света до значения  $c$ . Поэтому скорость света после отражения зеркалом уже не менялась, и в дополнительную разность хода вносил вклад только начальный участок пути, составлявший как раз около половины пути света.

С наличием воздуха в установке, видимо, связан и положительный результат опыта М.И. Дуплищева [174, 175]. В его установке свет проходил через движущийся брусок из оргстекла, и в интерферометре наблюдалось соответствующее смещение интерференционных полос. То есть опыт выявил влияние скорости источника на скорость света, так как от переизлучения воздухом лучи света оказывались в неравных условиях, что и позволило обнаружить разность скоростей света на замкнутом пути. Если аналогичный опыт будет повторен в вакууме, то его результат, согласно баллистической теории, будет отрицательным. Таким образом, при экспериментальном измерении фазовой и групповой скорости наличие среды, согласно баллистической теории, существенно влияет на исход эксперимента.

### § 3.3. Проверка постоянства скорости света фемтосекундными лазерами

Для однозначной проверки влияния скорости источника на скорость света предлагалось также применять фемтосекундные лазеры (В. Подгорный [61], В. Соколов [62]), длительность импульсов которых ( $\Delta t \sim 10^{-14}$  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

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

наберётся уже при разнице скоростей источников  $V \sim 100$  м/с, достижимой в лаборатории.

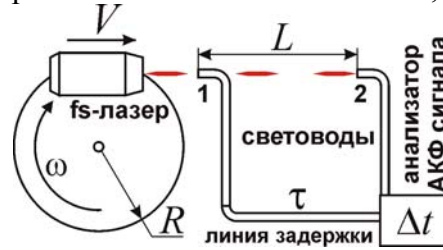


Рис. 3.4. Схема установки по измерению скорости света от подвижного *fs*-лазера.

Подобный опыт можно поставить в вакууме (для подвижного лазерного источника, либо выхода волоконного лазера, Рис. 3.4) или в воздушной среде, если применить неподвижный импульсный *fs*-лазер, навстречу которому со скоростью  $V = \omega R$  движутся два световодоприёмника, отделённых дистанцией  $L$ , скажем, на ободах центрифуг (Рис. 3.5). По измеренной автокоррелятором задержке импульсов  $\Delta t$  (относительно теоретической  $\tau = L/c$ , скорректированной путём ввода линии задержки  $\tau$  от первого приёмника в виде оптоволоконна), задающей скорость импульсов в системе приёмников, измеряется скорость света  $L/(\tau - \Delta t)$  и влияние на неё скорости источника относительно приёмников. Тогда переизлучение воздухом не меняет скорость света, т.к. источник неподвижен относительно воздуха. В этом случае вакуум желателен лишь для исключения влияния токов воздуха на исход опыта. Отметим, что в рамках СТО не должно наблюдаться изменения интервала регистрации импульсов первым и вторым приёмником, поскольку скорость  $V \ll c$ , и поправки могли бы обнаружиться только во втором порядке величины  $V/c$ , а не в первом, как в рамках теории Ритца.

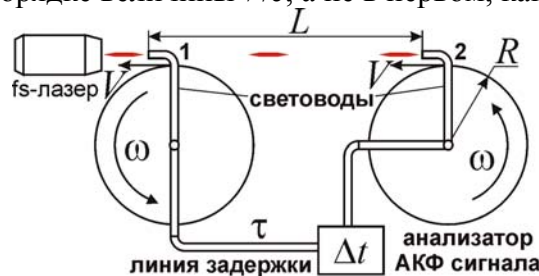


Рис. 3.5. Схема установки по проверке влияния скорости приёмников на относительную скорость света.

В схеме с подвижным лазерным источником фемтосекундный волоконный лазер можно разместить на ободу быстро вращающейся платформы. Тогда скорость лазерного луча вычисляется непосредственно по измеренной автокоррелятором задержке  $\Delta t$  между двумя сигналами с двух разнесённых на дистанцию  $L$  детекторов. Сигнал с первого детектора должен поступать в автокоррелятор через линию задержки (например, через световод) с постоянной задержкой  $\tau = L/c$  (Рис. 3.4). Тогда автокоррелятор непосредственно измеряет дополнительную задержку  $\Delta t = LV/c^2$ , вносимую движением лазерного источника. Варьируя путь  $L$  и скорость движения  $V$  или вращения  $\omega$  платформы, т.е. скорость  $V$  источника, можно проверить с помощью автокоррелятора пропорциональность задержки  $\Delta t$  – этим величинам, и отсюда сделать вывод о наличии или отсутствии баллистической зависимости  $\Delta t = LV/c^2$ .

Возможна и другая схема эксперимента – с использованием одного детектора и двух подвижных лазерных источников, синхронно генерирующих импульсы (Рис. 3.6.а) или двух ответвлений волоконного стационарного лазера, подвижно с ним соединённых через перископическую систему зеркал на оси вращения (Рис. 3.6.б). Их можно разместить в диаметрально противоположных точках 1 и 2 обода крутящейся платформы, так что один источник движется к детектору со скоростью  $V = \omega R$ , а другой – удаляется со скоростью  $V$ . Тогда фотодетектор и автокоррелятор на расстоянии  $L$  непосредственно зарегистрируют задержку



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

набранную импульсами на пути  $L$ . Чтобы расстояния от источников до фотодетектора совпали, следует сколлимировать лазерные пучки таким образом, чтобы фотодетектор регистрировал свет лишь из тех положений платформы, в которых он равноудалён от источников. А генерация импульсов должна происходить синхронно с прохождением этого положения.

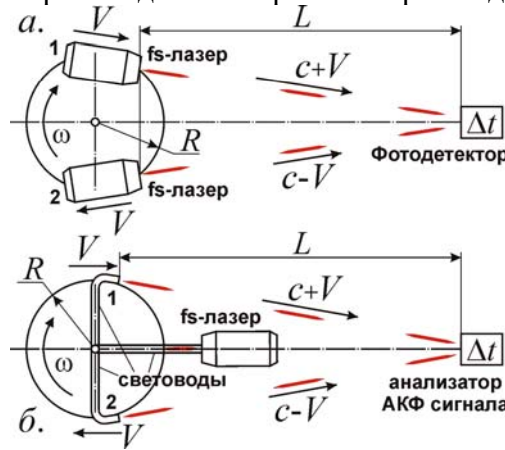


Рис. 3.6. Схема установок по сравнению скоростей света от источников с разной скоростью.

Другая возможность состоит в применении генераторов непрерывного лазерного излучения, установленных на вращающемся диске. При расходимости лазерных лучей  $\varphi = 0,001^\circ$  длительность импульса будет определяться интервалом попадания лазерного луча в детектор, который равен  $\tau = \varphi T/360^\circ$ , где  $T$  – период вращения диска. При частоте вращения 1000 об/с, получим  $T = 0,001$  с, откуда  $\tau = 3 \cdot 10^{-9}$  с. Поскольку генераторы непрерывного излучения (скажем, лазерные диоды) проще и компактней фемтосекундных лазерных генераторов, то их проще разместить на ободе центрифуг и сообщить им высокую скорость вращения.

Поскольку длительность импульса  $\tau = 3 \cdot 10^{-9}$  с, то регистрируемое время задержки  $\Delta t = 2LV/c^2$  должно быть не меньше. То есть при  $V \sim 100$  м/с дистанция  $L$  должна быть не менее  $\tau c^2/2V \sim 1400$  км. Подобный эксперимент может быть поставлен только в космосе, где велики пролётные дистанции  $L$ , а поглощение и переизлучение в космическом вакууме 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  $L$ . При этом в расчётах следует учесть появление добавочной задержки  $\Delta t' = 2R\alpha/c$ , вызванной влиянием абберационного угла  $\alpha = V/c$ , за счёт тангенциальной скорости источника излучения (спутника), ведущей к появлению добавочной разности хода у одновременно испущенных лучей и к их несинхронной регистрации. Однако при скорости спутника  $V \sim 10$  км/с и  $R \sim 1$  м эта поправка достигает  $\Delta t' = 2RV/c^2 \sim 2 \cdot 10^{-13}$  с, то есть должна учитываться лишь при использовании фемтосекундных импульсов ( $\Delta t' \sim 10^{-14} - 10^{-15}$  с) и детекторов, регистрирующих соответствующие  $\Delta t$ .

Космические скорости можно реализовать и в земных лабораториях. Так, при выстреле металлического кольца магнитокумулятивным генератором из взрывомагнитной установки достигнута скорость кольца  $V \sim 100$  км/с [136]. Эта скорость превышает третью космическую и составляет 0,03 % от скорости света  $c$ . Тогда при укреплении на кольце лёгкого генератора лазерных импульсов (например, полупроводникового лазера) или при использовании зеркального кольца (отражающего фемтосекундные лазерные импульсы) на дистанции  $L \sim 10$  м получим  $\Delta t = LV/c^2 \sim 10^{-12}$  с = 10 пс. То есть, зависимость скорости света от скорости лазерного источника (или зеркала) легко проверить, непосредственно измеряя скорость света по сигналам двух разнесённых на расстояние  $L$  фотодетекторов с быстродействием  $\sim 1$  пс (как у МПМ-фотодетекторов, обладающих быстродействием  $\sim 500$  ГГц [138]), либо сравнимая моменты регистрации импульсов, излучённых двумя источниками, один из которых 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 подвижного источника относительно неподвижного составляло не более  $\Delta t c \sim 3$  мм.



Во избежание переизлучения в материале детекторов, луч света не должен проходить сквозь оба детектора – детекторы должны быть разнесены в поперечном направлении и регистрировать разные участки фронта лазерного импульса.

Помимо изучения зависимости скорости света от скорости источника, указанные методы позволят уточнить значение  $c$ , т.к. измерение моментов регистрации с точностью  $\sim 3 \cdot 10^{-15}$  с на пути в 1000 м, который свет проходит за  $3 \cdot 10^{-6}$  с, позволит измерять скорость света с точностью до  $3 \cdot 10^{-15} / 3 \cdot 10^{-6} \sim 10^{-9}$  её величины, то есть с точностью  $\sim 0,3$  м/с. Тем самым можно проверить постоянство скорости света и её зависимость от других факторов – от длины волны, гравитационного потенциала, направления распространения света и т.д.

### § 3.4. Схемы опытов по проверке эффекта Ритца в лазерной физике

Современные лазерные источники применимы и для проверки эффекта Ритца (§ 1.2). Для трансформации частоты света на проценты или в разы, в формуле (1.14) на длине  $r = L$  для преобразования длины волны  $\lambda$ , частоты  $f$  и длительности  $\Delta t$  лазерного импульса

$$\lambda' = c dt' = \lambda \left( 1 + \frac{La_r}{c^2} \right), \quad f' = 1/dt' = f \left( 1 + \frac{La_r}{c^2} \right)^{-1}, \quad \Delta t' = \Delta t \left( 1 + \frac{La_r}{c^2} \right), \quad (3.5)$$

и соответственно для преобразования пиковой мощности  $P$  и амплитуды оптического поля  $E$

$$P' = P \frac{\Delta t}{\Delta t'} = P \left( 1 + \frac{La_r}{c^2} \right)^{-1}, \quad E' = E \left( 1 + \frac{La_r}{c^2} \right)^{-1/2} \quad (3.6)$$

следует обеспечить  $La_r/c^2 \sim \pm 1$ . Поэтому для лабораторных дистанций  $L \sim 1$  м требуется

$$a_r \sim \pm c^2/L \sim \pm 10^{17} \text{ м/с}^2.$$

Это ускорение недостижимо для светоизлучающих приборов, но его легко сообщить электронам или ионам, способным излучать свет либо самостоятельно (если источниками света служат возбуждённые ионы), либо служить переизлучающими центрами.

Такое ускорение типично для элементарных частиц, летящих с околосветовыми скоростями  $V \sim c$  в магнитном поле циклических ускорителей (синхротронов) с радиусом орбит  $R \sim 1$  м (Рис. 3.7). При этом центростремительное ускорение  $a = V^2/R \sim 10^{17}$  м/с<sup>2</sup>. Поэтому в синхротроне эффект Ритца позволит преобразовывать внешнее лазерное излучение при рассеянии на движущихся электронах. Как правило, лазерные импульсы, рассеянные электронами, преобразуют по эффекту Доплера при достижении лоренц-фактором значений  $\gamma \gg 1$  [29, с. 171], что требует мощных ускорителей с большим расходом энергии, а значит, с низким КПД преобразования света. Напротив, эффект Ритца позволит трансформировать излучение даже при  $\gamma \sim 1$  в компактных циклотронах, синхротронах и накопителях малой мощности с низкими синхротронными потерями, поскольку уже при  $V \sim c$  центростремительное ускорение электронов  $a \sim a_0 \sim 10^{17}$  м/с<sup>2</sup> (при  $L \sim R \sim 1$  м). При  $\gamma \sim 1$  рассеянное излучение электрона не обладает острой направленностью синхротронного излучения, и максимальная эффективность преобразования частоты ритц-эффектом будет достигнута для излучения вдоль вектора ускорения  $a$  электрона, то есть поперёк его скорости и вдоль радиуса орбиты.

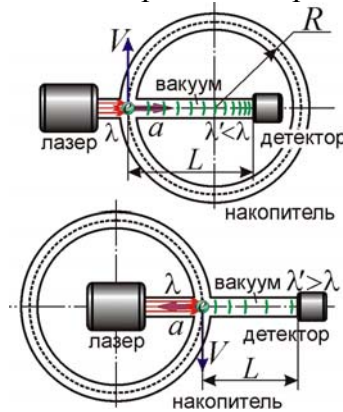


Рис. 3.7. Схемы трансформаторов частоты лазерного излучения при рассеянии на банчах электронов, циркулирующих в накопителе: для сокращения длины волны  $\lambda$  (вверху) или для растяжения  $\lambda$  (внизу).

Поскольку при  $V \sim c$  время  $\tau \sim R/V$  пролёта банча электронов через область лазерного облучения – порядка наносекунды, то длительность преобразуемых лазерных импульсов должна быть того же порядка:  $\Delta t \leq \tau$ . Удобно применить генераторы наносекундных или пи-

косекундных лазерных импульсов, частота повторения которых совпадает с частотой обращения электронных сгустков – с частотой ускоряющего поля в синхротроне или накопителе электронов. Габариты установки по трансформации света можно сократить в разы при пропорциональном сокращении габаритов  $L$  и  $R$  до нескольких см. А уменьшив радиус орбиты электрона  $R$  до 100 мкм, без изменения базы  $L \sim 1$  м, скорость электронов можно снизить до  $V \sim c(R/L)^{1/2} \sim 0,01c$  (достижимой уже в электронной пушке), существенно сократив энергозатраты на разгон электронов, генерацию магнитного поля и сократив габариты установки.

Отметим, что для преобразования 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. меняется и направление скорости, и направление на источник  $A$ .

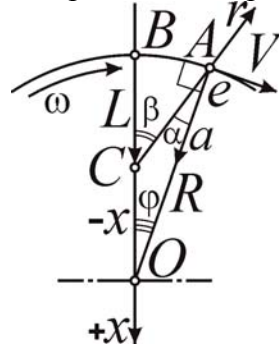


Рис. 3.8. Схема движения электронов по орбите синхротрона и изменения их лучевой скорости относительно приёмника  $C$ .

Из Рис. 3.8, где изображена орбита электрона  $e$ , видно, что лучевая скорость (проекция скорости  $V$  на  $\mathbf{r}$  – луч зрения  $CA$  из приёмника  $C$ ) равна  $V_r = V \sin \alpha$ , где  $\alpha = \beta - \varphi$ . При малости углов  $\beta$  и  $\varphi$ , опирающихся на дугу  $AB$ , найдём  $\beta \approx \varphi OB/CB = \varphi R/L$ . Отсюда  $V_r = V \sin[\varphi(R - L)/L] \approx -V\varphi x/L$ , 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

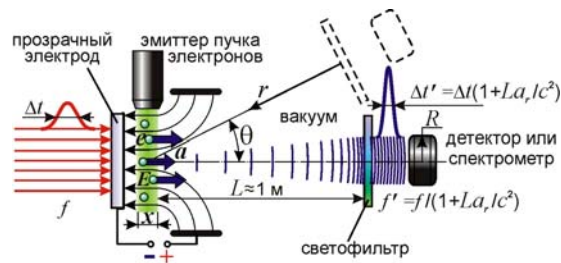
$$f' = f(1 + La_r/c^2) = f/(1 - xV^2/Rc^2). \quad (3.7)$$

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 ( $L = 0$ ,  $x = -R$ ), и в окрестности точки  $B$  это движение можно считать прямолинейным, найдём  $f' = f(1 + V^2/c^2)$ . По сути, эффект Ритца переходит в выражение поперечного эффекта Доплера, но удвоенной величины (§ 3.6). При этом частота меняется не от вариаций скорости  $V$ , а от изменения направления  $CA$  на источник. Аналогичный результат получен в рамках классического эффекта Доплера в системе отсчёта приёмника [A22], см. § 3.6. Это ещё раз показывает частичную эквивалентность и дополнительность эффектов Доплера и Ритца (1.15), в ряде случаев переходящих один в другой, в зависимости от системы отсчёта [A48].

Наконец, в третьем предельном случае, когда  $L \gg R$  ( $x \approx L$ ), можно пользоваться классической формулой (3.5), приняв  $a_r \approx a = V^2/R$ , так как при движении источника, ввиду его удалённости, направление на источник практически не меняется. Именно этот случай реализуется для звёзд и галактик, где радиусы орбит  $R$  исчезающе малы по сравнению с расстоянием  $L$  до них (см. Глава 1). Наиболее общий случай преобразования частоты света при разных вариантах движения источника и приёмника рассмотрен в работе В.П. Золотухина [238].

Для придания электронам ускорения  $a_r \sim \pm 10^{17}$  м/с<sup>2</sup> 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/с<sup>2</sup> 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  $E \sim 10^{12}$  В/м [29].



**Рис. 3.9.** Схема установки по проверке эффекта Ритца, преобразующего частоту света  $f$  и длительность  $\Delta t$  лазерных импульсов, рассеянных ускоренно движущимися электронами.

Предложим схему установки по проверке эффекта Ритца и трансформации частоты света (Рис. 3.9), в виде вакуумной камеры (Рис. 3.10), где пучок электронов или ионов приобретает в поле  $E$  ускорение  $\sim 10^{17}$  м/с<sup>2</sup>. Лазерное импульсное излучение с несущей частотой  $f$  и длительностью импульса  $\Delta t \sim 1$  пс фокусируется на пучке, претерпевая томсоновское рассеяние на электронах (или ионах), играющих роль вторичных источников излучения частоты  $f$ . Переизлучённый свет, проходя в вакууме путь  $L \sim 1$  м до светофильтра (отсекающего излучение частоты  $f$ ), попадает в спектрометр или детектор, которые в случае справедливости эффекта Ритца зафиксируют сигнал изменённой длительности  $\Delta t'$  и частоты  $f'$  (3.5).

Данный метод преобразования несущей частоты и компрессии импульсов, в случае подтверждения, позволит сжимать длительность импульсов и повышать несущую частоту без разгона частиц до околосветовых скоростей. Тем самым метод позволит применять простое оборудование при малом расходе энергии, производя компрессию с высоким КПД. Действительно, поскольку в данном методе существенно ускорение излучающих частиц, а не их скорость (как в эффекте Доплера), то ускорение должно составить  $a \sim 10^{17}$  м/с<sup>2</sup>, и скорость, которую успеют набрать частицы за время воздействия лазерного импульса  $t = 10^{-14}$  с, составит  $V = at = 10^3$  м/с, то есть умеренную величину, сравнимую с тепловой скоростью атомов.

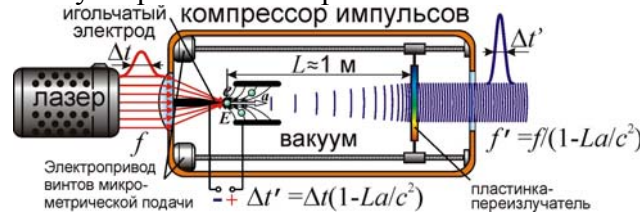
Таким образом, оптический компрессор импульсов представляет собой вакуумированный баллон (Рис. 3.10), в который через окно-линзу заводится преобразуемое лазерное излучение, проходящее затем через прозрачный электрод (подобные электроды установлены в жидкокристаллических экранах и могут быть выполнены из материалов, устойчивых к лазерному излучению, в том числе из графена). Свет фокусируется на пучке электронов или ионов, эмитируемых из электрода, к которому, как к первому, приложено постоянное или переменное напряжение, меняющееся с частотой генерации лазерных импульсов. После рассеяния на электронах или ионах, ускоренных электрическим полем, излучение выходит через отверстие во втором электроде или через электрод в виде сетки. Затем на пути свободного пролёта  $L$  импульс преобразуется по эффекту (3.5), (3.6), сокращая свою длительность  $\Delta t'$  и повышая частоту несущей  $f'$ . В итоге преобразованный импульс выходит через второе окно компрессора. Степень сжатия импульса регулируется путём изменения величины и направления поля  $E$ , то есть – изменением ускорения  $a$ , или меняя пролётную дистанцию  $L$ , отдаляя или приближая переизлучающую пластину, гасящую неравенство скоростей у лучей света.



**Рис. 3.10.** Инерционный преобразователь частоты и компрессор импульсов, действующий по принципу ускорения излучающих и переизлучающих частиц электрическим полем  $E$ .

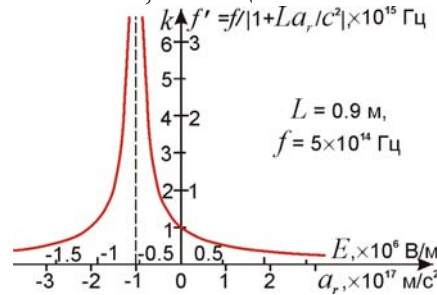
Поскольку электроды плоские и поле между ними – это поле плоского конденсатора, то поле получается достаточно однородным, что является условием приобретения всеми электронами равных ускорений для одинакового коэффициента преобразования частоты. Отметим, что для эксперимента можно применить уже готовые фотоэлектронные катоды (ФЭК), представляющих собой катод и сетку, помещённые в вакуумную колбу. При освещении катода лазерным излучением из него вылетают электроны, попадающие в сильно электрическое поле между катодом и сеткой. Это поле достигает как раз критической величины  $\sim 10^6$

В/м и, таким образом, может быть использовано для наблюдения эффекта Ритца при рассеянии лазерного излучения на ускоряемых электронах.



**Рис. 3.11.** Компрессор импульсов, где электроны или ионы приобретают высокие ускорения за счёт высокой напряжённости поля возле острия игольчатого электрода, на котором фокусируется преобразуемое лазерное излучение.

Высоких значений  $E$  можно также достичь путём микроминиатюризации электродов (Рис. 3.11). 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 напряжении  $U = 1$  В. Таким образом, трансформатор частоты способен работать от батарейки, если фокусировать свет лазера непосредственно перед остриём, с которого идёт эмиссия электронов. Остриё может служить эффективным источником электронов и ионов за счёт автоэлектронной, автоионной и холодной эмиссии, или от освещения лазерным излучением. Применение электрода в виде острия позволит выполнить второй электрод в виде цилиндра, вместо электрода с отверстием или сеткой, который может вести к переизлучению света, тем самым нейтрализуя преобразование частоты. Эффект Ритца может быть проверен рассмотренным способом и для непрерывного излучения возбуждённых ионов, помещённых в электрическое поле  $E \sim 10^9$  В/м.



**Рис. 3.12.** График изменения частоты  $f'$ , преобразованной по эффекту Ритца, в зависимости от поля  $E$  и ускорения  $a_r$  электронов.

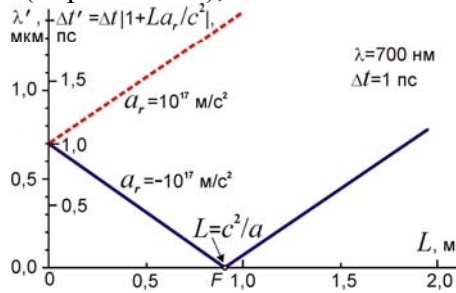
В рассмотренной выше схеме установки по проверке эффекта Ритца (Рис. 3.9, Рис. 3.10) трансформированная частота  $f'$ , как видно из (3.5), зависит от лучевого ускорения электронов  $a_r$ , а значит, от ускоряющего поля  $E$ . При  $a_r = -c^2/L$  частота  $f'$  стремится к бесконечности (Рис. 3.12), и малая вариация  $a_r$ , в ходе изменения  $E$  или  $L$ , вызывает гигантское изменение частоты  $f'$ . Это открывает простой способ перестройки частоты света из оптического в УФ-, рентгеновский и гамма-диапазон. При обратном знаке поля и ускорения частота снижается, что позволит трансформировать оптическое излучение в инфракрасное и терагерцовое. В рамках общей теории относительности (ОТО) ускорение тоже ведёт к вариации частоты. Однако для рассмотренной схемы ОТО не предсказывает сдвига частоты (3.5), поскольку для их создания приёмник излучения должен ускоряться вместе с источником, а в установке он покоится.

Эффект Ритца отличен и от эффекта Доплера, который не меняет частоту в ходе переизлучения в прямом направлении. А скорости, приобретаемые частицами за время пикосекундного лазерного импульса  $\Delta t \sim 10^{-12}$  с, составят  $V = a_r \Delta t \sim 10^5$  м/с, то есть, – недостаточны для доплеровского преобразования частоты света в разы или для генерации квантов высокоэнергичного тормозного излучения. Генерация пучка электронов и электрического поля короткими импульсами, синхронными с лазерными импульсами, позволит сократить затраты энергии на эмиссию, разгон частиц и упростить схему генератора высокого напряжения.

Таким образом, поле следует налагать импульсами, во-первых, синхронными с лазерными, во-вторых, их длительность должна быть порядка длительности лазерных импульсов, составляя от  $10^{-12}$  до  $10^{-9}$  с. Малая длительность импульса не только снизит расход энергии, но и позволит генерировать рекордные напряжённости поля простыми приборами, скажем, искровым разрядником, трансформатором Тесла и т.д. Именно искровой разрядник позволил



Г. Герцу создать в 1888 г. электрические импульсы рекордно малых длительностей, периодов и высокой частоты повторения (порядка ГГц), когда не было высокочастотных генераторов.



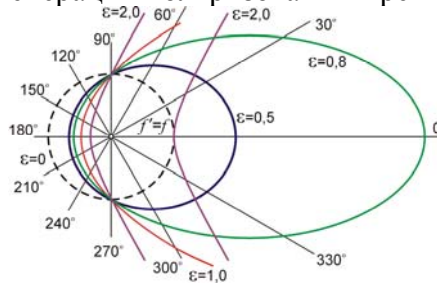
**Рис. 3.13.** График изменения длины волны  $\lambda'$  и длительности импульса  $\Delta t'$  по эффекту Ритца, в зависимости от расстояния приёмника  $L$ .

Главная особенность эффекта Ритца – это зависимость (3.5) частоты, длины волны и длительности импульса света – от дистанции  $L$ , пройденной светом в вакууме (Рис. 3.13). Анализ этой зависимости при вариациях  $L$  – это основной критерий проверки эффекта Ритца.

Ещё одним критерием служит анализ зависимости  $f'$  от угла  $\theta$  (Рис. 3.9), под которым регистрируют излучение. Поскольку эффект Ритца (3.5) зависит не от модуля ускорения  $a$ , но от его проекции  $a_r = -a \cos \theta$  на луч зрения  $r$ , то для него должна выполняться зависимость

$$f' = \frac{f}{1 - \frac{La}{c^2} \cos \theta}. \quad (3.8)$$

В полярных координатах зависимость (3.8) соответствует эллипсу (Рис. 3.14) с фокусом в полюсе (источнике), а параметр  $\varepsilon = La/c^2 < 1$  – эксцентриситету эллипса. При критическом значении эксцентриситета  $\varepsilon = 1$  эллипс вырождается в параболу, а максимальная частота  $f'$  стремится к бесконечности. При  $\varepsilon > 1$  зависимость (3.8) соответствует ветви гиперболы ( $\varepsilon > 1$ ), и частота обращается в бесконечность в направлении  $\theta_0 = \arccos(c^2/La)$  асимптот гиперболы с эксцентриситетом  $\varepsilon$ . В пределах угла  $|\theta| < \theta_0$ , где знаменатель отрицателен (т.к. задние фронты обгоняют передние), берётся модуль частоты: зависимость изобразится второй, но зеркально обращённой (относительно полюса) ветвью гиперболы. Поскольку томсоновское рассеянное излучение линейно поляризовано, то полученное при его трансформации излучение тоже будет линейно поляризованным, особенно при наблюдении под большими углами  $\theta$ . Это открывает путь генерации поляризованных рентгеновских и гамма-пучков.



**Рис. 3.14.** 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 и длины волны, периода световых колебаний (Рис. 3.13), с пропорциональным уширением спектра. Поэтому длительность импульса, ограниченная снизу исключительно шириной спектра и периодом световых колебаний [29], 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, то есть волновые фронты, испущенные в разные моменты, приходят к приёмнику одновременно. При этом сохраняется основное свойство лазерного излучения – его когерентность: несмотря на сжатие импульса до длительности  $\Delta t' \ll \Delta t$ . Действительно, для спектрально-ограниченного сигнала уменьшение длительности сопровождается уширением спектра, так что ширина спектра  $\Delta f' = 1/\Delta t' \gg 1/\Delta t = \Delta f$ , т.е. много больше начальной ширины спектра. Это естественно, поскольку пропорционально частоте  $f'$  растёт ширина спектра  $\Delta f'$ . Но отношение  $\Delta f'/f'$  не меня-

ется и остаётся равным начальному  $\Delta f/f \ll 1$ , т.е. излучение остаётся практически монохроматичным. Отметим, что при бесконечном сокращении длины волны  $\lambda$ , при постоянной апертуре  $D$ , бесконечно уменьшается и дифракционная расходимость пучка  $\theta \sim \lambda/D$ , то есть, возможна реализация абсолютно не расходящихся пучков, применимых например, в дальней космической связи. Неограниченное сжатие импульсов и бесконечный рост их пиковой мощности  $P'$  становится возможным и за счёт того, что сжатие импульса протекает в ходе движения импульса в вакууме, а не в среде, где предельная мощность импульса ограничена нелинейными эффектами, поглощением и пробоем среды под действием мощного излучения.

Оценим мощность преобразованных импульсов. Если исходное излучение обладает мощностью  $P_0$ , то мощность рассеянного электронами излучения составит  $P = P_0(1 - e^{-\tau}) \approx P_0\tau = P_0N\sigma_T x$ , 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,  $\sigma_T = (8\pi/3)r_0^2 \approx 6,65 \cdot 10^{-29}$  м<sup>2</sup> – эффективное сечение томсоновского рассеяния,  $r_0$  – классический радиус электрона. При концентрации электронов  $N = 10^{26}$  м<sup>-3</sup> [63] (достижимой при фотоэмиссии лазерным импульсом из фольги или в пучках взрывной электронной эмиссии, с импульсами  $\sim 100$  пс [64]), 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 мощностью равной, или выше исходной:  $P' \sim P \cdot 10^5 \sim P_0$ .

Таким образом, удастся генерировать монохроматическое 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. Также открывается возможность создания пучков когерентного рентгеновского и гамма-излучения со свойствами лазерного излучения, в случае обеспечения высокой однородности электронного пучка и поля  $E$ . Тогда параллельный лазерный пучок, проходя сквозь электронный пучок, когерентно рассеется электронами в прямом направлении в такой же параллельный световой пучок, преобразуемый далее по эффекту Ритца. Для этого следует исключить малейшие неровности волновых фронтов, например, с помощью методов коррекции волнового фронта [190]. В противном случае при сближении фронтов до расстояния  $\lambda'$  в тысячи раз меньше исходной длины волны  $\lambda$ , малые неровности фронтов проявятся в виде вариаций длины волны вдоль фронта.

Отметим, что идеально однородное поле создать проблематично, поскольку в одном из электродов есть отверстие для излучения, и электронный пучок создаёт собственное неоднородное поле, наложенное на внешнее и создающее неоднородности концентрации электронов. Чтобы все электроны пребывали в одинаковом поле  $E$  и обретали одинаковые ускорения, электронный пучок следует фокусировать, фокусируя в ту же точку лазерный пучок. Это обеспечит одинаковое преобразование частоты излучения всеми электронами, но рассеяние будет уже некогерентным и ненаправленным. В этом случае мощность рассеянного сигнала, поступающая в телесный угол  $\Omega = \pi R^2/L^2$  (в апертуру детектора радиуса  $R$ ), составит

$$P_\Omega = P_0 N x \Omega d\sigma/d\Omega, \quad (3.9)$$

где  $d\sigma/d\Omega = \sigma_T(3/16\pi)(1 + \cos^2\theta)$  – дифференциальное сечение томсоновского рассеяния. При  $\theta = 0^\circ$ ,  $R/L \sim 0,05$  и 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

$$P'_\Omega = \frac{P_\Omega}{1 + La_r/c^2} = P_0 \frac{3N\sigma_T x \Omega}{16\pi} \cdot \frac{1 + \cos^2\theta}{1 - \varepsilon \cos\theta}. \quad (3.10)$$

На Рис. 3.15 представлены диаграммы направленности излучения по энергии импульса (пропорциональной  $P_\Omega$ ), и по его пиковой мощности  $P'_\Omega$  (3.10). При  $\varepsilon < 1$  максимум пиковой мощности достигается в прямом направлении ( $\theta = 0^\circ$ ), где максимальна частота (Рис. 3.14).

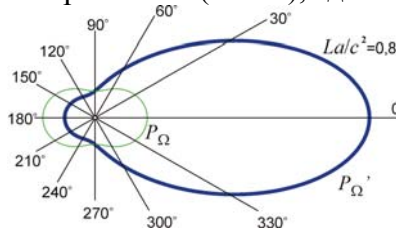


Рис. 3.15. Диаграмма направленности рассеянного излучения по энергии импульсов (или пиковой мощности  $P_\Omega$  в момент рассеяния) и по пиковой мощности  $P'_\Omega$ , изменённой по эффекту Ритца.



Эксперимент, отчасти напоминающий рассмотренный, ещё в 1950 г. планировал академик С.И. Вавилов, как раз имея в виду проверку баллистической теории. Будучи пионером нелинейной оптики, в 1942 г. он заинтересовался трансформацией оптического спектра в вакууме [65], аналогичного 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 [66], никакого положительного результата не дали» [65, 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 [67]. 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, что не только не могли наблюдаться предсказанные Вавиловым эффекты, но и баллистическая теория не могла быть проверена [68].

### § 3.5. Эффект генерации гармоник при модуляции скорости света

Электроны, атомы и наночастицы можно ускорять и давлением света  $p = 2I/c$  (Рис. 3.16). Оно сообщает частице радиуса  $r \sim 10^{-9}$  м, плотности  $\rho \sim 10^3$  кг/м<sup>3</sup> и массы  $M = 4\pi r^3 \rho/3$ , ускорение  $a = p/r \sim I/c\rho r \sim 10^{17}$  м/с<sup>2</sup> уже при интенсивности света  $I \sim I_0 \sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>, достижимой в фемтосекундных импульсах [29]. Фемтосекундные импульсы способны ускорять также электроны посредством пондеромоторной силы (действующей при релятивистских скоростях), полем кильватерной волны в плазме и т.п. [29]. В таком случае лазерное излучение, ускоряя частицы, переизлучается ими и далее преобразуется по эффекту Ритца.

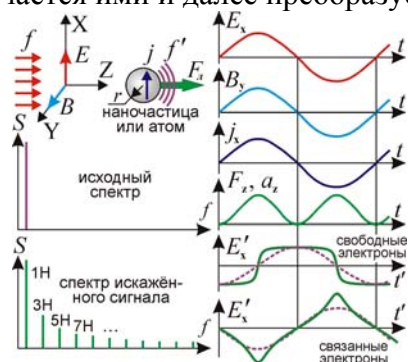


Рис. 3.16. Схема формирования спектра гармоник за счёт искажения профиля волны, переизлучённой ускоренно движущимися частицами.

Действительно, в опытах наблюдается преобразование фемтосекундных лазерных импульсов оптического диапазона в аттосекундные импульсы рентгеновского диапазона, после рассеяния фемтосекундных импульсов на электронах, ускоренных лазерным импульсом [69]. Эффект интерпретируют как доплеровский рост частоты при отражении импульсов «электронным зеркалом». Однако это преобразование может быть также результатом изменений частоты эффектом Ритца, что легко проверить путём проверки в эксперименте зависимостей (3.5–3.10), которые не выполняются в случае доплеровского преобразования частоты.

Поскольку в импульсе от изменения интенсивности по времени меняется и ускорение атомов, то разные части импульса сжимаются в разной степени: пьедестал импульса, где интенсивность излучения мала, почти не сжимается. Поэтому, строго говоря, импульс сохраняет прежнюю длительность, и лишь обостряется – сжимается его вершина (то же самое происходит при чирп-компрессии, т.к. линейная модуляция частоты возникает возле вершины импульса), которая действительно может быть сокращена до аттосекундной длительности.

Впрочем, и на вершине импульса, где интенсивность света не меняется ( $dI/dt = 0$ ), давление света осциллирует. Обычно давление света постоянной интенсивности  $I$  на частицу считают постоянным, ввиду его усреднения по времени и поверхности макрообъектов. Но для частиц размером менее длины волны  $\lambda$  сила давления света осциллирует на удвоенной частоте  $f$  колебаний светового поля. Переменное давление, модулируя ускорение  $a$  частиц и величину эффекта Ритца (3.5), исказит профиль переизлучённой волны, формируя нечётные гармоники несущей частоты  $f$  [A13]. Гармоники с номерами  $H > 1$  возникнут уже при  $I \ll I_0$ ,

а при  $I \sim I_0$  мощности, заключённые в гармониках  $Hf$  и исходном излучении частоты  $f$ , окажутся сопоставимы. Гармоники реально регистрируют в генераторах аттосекундных импульсов, где в фокусе фемтосекундного лазера атомы и наночастицы под действием светового давления получают гигантские ускорения – до  $10^{23}$  м/с<sup>2</sup> [29]. Таким образом, регистрируемые в итоге 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

$$E(t) = E_0 \sin(\omega t) \text{ и } B(t) = B_0 \sin(\omega t)$$

линейно поляризованной волны с циклической частотой  $\omega$ . Временная зависимость силы Лоренца  $F_L$ , – давления света на частицу радиуса  $r$  и проводимости  $\sigma$  задана выражением

$$F_L(t) \sim r^3 j(t) B(t) = r^3 \sigma E_0 B_0 [1 - \cos(2\omega t)]/2. \quad (3.11)$$

Как видно из (3.11)  $F_L$  быстро меняется от осцилляций поля  $B(t)$  и плотности тока  $j(t) = \sigma E(t)$  в частице, модулируя с частотой  $2\omega$  её ускорение  $a = F_L(t)/M$ . Тогда профиль волны, переизлучённой электронами проводимости (у которых в фазе с полем  $E$  меняется плотность тока  $j$  и, соответственно, скорость), исказится, приобретя форму близкую к импульсам меандра:

$$E'(t) = E_0 [\cos(\omega t) - \cos(3\omega t)/3 + \cos(5\omega t)/5 - \dots]; \quad (3.12)$$

а у волны, переизлучённой связанными электронами (у которых в фазе с  $E$  меняется ускорение и в противофазе – смещение), – форму близкую к треугольным импульсам (Рис. 3.16):

$$E'(t) = E_0 [\cos(\omega t) + \cos(3\omega t)/9 + \cos(5\omega t)/25 + \dots]. \quad (3.13)$$

Таким образом, спектр образуют нечётные гармоники частоты  $f$ , вплоть до гармоник предельной частоты  $f_{\max}$ , синтезирующих самый острый или самый крутой участок профиля.

В опытах спектр аттосекундных импульсов, формируемых фемтосекундными импульсами в струе газа или при абляции поверхности, образован как раз нечётными гармониками [29]. За резким спадом мощности первых гармоник идёт медленное убывание – «плато», подобное асимптотическому убыванию  $1/H$  гармоник «меандра» с обрывом на частоте  $f_{\max}$ . Реализацию данного механизма можно проверить, изучив зависимость спектра импульсов от дистанции  $L$ , наращивающей искажения  $E'(t)$ . Действительно, зависимости (3.12) и (3.13) приближённо отражают форму графика  $E'(t)$ , когда амплитуда ускорения рассеивающих частиц близка к критической  $a = c^2/L$ . При меньших интенсивностях света искажения соответственно ниже и мощности гармоник снижены. При увеличении дистанции  $L$  отклонения графика  $E'(t)$  от гармонического растут, и интенсивности высших гармоник нарастают. Этот эффект аналогичен клистронному (для которого тоже наблюдается преобразование исходной частоты, с которой модулируется скорость потока электронов, в спектр гармоник [248]) и поэтому может быть рассмотрен математически с помощью аналогичных формул.

Отметим, что эффект изменения спектра аттосекундных импульсов в зависимости от пройденного светом пути, реально наблюдается [265, 304]. Однако этот эффект интерпретируют как результат пространственной селекции гармоник [364]. 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 обладающие большей угловой расходимостью, частично отсеиваются, что подтверждается изменением спектра при изменении диаметра диафрагмы, ограничивающей пучок [265, 304]. Проверить, какой из механизмов преобразования спектра преимущественно реализуется, можно, изучив характер роста интенсивности высших гармоник при отдалении спектрометра от источника, предсказанный баллистической теорией. Другим критерием проверки послужит исследование вариаций спектра в ходе пропорционального увеличения апертуры спектрометра (ирисовой диафрагмой) и расстояния до источника, что исключает пространственную селекцию траекторий. Тогда зависимость спектра от расстояния будет свидетельствовать в пользу теории Ритца.

При действии 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 ведёт к искажению профиля электромагнитной волны  $E'(t)$  [264]. Но в этом случае при не слишком высоких амплитудах искажения обусловлены исключительно эффектом Доплера от колебаний плазменного зеркала, и спектр не зависел бы от пути  $L$ ,

пройденного светом в вакууме. Отметим, что при этом мощности некоторых гармоник избирательно усилены. Так, у плазмы из атомов индия в разы усилена 13-я гармоника [72, 389]. Видимо, это связано с тем, что колебания атомов в лазерном поле высокой интенсивности происходят не только на основной частоте лазерного излучения, но за счёт нелинейных эффектов – ещё и на кратных частотах. Поэтому, если одна из частот окажется в резонансе с собственной частотой колебаний электронов в атомах, то колебания на этих частотах избирательно усилятся, соответственно наращивая гармоники этих частот. С нелинейными эффектами связано и появление в спектре аттосекундных импульсов чётных гармоник [389].

При дополнительной компрессии фемтосекундного импульса накачки его длительность сокращается, а интенсивность  $I$  – пропорционально растёт. При этом возможен рост частоты выше значений кратных частот  $Hf$  за счёт постоянной составляющей ускорения  $a$  и силы давления (3.11), усреднённой по времени:  $F_{\text{л}} \sim r^3 \sigma E_0 B_0 / 2$  [A2, A13]. Подобный рост частот  $Hf$  при сжатии импульсов реально наблюдается: частоты пиков на спектре немного превышают расчётные значения  $Hf$ , причём тем значительней, чем короче импульс [72].

При наклонном падении лазерного луча на поверхность, отражённый свет рассеивается на испарённых с поверхности ионах, которые колеблются также и под действием электрического поля  $E(t)$  световой волны в плоскости падения. Поскольку кулоновская сила  $eE$  намного превосходит силу светового давления  $F_{\text{л}}$ , то даже при  $I \ll I_0$  эффективность генерации гармоник должна быть выше и зависеть от угла падения и поляризации падающего света. Проверка этой зависимости послужит дополнительным критерием проверки 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 только меняют направления), создавая постоянное ускорение частиц. То есть, циркулярно поляризованный свет не генерирует гармоник частоты  $f$ , а способен лишь наращивать её по эффекту Ритца (3.5). Действительно, как показали опыты [72], гармоники генерирует только линейно, а не циркулярно поляризованный свет [357]. Но циркулярно поляризованное излучение позволит наблюдать преобразование частоты по эффекту Ритца в чистом виде при  $I \sim I_0 \sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. В связи с этим интересно отметить, что 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 [213, 356]. При этом порог генерации, в согласии с эффектом Ритца, для циркулярно поляризованных импульсов получается существенно выше, но зато выше оказывается и эффективность преобразования частоты. Тем не менее, существуют объяснения генерации в таком режиме и в рамках ионизационной теории [355].

Отметим, что эффект преобразования фемтосекундных импульсов в аттосекундные наблюдался в эксперименте [383] 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 приводило к формированию аттосекундных импульсов, за счёт преобразования по эффекту Ритца при рассеянии фемтосекундных импульсов на ускоренных полях 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. То есть, сила давления света  $F_{\text{л}}$  меняется как  $r^3$ , и ускорение  $a$  уже не зависит от  $r$ :  $a = F_{\text{л}}/M \sim r^3 \sigma E_0 B_0 / \rho r^3 \sim 2\sigma\mu_0 I / \rho$ , откуда  $I_0 \sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> (для  $a \sim a_0$ ). При увеличении радиуса  $r$  частиц их ускорение может даже расти, ввиду изменения свойств вещества при переходе от микро- к макромасштабам. Этим можно объяснить более эффективную генерацию гармоник при облучении наночастиц, а не атомов, например, серебра [72]. Для частиц размером в нанометры и эта оценка  $I_0$  является неточной: при поперечнике порядка десяти атомов начинает сказываться дискретная структура вещества, оказываются велики краевые эффекты и ЭДС зарядов, наведённых полем  $E(t)$ , а давление Лапласа, сжимая частицу, заметно меняет её проводимость  $\sigma$  и другие свойства.

Установить механизм генерации аттосекундных импульсов и проверить эффект Ритца можно и по зависимости спектра от  $a_r$  (заданного интенсивностью  $I$ ) [A2, A13]. Подтвержденные зависимости (3.5–3.10) позволит повысить эффективность трансформации излучения.

### § 3.6. Поперечный эффект Доплера в баллистической теории

Ещё одним критерием проверки баллистической теории и СТО служит анализ поперечного эффекта Доплера. Обычно полагают, что классическая теория, в частности теория Ритца, не может объяснить этот эффект, который считают чисто релятивистским [16, 9]. В частности, и сам Ритц в письме к Папену от 1909 г. предлагал поставить эксперимент по измерению величины 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?» [16, 30].

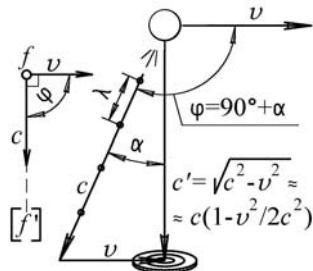


Рис. 3.17. К расчёту поперечного эффекта Доплера. Чтобы луч света от движущегося источника попал в приёмник, луч должен быть испущен с угловым упреждением  $\alpha = V/c$ , создающим небольшой продольный эффект Доплера.

Подобный опыт был выполнен лишь 30 лет спустя Айвсом [16]. Если в продольном эффекте Доплера изменение частоты  $f' = f(1 + V\cos(\varphi)/c)$  создаётся продольной составляющей скорости и объясняется классически, то в поперечном эффекте Доплера (Рис. 3.17), где источник движется поперёк луча зрения ( $\varphi = 90^\circ$ ), и отсутствует эффект Доплера, обусловленный продольной компонентой скорости, наблюдаемое в опыте изменение частоты говорит, якобы, об изменении самого хода времени, возможном исключительно в СТО.

В рамках баллистической теории частоту меняет только продольный эффект Доплера, и сдвиг частоты объясняется целиком в рамках классической физики. Следует лишь учесть, что в системе отсчёта источника угол  $\varphi$ , под которым свет испускается к наблюдателю, составит уже не  $\pi/2$ , а  $\pi/2 + \alpha$  (Рис. 3.17). Согласно баллистической теории, скорость света складывается со скоростью источника, и свет, достигающий приёмника, должен вылетать из источника под углом  $\alpha$  к лучу зрения (этот абберационный угол аналогичен наблюдаемому в эффекте звёздной аберрации, § 1.3). Хотя угол этот мал, однако  $\cos(\varphi)$  – отличен от нуля:

$$\cos(\varphi) = \cos(90^\circ + \alpha) = -\sin(\alpha) = -V/c,$$

откуда

$$f' = f(1 + V\cos(\varphi)/c) = f(1 - V^2/c^2). \quad (3.13^*)$$

Длина волны, напротив, растёт:

$$\lambda' = c'/f' = c(1 - V^2/2c^2)/f(1 - V^2/c^2) \approx \lambda(1 + V^2/2c^2).$$

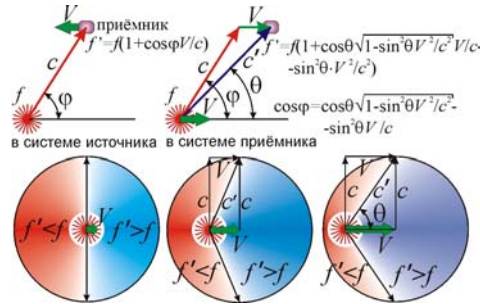
Именно такие изменения длины волны излучения, вполне объяснимые с позиций баллистической теории, и наблюдались в опытах, например, в опыте Айвса [207]. Таким образом, поперечный доплер-эффект согласуется с теорией Ритца, как показал ряд авторов, отмечавших роль угла аберрации [93, 94]. Результат получен для длины волны, а для частоты, как легко видеть, процентное изменение в два раза меньше, что связано с вариацией, кроме длины волны, ещё и скорости света. Как отмечал В. Паули, в рамках баллистической теории не вполне понятно, какая величина –  $\lambda$  или  $f$  – измеряется на опыте [2]. Судя по всему, в опыте Айвса измерялась длина волны  $\lambda$ , поскольку дифракционная решётка спектроскопа отклоняет лучи света в зависимости от длины волны  $\lambda$ .

Результат можно обобщить на случай излучения света под любым углом, для расчёта квадратичной поправки к эффекту Доплера (квадратичного доплер-эффекта). В этом случае, применяя классическую формулу доплер-эффекта, тоже следует учесть, что в ней угол  $\varphi$  – это не угол  $\theta$ , под которым регистрируют излучение, а угол  $\varphi$ , под которым источник испус-

кает излучение (Рис. 3.18). Согласно баллистическому принципу, источник сообщает свою скорость свету, и эти углы отличаются на величину угла абберации. Чтобы излучение приходило под углом  $\theta$ , оно должно испускаться под углом

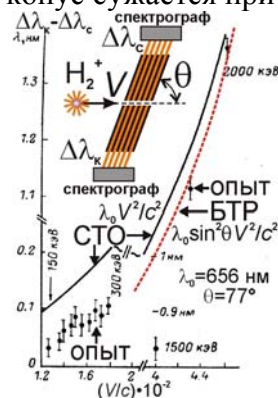
$$\varphi = \arccos \left( \cos \theta \sqrt{1 - \sin^2 \theta \frac{V^2}{c^2}} - \sin^2 \theta \frac{V}{c} \right).$$

Соответственно, преобразованная частота отличается от рассчитанной по классической формуле доплер-эффекта.



**Рис. 3.18.** Луч света, испущенный под углом  $\varphi$ , получив скорость источника  $V$ , приходит под углом  $\theta$ , отчего меняется угол в формуле Доплера, словно свет получил лишнее «красное смещение», растущее при увеличении скорости.

Таким образом, избыточное красное смещение света у быстро летящих частиц вызвано не замедлением процессов, а восприятием излучения, испущенного частицей под углом, что наращивает длину волны  $\lambda$ . Источник, сообщая лучам света свою скорость, меняет их направления тем сильнее, чем выше его скорость. Поэтому у лучей света, вылетающих вперёд по линии движения под углом  $\theta < 90^\circ$  можно обнаружить красное смещение, вместо синего. Если в рамках СТО это считают следствием растяжения времени, то в рамках баллистической теории причина – в добавлении скорости источника к скорости света, отчего свет, излученный назад, приобретая скорость источника, может лететь вперёд. Угол  $\theta$ , под которым регистрируют излучение источника на исходной частоте ( $f' = f$ , на границе красного и синего смещений), найдётся из условия, что под таким углом идёт луч, испущенный источником в направлении  $\varphi = 90^\circ$ , когда  $f' = f(1 + \cos \varphi V/c) = f$ . Этот луч, отклонённый на угол абберации, приходит под углом  $\theta = \arctg(c/V)$ . Тем самым рост скорости  $V$  снижает угол  $\theta$  от  $90^\circ$  до нуля, в согласии с результатами опытов. Свет, испытавший синее смещение, сосредоточен внутри конуса с углом раствора  $2\theta$ . Причём конус сужается при увеличении скорости  $V$  (Рис. 3.18).



**Рис. 3.19.** 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 у света, излучённого под углом  $\theta$  к скорости  $V$  ионов водорода  $H_2^+$  (Рис. 3.19), 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 [91, 354]. Но сдвиг близок к прогнозу баллистической теории ( $\lambda_0 \sin^2 \theta \cdot V^2/c^2$ , см. Рис. 3.19) [А37]. Также была сделана попытка интерпретировать результаты опыта [91, 354] как результат неучёта именения направления лучей за счёт эффекта абберации света [349]. Однако, скорости ионов в опыте малы по сравнению со скоростью света, поэтому даже учёт абберационного угла не устранил наблюдаемых расхождений. Кроме того, релятивистская формула показывает значение скорости в лабораторной системе

отсчёта, где уже учтён угол абберации. Именно поэтому и в основополагающем опыте Айвса не учтены поправки на угол абберации.

Таким образом, нужны новые эксперименты по уточнённому измерению величины эффекта Доплера от частиц, движущихся с релятивистскими скоростями. В частности, интересен был бы опыт, выполненный по схеме В.М. Петрова [184] по измерению сдвига частоты света, испущенного вперёд и назад по направлению движения. Подобный эксперимент, действительно, ставился с ионами лития  ${}^7\text{Li}^+$ , ускоренными до скоростей  $V = 0,064c$  и  $V = 0,338c$  [350, 351]. 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. Необходима для резонанса перестройка частоты с большой точностью ( $\sim 10^{-7}$ ) соответствовала прогнозу СТО. Однако в этом случае, поскольку источник не движется, тот же результат может быть получен и в рамках классической физики, предсказывающей квадратичную поправку  $(V/c)^2$  за счёт множителя  $(1+V_r/c)$  в знаменателе. Действительно,

$$f_1' = f(1 + V/c) \approx f(1 - V/c + V^2/c^2) \text{ и } f_2' = f(1 - V/c) \approx f(1 + V/c + V^2/c^2).$$

Поперечный эффект Доплера можно рассматривать и 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  $V$  [А4]. Этот эффект рассмотрен, например, в § 3.4, а также в электронной работе В.П. Золотухина [238].

В пользу классической формулы эффекта Доплера свидетельствуют и результаты космической радиолокации спутников, пролетающих по гиперболической орбите возле Земли (Flyby-аномалия). Если бы была справедлива релятивистская формула эффекта Доплера, то при сближении и удалении АМС регистрировались бы несовпадающие красное и синее смещение частоты. Тогда как реально регистрируемые значения красных и синих смещений – практически совпадают, в согласии с классической формулой доплер-эффекта (см. § 2.5).

Изменение частоты электромагнитных сигналов в поперечном направлении регистрировалось также непосредственно по частоте сигналов от эталона частоты, размещённого на борту ракеты, взлетающей на высоту  $h \sim 10000$  км над Землёй [164, 256]. При этом регистрировалось изменение частоты сигналов, в точности соответствующее предсказаниям общей теории относительности. В рамках баллистической теории Ритца такое изменение частоты могло быть связано с поперечным эффектом Доплера и эффектом Ритца за счёт ускоренного движения ракеты [А46]. В целом можно отметить, что эксперименты по измерению эффекта Доплера косвенно подтверждают классическую кинематику и баллистическую теорию света.

### § 3.7. Характеристики излучения элементарных излучателей в теории Ритца

Баллистическая теория света, согласно гипотезе Ритца [1], представляет свет в виде потока элементарных частиц (реонов), испускаемых элементарными зарядами (см. ВВЕДЕНИЕ). Если неподвижный заряд генерирует стационарный поток реонов, оказывающий постоянное электрическое воздействие  $F = knc^2$  ( $n$  – концентрация реонов возле заряда,  $c'$  – их скорость относительно заряда [1, А14, А20]), тогда заряд, модулируя с частотой колебаний  $f$  скорость реонов, формирует модулированный с пространственным периодом  $\lambda = c/f$ , поток частиц, оказывающих переменное электрическое воздействие частоты  $f$ . Именно движущееся со скоростью света  $c$  осциллирующее воздействие называют электромагнитными волнами, светом. Тем самым Ритц с позиций корпускулярной теории света Ньютона объяснил волновые свойства света, включая интерференцию, дифракцию и т.д. [1, 30].

Электромагнитные волны в теории Ритца подходят под более общее определение волны в виде периодически модулированного в пространстве и времени распределения частиц, движущегося с заданной скоростью. Под это определение попадают, например, кинематические волны электронов в клистроне [248]. Такая волна, в отличие от волн в среде, способна заимствовать скорость источника, то есть для неё выполняется баллистический принцип.

Именно баллистический принцип, как показал Ритц [1], объясняет причину спада полей  $E$  и  $H$  колеблющегося заряда в зависимости от расстояния не как  $1/r^2$ , а как  $1/r$ . Чтобы доказать это, проведём анализ излучения антенны типа пульсирующего диполя и рассмотрим её излучение в дальней зоне, на удалении от антенны  $r \gg \lambda$  и время движения света до прибли-

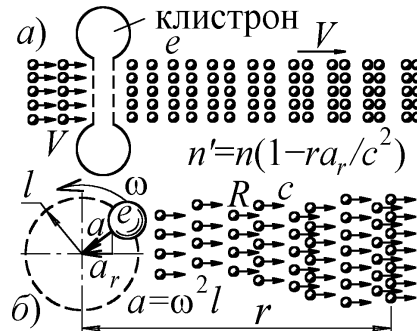


го заряда становится много больше периода колебаний тока. В дальней зоне электрическое  $E$  и магнитное  $H$  поля спадают как  $1/r$ , а интенсивность света  $EH$  – как  $1/r^2$ .

Согласно баллистической теории, причина – в эффекте Ритца (1.14), справедливом для света и других электромагнитных воздействий, переносимых реонами. Заряд, движущийся с ускорением  $a$ , придаёт реонам разную скорость, вызывая эффект группирования, аналогичный клистронному, согласно которому в изначально однородном потоке частиц формируются сгустки [114, Ч.II]. В итоге неоднородности концентрации  $n'$  их потока, согласно эффекту Ритца, при увеличении дистанции  $r$  и ускорения  $a$  нарастают, подобно вариациям яркости излучения  $I'$  двойных звёзд (1.33), пропорционально дистанции  $r$  по закону

$$n' = n/(1 + ra_r/c^2) \approx n(1 - ra_r/c^2),$$

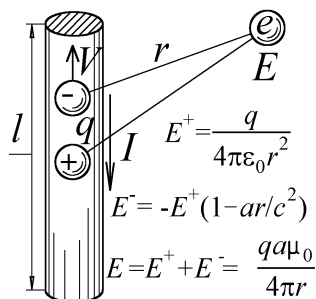
где  $n$  – плотность потока реонов на том же расстоянии  $r$  от неподвижного заряда. Соответственно, электрическое воздействие на заряд растёт или падает пропорционально плотности потока реонов  $n'$ . Если заряд колеблется (проекция его ускорения  $a_r$  меняется), это ведёт к группировке реонов, испущенных с отрицательным лучевым ускорением, и – разрежению испущенных с положительным: антенна, модулируя поток реонов по скорости, модулирует его плотность. По мере движения реонов плотность их сгустков растёт (Рис. 3.20), и пропорционально  $ra_r/c^2$  нарастает амплитуда колебаний электрического поля  $E$ , что иллюстрируют аналогией источника света и шланга [115, сс. 302, 308]. Приёмник регистрирует колебания поля  $E$ , а постоянная составляющая поля подвижных электронов нейтрализуется полем неподвижных положительных ионов металла.



**Рис. 3.20.** а) клистрон модулирует плотность потока  $n$  электронов, придавая им разные скорости, б) колебание заряда, или его движение по орбите, меняя скорость реонов, формирует периодические сгустки-разрежения потока реонов, порождающие колебания поля  $E$ , частоты и яркости света.

Поле неподвижного заряда  $q$  находится как  $E = q/4\pi\epsilon_0 r^2$ . При колебаниях амплитуда колебаний поля  $Era/c^2 = qa/4\pi\epsilon_0 rc^2$  (Рис. 3.21). Поскольку амплитуда ускорения гармонически колеблющегося заряда  $a = \omega^2 l$ , где  $\omega = 2\pi/T$  – циклическая частота колебаний,  $l$  – длина антенны, то амплитуда колебаний электрического поля в волновой зоне  $\Delta E = q\omega^2 l/4\pi\epsilon_0 rc^2$ . Но  $q\omega$  – это амплитуда тока  $I$ , а  $c^2 = 1/\epsilon_0\mu_0$ . Отсюда  $\Delta E = I\omega\mu_0 l/4\pi r$ , что совпадает с выражением для поля  $E$  элементарного излучателя в волновой зоне [116]. Таким образом, поле убывает как  $1/r$ . Аналогичный расчёт легко провести для магнитного поля  $H$ , подобно электрическому, пропорционального концентрации  $n$ . А плотность мощности излучения  $S$  (интенсивность света), равная произведению  $E$  и  $H$ , спадает пропорционально  $r^2$  и растёт с его частотой  $\omega$ .

Также баллистическая теория даёт верную диаграмму направленности антенны [117], даже в рамках простейших аналогий и моделей [114, с. 308]. Подобный вывод значений  $E$  и  $H$  элементарного излучателя был впервые предложен Дж. Томсоном как раз на основе баллистической аналогии струй воды из подвижного шланга и силовых линий, исходящих из подвижного источника поля. Этот вывод, основанный на баллистической теории, до сих пор включают в учебники физики [4] как пример изящного простого доказательства.



**Рис. 3.21.** Колебания тока в диполе Герца соответствуют колебанию ускорения зарядов с амплитудой  $a$ , что ведёт к периодичному изменению поля возле пробного заряда.

Колебания электронов в антеннах могут приводить и к искажению синусоидальной формы излучаемой ими электромагнитной волны. Движущиеся электроны сообщают свою скорость свету и потому половину периода реоны излучаются со скоростью выше  $c$ , а половину – со скоростью меньшей  $c$ . При этом возможно сильное искажение синусоидального профиля волны, как это допускали и выявили у двойных звёзд (см. § 1.1), но чего не наблюдали у радиоволн. Впрочем, как показал Ритц [1], такие искажения и нельзя заметить, ввиду того, что скорости электронов в антеннах много меньше скорости света, и неоднородность электронов по скоростям может вести лишь к малым волновым периодичным возмущениям однородного потока реонов, благодаря чему и возможны электромагнитные волны.

Если скорость колеблющихся электронов приближается к скорости света, эти искажения, растущие пропорционально пройденному светом пути, могут стать заметны уже на земных дистанциях. Так, в синхротронах, где электроны крутятся с околосветовыми скоростями, а потому, согласно Ритцу, должны излучать негармонические волны. Как заметил автору профессор ННГУ Н.С. Степанов, это проявится в усложнении спектра излучения, поскольку негармонический периодичный сигнал при разложении в спектр даёт, кроме основной частоты, множество кратных ей. Если обычно электроны излучают волны лишь с частотой своего вращения, то в синхротроне испускаемое ими синхротронное излучение, согласно баллистической теории, должно характеризоваться сложным частотным спектром. Излучение генерируется не только на циклотронной, но и на удвоенной, утроенной и на других кратных частотах.

Действительно, у синхротронного излучения, по мере роста скорости электронов, обнаружено усложнение спектра, содержащего, кроме основной частоты  $f = 2\pi/\omega$ , её гармоники. Эффект заметен даже у нерелятивистских электронов в гиротронах, где, кроме излучения на циклотронной частоте регистрируется излучение на второй гармонике. С приближением скорости электронов к скорости света, интенсивность высших гармоник растёт, будучи задана разложением в ряд Фурье цилиндрических функций. С помощью цилиндрических (*бесселевых*) функций и описывают форму и спектр кинематических волн [114, 276], генерируемых клистрономы и звёздами по сходному механизму при модуляции скорости потока частиц, несущих кинематическую волну. В клистронах эффект группирования электронов, аналогичный эффекту Ритца для света, используют для умножения частоты излучения. Подробнее свойства синхротронного излучения с позиций теории Ритца рассмотрим в § 4.4. Отметим, что в случае синхротронного излучения усложнение спектра и генерация гармоник отчасти обусловлены тем, что излучение поступает в детектор не постоянно, а импульсами за счёт острой диаграммы направленности излучения от движущихся электронов. Однако, например, в гиротронах, излучение электронов ещё не приобретает острой направленности. Тем не менее излучение генерируется 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 расстояния. Согласно релятивистской теории спектр не зависит от расстояния. Напротив, согласно баллистической теории, интенсивность второй и высших гармоник должна расти при увеличении пройденного светом пути и по мере роста искажений сигнала.

Ещё одним отличием баллистической теории от электродинамики СТО служит то, что длина волны света в вакууме не является однозначно заданной функцией частоты. Действительно, если в вакууме длину волны  $\lambda$  принято выражать в форме

$$\lambda = c/f,$$

то в баллистической теории длина волны от источника с лучевой скоростью  $V_r$  составляет

$$\lambda' = (c - V_r)/f.$$

Таким образом, длина волны зависит не только от частоты  $f$ , но и от скорости источника  $V_r$ .

Проверить, справедлива ли в данном случае баллистическая теория, можно путём прямых замеров скорости импульсов от источника (§ 3.3), либо, при генерации источником монохроматической электромагнитной волны, – путём измерения длины волны света  $\lambda'$  в вакууме. Длину радиоволн сантиметрового диапазона можно измерить, установив вдоль пути луча две антенны, и измеряя зависимость фазового сдвига  $\varphi$  сигнала на них от скорости  $V_r$  источника. В теории относительности фазовый сдвиг на антеннах не должен зависеть от скорости источника, тогда как в баллистической теории такая зависимость должна обнаружиться. При расстоянии между антеннами  $L$ , согласно баллистической теории фазовый сдвиг составит

$$\varphi = 2\pi L/\lambda' = 2\pi Lf(c - V_r),$$

что отличается от прогноза СТО на

$$\Delta\varphi = 2\pi L/\lambda' - 2\pi L/\lambda = 2\pi LfV_r/c^2.$$

При достижимой в лаборатории скорости источника  $V = 100$  км/с (§ 3.3) и частоте  $f = 30$  ГГц ( $\lambda = 1$  см) на длине  $L = 10$  м этот фазовый сдвиг составит величину  $\Delta\varphi = 2,1$ , то есть вполне измеримую величину. Практически удаётся измерять много меньшие фазовые сдвиги, вплоть до  $\Delta\varphi = 0,01$ , так что скорость источника можно сделать пропорционально ниже ( $\sim 500$  м/с), что проще реализовать. При этом источник СВЧ-излучения должен излучать узкий радиолуч, идущий в вакуумированной трубе, не задевая стенок. В противном случае переизлучение, при отражении от стенок, приведёт к тому, что отражённое излучение, рассеянное стенками, будет двигаться со скоростью  $c$  и, интерферируя с исходным, изменит наблюдаемую картину распределения поля и измеренный сдвиг фаз. Чтобы сравнить сдвиг фаз на антеннах для подвижного и неподвижного источника не обязательно менять скорость источника, – достаточно пропускать излучение через неподвижную переизлучающую пластинку. Тогда, в зависимости от толщины пластинки, свет будет переизлучаться сильнее или слабее, что позволит наблюдать изменение  $\Delta\varphi$  в зависимости от толщины пластинки – если та много меньше длины переизлучения  $b \ll l = \lambda/2\pi(n - 1)$  или много больше  $b \gg l$ . При сопоставимости  $b \sim l$  удастся наблюдать более сложное распределение  $\Delta\varphi$  по длине  $L$  в виде биений.

В качестве возражения против баллистической теории выдвигался и такой аргумент. Если рассмотреть излучатель типа заряда, крутящегося по орбите диаметра  $d$  в плоскости чертежа с частотой  $f$ , то при нарастании диаметра орбиты  $d$  угол  $\theta$ , под которым источник регистрируется приёмником  $O$ , расположенным на расстоянии  $L$ , будет расти по закону

$$\theta \sim d/L. \quad (3.14)$$

А согласно электродинамике, угловая расходимость излучения источника размера  $d$  составит

$$\theta \sim \lambda/d. \quad (3.15)$$

то есть снижается при нарастании размера излучающей области – орбиты диаметра  $d$ .

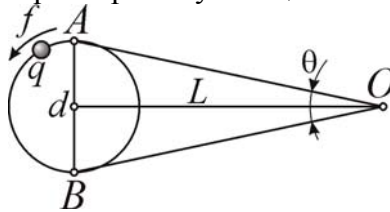


Рис. 3.22. Излучение заряда, движущегося по круговой орбите, наблюдатель  $O$  видит под углом  $\theta$ .

В действительности, для угла наблюдения  $\theta$  в классической электродинамике получался тождественный результат с баллистической теорией (3.14). Если рассмотреть движение заряда по круговой орбите, он тоже при ускоренном движении будет излучать со всех участков своей траектории, включая крайние положения  $A$  и  $B$ . Причём излучения с 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 (3.15) задаёт видимый минимальный угловой размер источника в зависимости не от размера источника, а от размера апертуры  $d$  телескопа или радиотелескопа. Что касается габаритов источника  $d$ , то, поскольку в плоскости орбиты заряда излучение распространяется изотропно, габариты источника не должны влиять на величину угловой расходимости (3.15), задающей лишь минимально возможную величину угла  $\theta$ , но не всегда реали-

зуюмую. Впрочем, при релятивистских скоростях заряда, когда он начинает генерировать синхротронное излучение, имеющее острую угловую направленность, приёмник, действительно, по мере роста диаметра орбиты и скорости заряда начинает регистрировать источник со всё более узкого участка орбиты, под всё более острым углом  $\theta$ .

Таким образом, в рассмотренных случаях характеристики поля от источников излучения, предсказанные теорией Ритца и классической электродинамикой, совпадают.

### § 3.8. Эксперименты с использованием эффекта Мёссбауэра

Для лабораторных источников света дистанции  $r$  и ускорения  $a$  сравнительно малы ( $ra_r/c^2 \ll 1$ ), и обнаружить эффект Ритца проблематично. Действительно, для преобразования частоты света в разы, согласно (3.5), на лабораторных дистанциях  $r \sim 1$  м требуется обеспечить ускорения

$$a_r \sim c^2/r \sim 10^{17} \text{ м/с}^2,$$

которые практически невозможно придать источнику света. А при максимальных ускорениях  $a_r \sim 10^7 \text{ м/с}^2$  (достигнутых в ультрацентрифугах), сдвиги частоты света будут столь малы

$$\Delta f/f = ra_r/c^2 \sim 10^{-10},$$

что их не удастся регистрировать спектральными методами. Впрочем, столь малые сдвиги частоты удаётся регистрировать по эффекту Мёссбауэра. Так, в опыте Бёммеля [16], с источником  $\gamma$ -лучей на пьезовибраторе, на приёмнике был обнаружен сдвиг частоты

$$\Delta f/f \approx La_r/c^2.$$

А в опыте с диском, крутящимся с частотой  $\omega$  [16], центростремительное ускорение  $a_r(R) = \omega^2 R$  источника и атомов диска, переизлучающих на пути от  $R_1$  до  $R_2$ , интегрирование в этих пределах даёт по эффекту Ритца величину сдвига частоты, соответствующую опыту:

$$\Delta f/f = \int a_r dR/c^2 = \omega^2 (R_2^2 - R_1^2)/2c^2. \quad (3.16)$$

Обычно этот результат трактуют в рамках общей теории относительности, подобно красному смещению  $\Delta\lambda/\lambda = hg/c^2$  в поле тяготения Земли, что тоже следует из эффекта Ритца, ввиду движения излучающих и переизлучающих атомов с ускорением  $a_r = g$  вдоль высоты  $h$ .

Не исключено, что в эффекте Мёссбауэра в действительности идёт резонансное поглощение, соответствующее не данной частоте  $f$ , а – длине волны  $\lambda = c/f$ . Поскольку в баллистической теории скорость света  $c'$  не фиксирована, эти характеристики не обязательно эквивалентны  $\lambda = c'/f \neq c/f$  (в отличие от СТО, где всегда  $\lambda = c/f$ , см. § 3.6). В зависимости от метода измерений частоты или длины волны света, не всегда ясно, о какой характеристике идёт речь [2]. Если резонансное поглощение соответствует заданной длине волны, то наблюдаемое преобразование длины волны можно объяснить даже в отсутствие переизлучения промежуточной средой. Так, при размещении источника на ободу ротора, а поглотителя – в центре  $O$ , частота  $f$  на излучателе и  $f'$  – на поглотителе совпадут:  $f' = f$ , согласно (3.7). То есть, при этом может меняться только длина волны. Действительно, длина волны  $\gamma$ -излучения на поглотителе  $\lambda' = c'/f'$  преобразуется по сравнению с исходной  $\lambda = c/f$ , так как скорость света, регистрируемая на поглотителе,  $c' \neq c$ . При скорости поглотителя  $V = \omega R$  получим

$$c' = \sqrt{c^2 - V^2} = \sqrt{c^2 - \omega^2 R^2}, \quad (3.17)$$

откуда  $\lambda' = c'/f \approx \lambda(1 + \omega^2 R^2/2c^2) \approx \lambda(1 + V^2/2c^2)$ , что совпадает с результатом опытов и формул ОТО, а также с выводом СТО о величине поперечного эффекта Доплера (§ 3.6) [16, А48].

В общем случае, если источник 1 находится на расстоянии  $R_1$  от центра ротора  $O$ , а приёмник 2 – на расстоянии  $R_2$  (Рис. 3.23), регистрируемая частота не меняется ( $f' = f$ , т.к. расстояние 1-2 неизменно), скорость источника  $V_1 = \omega R_1$ , а приёмника  $V_2 = \omega R_2$ . Из (3.17) в лабораторной системе отсчёта скорость света  $c'$ , идущего в направлении поглотителя, есть

$$c' = \sqrt{c^2 - V_1^2} = \sqrt{c^2 - \omega^2 R_1^2}.$$

Скорость света  $c''$  в системе отсчёта поглотителя из треугольника скоростей (Рис. 3.23) есть

$$c'' = \sqrt{c'^2 + V_2^2} = \sqrt{c^2 - \omega^2 R_1^2 + \omega^2 R_2^2} \approx c(1 + \omega^2 (R_2^2 - R_1^2)/2c^2)$$

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, в которых применялся эффект Мёссбауэра [16, А48].

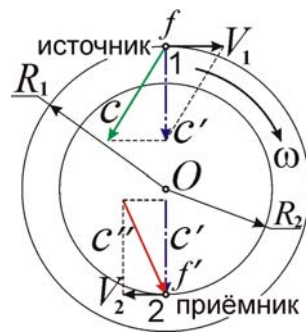


Рис. 3.23. Схема изменения скорости света и длины волны на роторе по эффекту Мёссбауэра.

В поле тяготения тоже наблюдался сдвиг частоты излучения (длины волны) от гамма-излучателя, зарегистрированный по эффекту Мёссбауэра, например, в опыте Паунда и Ребке у приёмника на высоте 20 м над источником [260]. Согласно баллистической теории, тоже возникнет сдвиг частоты в поле тяготения. Действительно, поскольку гамма-лучи переизлучаются молекулами воздуха, движущимися в поле тяготения с ускорением  $a_r = g$ , то приёмник по эффекту Ритца на высоте  $h$  регистрирует излучение новой частоты и длины волны

$$f' \approx f(1 - gh/c^2) \text{ и } \lambda' = \lambda(1 + gh/c^2).$$

В опытах зарегистрирован именно такой сдвиг частоты на поглотителе гамма-лучей [164, 260]. Переизлучение скажется лишь в случае, если длина переизлучения  $l < h$ . Как показано в § 4.1 для гамма-лучей в пластике  $l \sim 0,1$  мм. Поскольку, согласно [120], длина переизлучения  $l \approx (\lambda a_0 N)^{-1}$  обратно пропорциональна концентрации атомов  $N$ , то в воздухе, где концентрация атомов  $N$  в тысячу раз меньше, чем в воде, длина переизлучения  $l \sim 0,1$  м  $< h = 20$  м. Таким образом, переизлучение имеет место и излучение источника преобразуется по эффекту Ритца уже на расстоянии 10 см от источника. Чтобы проверить, связано ли изменение регистрируемой поглотителем частоты с эффектом Ритца или с изменением хода времени в поле тяготения по ОТО, следует повторить опыт Паунда и Ребке в вакууме или на высоте  $h \ll l$ . Если сдвиг частоты сохранится, его уже нельзя объяснить по эффекту Ритца, и причину изменения частоты следует искать в изменении хода времени или в изменении резонансных частот атомных ядер в зависимости от гравитационного потенциала. Ещё одним критерием выбора может быть опыт Паунда и Ребке, повторенный с плотной средой между источником и поглотителем: переизлучение неподвижных атомов в такой среде уже не вело бы к изменению частоты по эффекту Ритца. Напротив, в рамках ОТО сдвиг частоты должен сохраняться.

В рамках баллистической теории скорость хода времени не зависит от гравитационного потенциала и от ускорения, в отличие от ОТО. Поэтому в классической механике несовпадение частоты на источнике и приёмнике, имеющих разные ускорения или помещённых в разные гравитационные потенциалы, может быть связано либо с эффектом Ритца, либо с действительным сдвигом резонансной частоты. Теоретически не исключено изменение скорости хода часов (как для маятниковых часов, поднятых на значительную высоту), без изменения 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: на частоту атомных переходов влияет, как известно, электрическое и магнитное поле. А значит, на частоту влияет и гравитационное поле, и ускорение, аналогично маятниковым часам, хотя в меньшей степени и с другим знаком [259].

В будущем будут построены более точные типы часов, которые позволят 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 [257]. Частота вращения, используемая для отсчёта времени, измеряется по частоте импульсов с фотодетектора, регистрирующего свет через отверстие в маховике при каждом обороте. 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 нельзя учесть и рассчитать. Также гравитация и ускорение не влияют на частоту распадов радиоактивных ядер. Поэтому созда-

ние ядерных часов (предложенных ещё век назад [258]), отмеряющих время по частоте распадов, измеренной детектором, позволит отмерять время с огромной точностью, поскольку при большом числе распадов  $N$ , вклад случайных флуктуаций их числа порядка  $N^{1/2}$ , сводится на нет. Точность измерения времени порядка  $N^{1/2}/N = N^{-1/2}$ , равная точности атомных часов  $10^{-10}$ , будет достигнута при числе распадов  $N = 10^{20}$ . При измерении времени в течение часа число атомов, распавшихся в секунду, должно составлять  $\sim 10^{15}$  – это типичная скорость распада, например, образца радия весом в несколько грамм. Особенность ядерных часов состоит в увеличении относительной точности измерения времени при увеличении измеряемого интервала времени и  $N$ . Наконец, даже при использовании обычных молекулярных часов, например, на основе аммиака, колебания его молекул тоже будут практически нечувствительны к тяготению и позволят проверить, действительно ли время везде течёт одинаково. Интересно отметить, что в литературе упоминаются также эксперименты, в которых даже при использовании на навигационных спутниках прецизионных кварцевых часов (обладавших рекордной для этого типа часов точностью хода) удавалось обнаружить отсутствие гравитационного сдвига скорости хода и частоты [324].

Таким образом, вопрос о том, обусловлен ли сдвиг частоты гамма-излучения эффектом Ритца или эффектами ОТО остаётся открытым и требующим дополнительной экспериментальной проверки, методы которой были разобраны в параграфе.

### **§ 3.9. Выводы**

Анализ результатов оптических экспериментов и опытов с применением эффекта Мёсбауэра 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 анализа предсказанных ею эффектов. Предложенные схемы установок, в случае подтверждения эффекта Ритца, можно положить в основу эффективных трансформаторов длительности лазерных импульсов и частоты света во всём диапазоне электромагнитных волн.



## Глава 4. Баллистические эффекты при излучении света движущимися релятивистскими частицами

В данной главе произведён анализ экспериментов в области ядерной физики (*микромир*) и физики высоких энергий. Поскольку в опытах получают ионы, ядра и элементарные частицы с релятивистскими скоростями, влияние скорости этих частиц на скорость излучённого ими света может быть легко проверено. Принято считать, что все эксперименты этого типа противоречат баллистической теории, однако их тщательный анализ и учёт эффекта переизлучения средой приводит к выводу, что они не противоречат баллистической теории. А некоторые опыты, в частности, 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 предложены новые методы проверки теории Ритца, а также усовершенствованные схемы прежних экспериментов.

Основные результаты главы изложены в работах [A2, A10, A37, A38, A45, A52–A54].

### § 4.1. Опыты с движущимися мезонами и ядрами

В лабораторных опытах эффект переизлучения неподвижными земными средами нейтрализует отличия скорости света от номинального значения. Поэтому предложено измерять скорость гамма-излучения от движущихся с околосветовыми скоростями ядер и элементарных частиц. Предполагалось, что гамма-излучение практически не подвержено переизлучению средой, поскольку электроны среды тем слабее откликаются на внешнее излучение, чем выше его частота. Соответственно, тем менее интенсивно рассеянное электронами излучение и тем слабее среда меняет скорость света. Действительно, даже у плотных сред показатель преломления для рентгеновских и гамма-лучей практически не отличается от единицы.

Поэтому Дж. Фокс предположил, что именно такой тест позволил бы однозначно выяснить, влияет ли скорость источника на скорость света. В статье [8] он рассмотрел опыт Альвагера [235] с гамма-излучением протонов, летящих со скоростью близкой к  $c$ , как наиболее убедительное свидетельство в пользу независимости скорости света от скорости источника. В опыте напрямую измерялась на базе в 31 м скорость гамма-излучения распадающихся на лету  $\pi^0$ -мезонов, полученных при бомбардировке мишени протонами. Измеренная скорость гамма-излучения 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 [16, 97]. Также и сам Фокс совместно с Филиппасом ставил опыт по измерению скорости излучения от движущихся с релятивистскими скоростями  $\pi^0$ -мезонов [277]. Он тоже показал, что скорость излучения, испущенного летящими с релятивистскими скоростями  $\pi^0$ -мезонами в направлении вдоль и против движения, – совпадают [16]. Дж. Фокс рассматривал этот эксперимент в качестве решающего, опровергающего баллистическую теорию [8].

Однако, как отметил сам Дж. Фокс [8, 277, 278], этот вывод недостаточно обоснован, поскольку точно не известны 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 предположений и релятивистской кинематики [103].

Кроме того, авторы эксперимента отмечали, что излучение до поступления в детекторы проходит через неподвижные среды, т.е. может переизлучаться ими и двигаться далее со скоростью  $c$ , утрачивая избыточную скорость. В работе [235] оценена длина переизлучения в атмосфере (5 км, что много больше применённой в опыте 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. Таким образом, переизлучение в опыте возможно, и с его учётом опыт не может выступать в качестве свидетельства против баллистической теории [277].

Действительно, во всех перечисленных опытах вызывает сомнение предположение, будто среда мишени и детекторов не меняет скорость рентгеновских и гамма-лучей из-за их слабого рассеяния электронами среды [8], ввиду малой эффективности рассеяния гамма-лучей (пропорциональной  $\lambda$ ) и отличия частоты рентгеновских и гамма-лучей от резонансных частот рассеивающих 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 [103], нет прямых оценок  $n$  и  $l$ . Кроме того, излучение рассеивают не только свободные и внешние электроны атомов, но также – электроны внутренних оболочек, и 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  $\lambda$  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. То есть, опыты, где лучи шли сквозь мишени [8, 16, 277], или межзвёздную среду (см. § 2.1 [120]), не противоречат теории Ритца. Согласно последним измерениям, коэффициент преломления  $n$  для рентгеновских и гамма-лучей отличен от единицы. Если обозначить  $n = 1 + \delta$ , то для рентгеновских лучей  $\delta = 10^{-6} - 10^{-5}$ . Так, для рентгеновских лучей с энергией 30 кэВ ( $\lambda = 4 \cdot 10^{-11}$  м) в воде  $\delta = -2,6 \cdot 10^{-7}$  [87], а для гамма-лучей с энергией 1,2 ГэВ ( $\lambda = 10^{-12}$  м) в силиконе  $\delta = 1,5 \cdot 10^{-9}$  [189]. Отсюда длина переизлучения

$$l = \frac{\lambda}{2\pi|n-1|} = \frac{\lambda}{2\pi|\delta|} \quad (4.1)$$

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. То же верно и в отношении межзвёздного газа – длина переизлучения в нём может иметь близкий порядок величины в оптическом, рентгеновском и гамма-диапазоне. Поэтому, проходя сквозь детекторы и пластинки, толщиной в несколько миллиметров, рентгеновские и гамма-лучи должны переизлучаться, теряя избыточную скорость. Таким образом, в подобных опытах уже нельзя говорить о прямой проверке баллистической теории. Так же и для межзвёздного газа длина  $l$  переизлучения (*экстинкции*) для рентгеновских и гамма-лучей сопоставима с длиной переэкстинкции для оптического излучения, и может даже превышать её. Соответственно, аргументы Брэчера [120, 121], выдвинутые против баллистической теории на основании наблюдений двойных рентгеновских пульсаров и источников гамма-вспышек (§ 2.1), не имеют силы.

Наконец, как отметил Фокс [8], 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 рассмотреть и опыты по измерению времени жизни движущихся пионов. Согласно теории относительности, время жизни подвижных частиц растягивается пропорционально  $\gamma$ -фактору (см. § 3.6), тогда как в баллистической теории время жизни частиц не зависит от их скорости. Из опытов следовало, что время  $t = L/V$  полёта частицы, даже если скорость частицы  $V$  равна предельной по СТО скорости света  $c$ , заметно превышает её номинальное время жизни  $\tau$ , причём 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 [199] и в 1983 г. – А.А. Денисов [200], это справедливо лишь для случая, когда скорость частиц не превосходит скорости света  $c$ . Если такого ограничения нет, то в рамках классической механики величина  $t = L/V$  не изменилась, поскольку пропорционально пути  $L$  выросла скорость  $V$  частицы: быстрые частицы проходят за время распада пропорционально больший путь.

В частности, «продление жизни» наблюдали у мю-мезонов (*мюонов*) [137]. 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

$$p = mv/(1 - v^2/c^2)^{1/2},$$

где  $m$  – масса мюона,  $e$  – его заряд. В рамках баллистической теории его скорость  $V$  найдётся по классической формуле  $p = mV$ , откуда

$$V = v/(1 - v^2/c^2)^{1/2}.$$

Если в формуле  $t = L/V$  скорость  $V$  заменить на её выражение через  $v$ , тогда получим

$$L/v = t' = t/(1 - v^2/c^2)^{1/2},$$

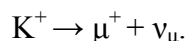
то есть, формулу СТО для преобразования времени:

$$t' = t/(1 - v^2/c^2)^{1/2} = t\gamma.$$

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 ввиду роста скорости  $V = \gamma c$  при фиксированном времени жизни  $t' = t$ . Итак, выбор между баллистической теорией и теорией относительности можно сделать лишь путём прямых замеров скорости мезонов.

Справедливость релятивистской кинематики обычно обосновывают экспериментами на коллайдерах по столкновению заряженных частиц. В частности после рассеяния электрона на электроны, или протона – на протоне, частицы разлетаются под углом меньшим  $90^\circ$  [288], вопреки классической кинематике, но в согласии с кинематикой СТО. Однако тот 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 излучение [A38]. Поскольку при обчёте экспериментальных данных в рамках СТО указанные поправки не обнаружены, то этот факт свидетельствует о неточности релятивистских формул. Таким образом, исследовать процессы столкновений в чистом виде, в отсутствие радиационных эффектов, можно лишь на нейтральных частицах, например, при исследовании столкновений нейтронов, излучаемых блоками ядерного реактора.

Как правило, скорость релятивистских частиц не измеряется непосредственно по разнице моментов регистрации излучения двумя разнесёнными детекторами, а производится сравнение скоростей по разнице моментов регистрации разных типов частиц и их излучения близкими детекторами. При этом ничтожную разницу скоростей частиц и их излучения интерпретируют как практически строгое равенство их скоростей – скорости света  $c$ . Однако, как будет показано далее (§ 4.3), если скорость света от движущихся частиц увеличена, согласно теории Ритца, тогда те же данные будут свидетельствовать о сверхсветовых скоростях. Аналогично, при сравнении скорости разных типов частиц незначительное их различие ещё не свидетельствует о близости скорости к  $c$ . Более того, в экспериментах такого типа неоднократно регистрировали сверхсветовые частицы, называемые *таххионами* (хотя с точки зрения классической физики они принципиально не отличаются от досветовых частиц). В частности опыт на ускорителе в лаборатории Fermilab [316] 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 скорости света на  $\sim (10^{-3} - 10^{-5})c \sim 300$  км/с – результат неоднократно подтверждённый и в XXI веке в той же лаборатории [338]. Также он согласуется с результатом эксперимента коллаборации «OPERA» [338] (впрочем, интерпретируемого теперь как ошибочный). Если же исходить из классических оценок скоростей частиц по величине их импульса, превышение будет ещё заметней, что легко проверить прямыми измерениями.

Прямые измерения скорости релятивистских и ультрарелятивистских частиц (по разнице моментов регистрации детекторами, установленными в начале и в конце пролётной базы) практически никогда не производились, поскольку скорость релятивистских и ультрарелятивистских частиц считают близкой к  $c$ . 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 вдали 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 же редких случаях, когда прямые замеры скоростей производятся для ультрарелятивистских частиц, например из космических лучей, всегда обнаруживаются сверхсветовые скорости, т.к. время пролёта  $\Delta t$  у многих частиц оказывается меньше чем  $L/c$  [373, 374]. Этот дефицит времени нельзя списать на ошибки измерений, поскольку распределение частиц по параметру  $(\Delta t - L/c)$  сильно отличается от гауссова закона.

При анализе отечественной и зарубежной литературы и по результатам опроса, проведённого среди специалистов по физике высоких энергий, автор смог обнаружить всего два упоминания [194, 196] о прямом измерении скорости частиц в ускорителях. Причём одна из работ [194], где представлены результаты опыта Бертоцци по прямому измерению скорости электронов, фактически подтвердила, 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 составляла  $V_1 \ll c$ , поскольку не включался ускоритель прямого действия (на генераторе Ван-де-Граафа), то скорость электронов на выходе составляла  $V_2 > c$ , т.к.  $V_2 > V > V_1$ . Причём превышение  $V_2$  над  $V = c$  могло быть значительным, 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  $V \sim c$ . Поскольку на основной части пути  $V < c$ , то для обеспечения средней скорости близкой к  $c$ , на коротком конечном отрезке пути скорость должна была составить  $V_2 \gg c$ .

В другом эксперименте [196] по прямому 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 том, что время пролёта дистанции светом (90 нс) был близок к периоду, с которым сгустки частиц бомбардировали мишень. То есть, возникала неоднозначность: в зависимости от того, какие импульсы в последовательности, регистрируемой детекторами, сопоставлялись друг другу, получались разные значения скорости, различающиеся в разы. Избежать неоднозначности можно, сопоставив импульсы с нескольких последовательных детекторов, или перемещая детекторы и исследуя изменения запаздывания импульсов.

Для точного измерения скорости частиц быстродействие и разрешение по времени у детекторов частиц должны составить порядка  $10^{-9}$  с, поскольку характерное время пролёта лабораторных дистанций  $L \sim 1$  м на скорости света  $c$  составляет порядка  $L/c \sim 3 \cdot 10^{-9}$  с. Такой разрешающей способностью обладают сцинтилляционные и полупроводниковые детекторы частиц [282, с. 189]. Отметим, что обычно у отмеченных типов детекторов характерные времена на порядок больше. Поэтому более рациональными могут оказаться детекторы не самих частиц, а создаваемого ими поля, – например, тока, наводимого частицей при пролёте в индукционном датчике (так проводились измерения в опыте Бертоцци [194]) или в черенковском детекторе, регистрирующем черенковское излучение от частиц. Поскольку быстродействие МПМ-фотодетекторов достигает  $10^{-12}$  с (см. § 3.3), то скорость частиц может быть измерена с точностью  $\sim 10^{-3}$ . При этом время пролёта должно измеряться либо при подаче сигнала с детектора на вход осциллографа, либо при подаче сигналов с детекторов на схему запаздывающих совпадений. Задержка на канале с первого детектора, при которой регистрируется наибольшее число совпадений, и даёт время пролёта электронов между детекторами.

Отметим, что сверхсветовая скорость электронов с энергией 500 МэВ ( $\gamma \approx 1000$ ) и их электромагнитного поля зарегистрирована и в недавнем (2012 и 2014 гг.) эксперименте Де Сангро, сотрудниками римского института ядерной физики [297]. То есть, 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 гамма-лучей от движущихся частиц можно применить для проверки баллистической теории, но лишь при условии прямого измерения величины и направления скорости излучающих частиц, а также при постановке опытов в вакууме или при прямой оценке показателя преломления и длины переизлучения.

#### **§ 4.2. Замеры скорости аннигиляционного излучения**

В качестве источников излучения, движущихся с околосветовыми скоростями, в экспериментах были также применены аннигилирующие частицы и античастицы – электроны и позитроны. Замеры скорости этого излучения, согласно баллистической теории, способны

выявить заметные вариации скорости аннигиляционного излучения в зависимости от его направления к скорости  $V$  аннигилирующих пар частиц.

В опыте, поставленном Саде (Рис. 4.1), производилось сравнение скоростей гамма-квантов, возникших в акте аннигиляции электрона и позитрона [99]. 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. Согласно баллистической теории гамма-кванты, вылетающие под разными углами, получив разные скорости, не могли регистрироваться синхронно. В направлении скорости позитронов  $V_0$  скорость гамма-лучей возрастала бы до  $c_1 = c + V \cos \alpha$ , а в обратном – снижалась бы до  $c_2 = c - V \cos \beta$ .

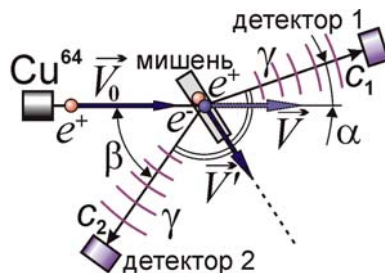


Рис. 4.1. Схема эксперимента Саде.

Однако, как отметил Ло Савио [101], 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 [100, 101]. 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  $180^\circ$ , хотя позитроны вылетают из ядер с релятивистскими скоростями. То есть, в опыте Саде неизвестны ни модули скорости аннигилирующих частиц, ни их направления, даже при известных углах разлёта гамма-квантов. Как показал Ло Савио, при измеренной энергии гамма-квантов, скорость  $V'$  аннигилирующих пар была направлена почти строго вдоль биссектрисы угла между детекторами ( $155^\circ$ ). В таком случае и баллистическая теория предсказывала синхронную регистрацию гамма-лучей, одинаково увеличивших скорость [101]. Измерить её возможно, размещая детекторы на разном удалении. А в случае, если скорость  $V$  сохраняла прежнее направление, регистрируемые гамма-кванты не могли возникать в одном акте аннигиляции, судя по их энергии, как показал А.Г. Баранов [102, с. 284]. А при рождении в разное время, гамма-кванты могут регистрироваться синхронно даже при неравных скоростях и под произвольными углами [102].

В опытах также не учли переизлучение средой, которое, как показано (§ 4.1), может быть столь же значимо, как в оптике. Согласно оценке (4.1), для гамма-лучей длина переизлучения  $l = 0,1$  мм, то есть меньше линейного размера мишени. Таким образом, переизлучение гамма-лучей происходит внутри мишени, а далее лучи движутся во всех направлениях с номинальной скоростью  $c$ , достигая детекторов синхронно. То есть опыты по проверке баллистической теории с использованием аннигиляционного излучения следует проводить в вакууме, используя тонкие мишени  $l \sim 0,01$  мм. Это позволит исключить переизлучение и термализацию позитронов. При этом детекторы следует располагать на разных дистанциях от мишени или настроить на регистрацию гамма-квантов соответствующих энергий [102]. При такой постановке эксперимента баллистическая теория может быть проверена однозначно.

Отметим, что в рамках классической физики и баллистической теории энергия аннигиляционного излучения  $eU = 2mc^2 \approx 1$  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 [266, А25, А48]. Тогда выделяется энергия  $eU = e^2/4\pi\epsilon_0 r_0 = mc^2$  порядка измеренной в опытах. Напротив, в рамках СТО нельзя объяснить отсутствие этого избытка энергии  $eU$  при аннигиляции. Таким образом, в рамках баллистической теории должны быть пересмотрены и механизмы генерации излучения (см. § 4.4, § 4.5 и § 4.6). Лишь при таких условиях явление целиком рассматривается в рамках классиче-

ской физики и служит критерием проверки баллистической теории, как отметил Дж. Фокс [8].

### § 4.3. Опыты с синхротронным излучением (Мазманишвили, Александров)

В этом плане выгодно отличается опыт группы Филиппова и Мазманишвили [107] и опыт группы Александрова [105, 106], где измерялась скорость синхротронного излучения от электронов, движущихся с околосветовыми скоростями  $V \sim c$  в вакуумной камере накопителя, где скорость света по баллистической теории на всём пути сохраняла значение  $c + V$ .

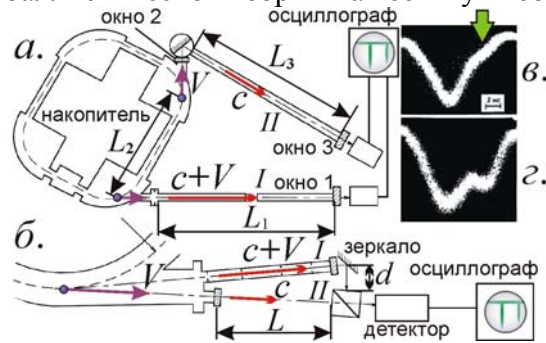


Рис. 4.2. Схема опыта Мазманишвили в двух вариантах (а) и (б). Для опыта а представлены осциллограммы импульсов синхротронного излучения на фотоумножителе канала II (б) и суммарный сигнал с обоих фотоумножителей (г).

Рассмотрим подробнее опыт Филиппова-Мазманишвили [107]. В опыте сравнивали скорости излучения, испущенного движущимися с околосветовой скоростью электронами, и скорость их света, прошедшего сквозь окно вывода излучения и атмосферу. По сдвигу импульсов рассчитали разницу скоростей, которая по результатам двух типов опытов не обнаружилась. При независимости скорости света от скорости источника разница моментов регистрации импульсов в канале I и канале II составила бы 5,5 нс (фотоны канала I приходят позже). А в рамках баллистической теории рассчитанная в [107] разница моментов регистрации импульсов в канале I и канале II составила бы -4,2 нс (фотоны канала I приходят раньше). Было зарегистрировано, что фотоны канала I приходят позже на 5,5 нс (Рис. 4.2.г), что интерпретировали как подтверждение СТО и противоречие 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. 4.2.б). При независимости скорости света от скорости источника разница моментов регистрации импульсов в канале I и канале II составила бы 0,5 нс (фотоны канала I приходят позже). А в рамках баллистической теории рассчитанная в [107] разница составила бы -1,16 нс (фотоны канала I приходят раньше). В эксперименте фотоны канала I регистрировались позже на 0,5 нс, в согласии с СТО.

Недочёт опыта состоял в том, что не измерялась напрямую величина скорости электронов, которая в классической физике рассчитывается по импульсу частиц иначе, чем в СТО (§ 4.1). Соответственно, предсказания баллистической теории для величины смещений импульсов канала I и II будут иными, чем рассчитанные в работе [107]. Кроме того, не измерена напрямую эффективность переизлучения (см. далее). То есть результат опыта неоднозначен.

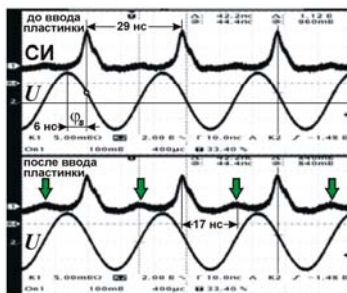


Рис. 4.3. Схема опыта Александрова.

В эксперименте Александрова [105, 106] тоже сравнивали скорость испущенного электронами синхротронного излучения, свободно пролетающего заданную дистанцию, и излучения, рассеянного средой (Рис. 4.3). В первом варианте опыта Александрова 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 номинального значения  $c$ , сдвигая момент регистрации импульсов излучения.



**Рис. 4.4.** Экспериментальные осциллограммы синхротронного излучения [106] – до внесения стеклянной пластинки (*вверху*) и после внесения (*внизу*). Стрелками отмечены импульсы вторичного излучения.

В первом варианте измеренная скорость излучения составила  $c$ , а во втором – не произошло сдвига импульсов на 9 нс. Однако и этот опыт в его нынешней постановке нельзя считать прямым, а вывод – однозначным. Во-первых, напрямую не измерена скорость электронов  $V$ . Она рассчитана косвенно по формулам СТО, из которых следует  $V \approx c$  [105]. Однако в классической физике скорость может превышать световую, как отмечал Ритц [1]. Поэтому сдвиг, следующий из теории Ритца, отличен от ожидаемого в [105], и необходимы прямые замеры скорости электронов пролётно-импульсным методом – по времени пролёта дистанции, измеренному установленными вдоль неё детекторами частиц. В ускорителе скорость электронов нельзя определить однозначно, как отношение длины их орбиты к периоду ускоряющего поля или импульсов излучения, т.к. эти периоды отличаются от периода обращения электронов, если в ускорителе крутится несколько сгустков электронов. Число сгустков тоже не измерено напрямую. В частном сообщении [104] автор эксперимента, Е. Александров, аргументировал гипотезу о единственном сгустке тем, что в накопитель из линейного ускорителя в опыте заводился всего один сгусток. Однако, в зависимости от длины заводимого сгустка и фазы ускоряющего поля, в которую он попадает, исходный сгусток может разбиваться на ряд отдельных, возле равновесных фаз на орбите накопителя.

Во-вторых, поскольку импульсы излучения образуют периодическую последовательность, нельзя сказать однозначно, произошёл их сдвиг или нет, раз сдвиг по теории Ритца не равен 9 нс. В частности, сдвиг, меньший 0,5 нс не удастся зафиксировать, а сдвиг, кратный периоду повторения импульсов, не проявится, ввиду наложения импульсов (строб-эффект). Эффект можно исключить, варьируя смещение импульсов в ходе отдаления фотодетектора. В случае опыта Александрова на длине  $S = 5,4$  м набирается смещение импульсов  $\Delta t = S/c - S/(c + V) = S/c(1 + c/V) = 18$  нс, что меньше периода повторения импульсов  $T = 29$  нс. То есть, в данном опыте строб-эффект не проявится. Однако в других опытах такого типа, например, в опыте Мазманишвили, где  $T = 19$  нс [11], строб-эффект возможен и должен быть учтён.

В-третьих, нет оценок эффективности переизлучения стеклянной пластинкой. Среда переизлучает лишь часть энергии света. Чем среда толще и плотнее, тем выше доля вторичного излучения среды со скоростью  $c$ , и ниже доля первичного, посланного источником со скоростью  $c + V$ . Как показал Фокс [8], 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 ослабленного переизлучения стеклянная пластинка замедлит лишь малую долю света, и основная его часть сохранит скорость  $c + V$ , не изменив осциллограмму.

Действительно, согласно формуле (4.3),

$$c^* = c/n^* = c/[n - V/(c + V)],$$

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 увеличивает  $l = \lambda/2\pi(n^* - 1)$ , отчего на толщине пластинки свет почти не переизлучается, проходя сквозь пластинку со скоростью  $c + V$ , и лишь малая часть энергии пе-

реизлучится со скоростью  $c$ . На осциллограмме из [106] видно, что после ввода пластинки высота импульсов снизилась: первичное излучение со скоростью  $c + V$  ослабло, и возникли импульсы, запаздывающие на  $\Delta t_o = 17$  нс (Рис. 4.4). Они не могут быть результатом переотражений (т.к. задержка, вносимая двумя переотражениями на длине  $S = 5,4$  м от переизлучающей пластинки до фотодетектора, составит  $\Delta t = 2S/c = 36$  нс), но могут соответствовать вторичному излучению, идущему от пластинки со скоростью  $c$ , на что указывает наблюдаемая величина задержки  $\Delta t_o$ , согласующаяся с теорией Ритца при классической оценке  $V$ .

Действительно, с точки зрения классической физики, импульс частиц  $p = \gamma mc$ , измеренный по кривизне траектории электрона в магнитном поле, соответствует скорости  $V = \gamma c = 880c$  (при импульсе электронов  $p = 450$  МэВ/с [105]). На длине пролёта  $S = 5,4$  м от переизлучающей пластины до фотодетектора это даёт задержку вторичных импульсов относительно первичных равную  $\Delta t_c = S/V = 18$  нс, что в пределах экспериментальных погрешностей ( $\sim 1$  нс) согласуется с измеренным значением  $\Delta t_o \approx 17$  нс. Вторичные импульсы малы ввиду слабого переизлучения или, возможно, от LC-фильтра, сгладившего сигнал фотодетектора и «звон», заметный на других осциллограммах [105]. Впрочем, такое сглаживание сигнала могло получаться и в ходе применения другого типа фотодетектора, с большей инерционностью и, соответственно, с LC-фильтром в эквивалентной схеме детектора. Сам автор эксперимента, Е. Александров, в частном сообщении автору [104] пришёл к выводу, что вторичный импульс (Рис. 4.4) представляет собой наводку, а не полезный сигнал в виде синхротронного излучения, что, якобы, подтверждалось его неустойчивой амплитудой и тем, что при закрытии окна вывода чёрной бумагой первичный импульс исчезал, а вторичный – сохранялся. Но это может свидетельствовать о том, что сигнал синхротронного излучения, обладающий широким спектром от ИК- до рентгеновского диапазона [105], содержит, кроме оптической компоненты, которая практически не переизлучается стеклом, и проникающую сквозь бумагу компоненту в виде длинноволнового ИК- (50–2000 мкм) или рентгеновского излучения (с характерной длиной волны  $61,3 \text{ \AA}$  [105]), которое эффективно переизлучается стеклом (см. § 4.1), а потому запаздывает относительно оптической компоненты на 18 нс. Действительно, фотодиоды обладают некоторой чувствительностью к ИК- и рентгеновскому излучению, меняющейся в зависимости от ряда факторов, в том числе от состояния переходов в PIN-диоде. То есть, отсутствие импульсов вторичного излучения в других сериях измерений [105] может быть результатом изменения типа фотодиода или схемы его установки и подключения, по сравнению с сериями, где получены осциллограммы из работы [104].

Во втором варианте опыта скорость импульса синхротронного излучения измерялась путём деления длины канала вывода излучения  $S_1 = 7,2$  м на время  $\tau = 24$  нс прохождения импульса и составила  $7,2/24 \cdot 10^{-9} = 3 \cdot 10^8$  м/с. Время  $\tau$  измеряли по моменту регистрации импульса относительно момента его излучения, с учётом времени прохождения излучающих сгустков до ускоряющего резонатора (Рис. 4.3) и фазового сдвига  $\phi_s = 75,6^\circ$  (6 нс) моментов прихода сгустков к резонатору (Рис. 4.4) относительно максимума ускоряющего напряжения на осциллограмме [105, 106]. Замеры скорости синхротронного излучения в данном случае содержат ряд неоднозначностей: во-первых, не измерена напрямую скорость электронов (а значит, и время прохождения ими дистанции  $S_2 = 2,8$  м до ускоряющего резонатора); во-вторых, неоднозначность возникает, поскольку задержку  $\tau$  можно измерять относительно разных импульсов в серии; в-третьих, неоднозначность вызвана неопределённостью знака напряжения на осциллограмме (Рис. 4.4). С учётом этого результат опыта можно рассматривать и как подтверждение баллистической теории, т.к. при классической оценке скорости электронов  $V = \gamma c = 880c$ , те пройдут от момента излучения дистанцию  $S_2 = 2,8$  м практически за то же время, что и синхротронное излучение, проходящее путь  $S_1 = 7,2$  м. Задержка составит  $\Delta t = S_1/(V + c) - S_2/V = 0,016$  нс. Если отмерять фазу  $\phi_s = 75,6^\circ$  (6 нс) сгустка от максимума ускоряющего напряжения  $U$  [105], он придёт к ускоряющему резонатору практически синхронно с регистрацией импульса синхротронного излучения детектором (Рис. 4.4).

Итак, для исключения неоднозначностей, в опыте следует, во-первых, измерять скорость электронов; во-вторых, исключить строб-эффект, меняя пролётные длины; в-третьих, оценить вклад переизлучения, меняя пластинки и оценивая сопутствующие изменения осциллограмм. В таком виде опыт может стать решающим и войти в учебники. А пока он неоднозначен и не нов [106], повторяя схему опыта А.С. Мазманишвили [107] и её недочёты.

Эффект переотражений, видимо, имел место и в опыте Мазманишвили. В первом варианте опыта (Рис. 4.2, *a*) 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, что при частоте повторения импульсов  $f = 52$  МГц [11] и периоде повторения  $T = 1/f = 19$  нс привело бы к появлению дополнительного, смещённого на  $19 - 14$  нс = 5 нс импульса синхротронного излучения. Именно такое смещение импульса наблюдается в эксперименте (Рис. 4.2, *з*). Таким образом, два наблюдаемых импульса соответствуют не разным каналам, а первому и отражённому импульсу с одного и того же канала, а импульс со второго канала не попадал на осциллограмму из-за большой величины смещения. Это подтверждается тем, что после перекрытия второго канала вторичный импульс остался (на Рис. 4.2, *в* отмечен стрелкой), но в ослабленном виде, – вероятно, от перестановок фотодетекторов [11]. Для выяснения природы импульсов следует по очереди перекрывать один и другой канал. Если второй импульс был результатом переотражений, то при перекрытии первого канала исчезли бы оба импульса.

Во втором варианте опыта Филиппова-Мазманишвили (Рис. 4.2, *б*), видимо, имела место та же ошибка, поскольку излучение поступало в детектор только с одного канала. Это связано с отмеченной экспериментаторами сложностью установки детектора и зеркала, для попадания в детектор излучения с обоих каналов [107]. В итоге, зеркало отражало к детектору сигнал со второго канала, а сигнал с первого канала шёл мимо. Действительно, как отмечают экспериментаторы [279], первоначально в опыте регистрировали импульс, смещённый на 3 нс, чему соответствовала аномально низкая скорость света в  $0,15c$ . Столь низкая скорость света в рамках СТО соответствовала движению света на участке  $l = 15$  см между зеркалом и призмой (Рис. 4.2, *б*), поскольку при постоянстве скорости света время его движения в каналах *I* и *II* должно совпадать. Поэтому в рамках СТО регистрируемая задержка  $\tau = l/0,15c = 3$  нс и была интерпретирована как аномально низкая скорость света на участке *l*.

После случайного смещения зеркала одним из сотрудников УФТИ, – Д.И. Адейшвили (отмеченного в [107] благодарностью), лишняя задержка  $\tau$  исчезла, видимо, ввиду отражения зеркалом в детектор луча из первого канала. А в рамках баллистической теории при классической оценке скорости электронов  $V = \gamma c = 137c$  (при импульсе электронов  $p = 70$  МэВ/с [107]) задержка  $\tau$  как раз составит 3 нс, т.к. в канале *I* путь  $s_1 = 1$  м синхротронное излучение проходит практически мгновенно за время  $s_1/(c + V) = 24 \cdot 10^{-12}$  с = 24 пс, а по каналу *II* свет после переизлучения, двигаясь со скоростью  $c$ , пройдёт дистанцию  $s_2 = 1$  м за время  $\tau = l/c = 3$  нс, которое соответствует регистрируемому изначально. То есть, начальный результат эксперимента, противоречащий СТО, соответствовал баллистической теории. А последующее смещение зеркала привело к результату, истолкованному как противоречие теории Ритца.

Ставился также опыт по сравнению скорости электронов с энергией 11 ГэВ ( $\gamma = 22000$ ) и их синхротронного излучения на дистанции  $S = 1$  км [70]. Детектор регистрировал частицы и их излучение с задержкой  $\Delta t < 5 \cdot 10^{-12}$  с. Опыт интерпретировали как совпадение этих скоростей с точностью  $10^{-6}$ , и со скоростью света  $c$ , а также как подтверждение независимости скорости синхротронного излучения от скорости излучающих частиц. В действительности ни скорость частиц, ни скорость излучения не измерены напрямую, поэтому опыт не противоречит теории Ритца. Согласно баллистической теории, при  $\gamma = 22000$  электроны летят со скоростью  $V \approx 22000c \gg c$ , и их скорость лишь на 0,005% ниже скорости  $c + V \approx 22001c$  испущенного ими излучения, отчего дистанцию  $S = 1$  км они проходят с разрывом  $\Delta t_c \sim 7 \cdot 10^{-15}$  с, что укладывается в экспериментально измеренный интервал  $\Delta t_o < 5 \cdot 10^{-12}$  с.

Аналогичный опыт, повторенный при энергиях электронов 15–20 ГэВ [317] на ускорителе SLAC на пролётной базе  $S \sim 1$  км, тоже показал отсутствие разницы скоростей света с точностью  $10^{-7}$ , что так же согласуется с теоретически предсказанной в рамках баллистической теории разницей моментов регистрации.

Дабы исключить неоднозначность подобных опытов, следует измерять скорость частиц и излучения напрямую, а затем сравнить, либо применить для сравнения излучение неподвижного источника, обладающее точно известной скоростью  $c$ . Другой вариант состоит в сравнении скорости частиц и их излучения при  $\gamma \approx 1$ , т.е. при скорости частиц  $V \sim c$ . При таком условии скорость  $V$  частиц и их излучения  $V + c$ , во-первых, будет заметно различаться в процентном отношении, во-вторых, это различие может быть точно измерено, поскольку разность времён пролёта будет порядка наносекунд.

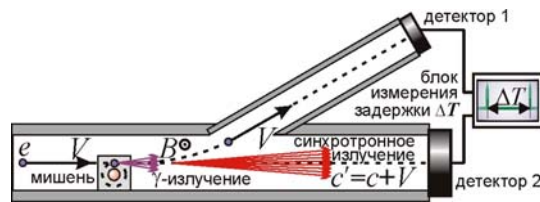


Рис. 4.5. Схема опыта Брауна [70].

Таким образом, эксперименты рассмотренного типа содержат ряд неоднозначностей, ставящих под сомнение их результаты, но эти неоднозначности легко исключить посредством дополнительных измерений и технических усовершенствований. В случае подтверждения сверхсветовой скорости  $c' = c + V = c(1 + \gamma)$  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. В итоге, сигналы от синхротронов ( $c \gamma \sim 10000$ ) на космических станциях и кораблях преодолечат межпланетные дистанции в тысячи раз быстрее, чем на скорости света  $c$ , то есть не за минуты, а за доли секунды, что сделает космическую связь более удобной, а управление АМС, луноходами и марсоходами – быстрым и надёжным.

#### § 4.4. Механизм генерации синхротронного излучения в баллистической теории

Отметим, что все известные свойства синхротронного излучения согласуются с баллистической теорией [A2, A37, 110], основанной на классической механике, где отсутствует 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  $V = eBR/m = \gamma c$ , где  $\gamma$  – лоренц-фактор [A37]. За счёт добавления скорости  $V$  электрона к скорости  $c$  его излучения (Рис. 4.6), оно вылетает вдоль вектора  $\mathbf{V}$  и собрано в конусе с углом образующей  $\theta = \arcsin(c/V) \approx 1/\gamma$  [A37, 110]. Отсюда же следует диаграмма направленности синхротронного излучения, интенсивность которого, как покажем, спадает к краям конуса излучения. Несмотря на рост плотности излучения к краям, как в конусе распада частиц [280], интенсивность излучения убывает к краям за счёт эффекта Доплера.

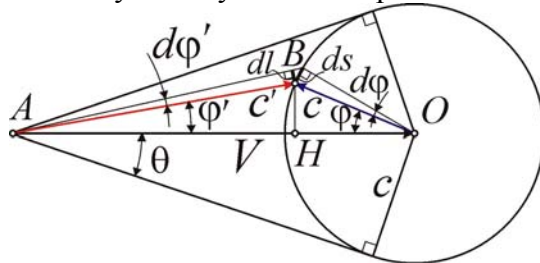


Рис. 4.6. Преобразование интенсивности синхротронного излучения.

Действительно, обнаружено, что синхротронное излучение сосредоточено в конусе с углом образующей  $\theta \approx 1/\gamma$  к оси конуса (вектора скорости) и при нарастании  $\theta$  в диапазоне от нуля до  $1/\gamma$ , его интенсивность убывает. Рассмотрим излучение, распространяющееся от заряда вдоль плоскости чертежа в пределах малого угла  $da$  к этой плоскости. При этом интенсивность излучения, с одной стороны, растёт при росте угла  $\varphi$ , т.к. излучение, равномерно расходясь из центра  $O$  и поступая в телесный угол  $d\varphi da$  (где угол  $\varphi$  опирается на дугу  $ds$ ), воспринимают в пределах меньшего телесного угла  $d\varphi' da$ , где угол  $\varphi'$  опирается на отрезок  $dl = dx \sin(\pi/2 - \varphi' - \varphi)$ . В таком случае регистрируемая мощность излучения

$$P'(\varphi') = P_0 \frac{d\varphi}{d\varphi'} = P_0 \frac{(ds/c)}{(dl/c')} = P_0 \frac{\sqrt{V^2 + c^2 - 2Vc \cos \varphi}}{c \cos(\varphi + \varphi')} = P_0 \frac{\sqrt{V^2 + c^2 - 2Vc \cos \varphi}}{c \cos(\varphi + \varphi')}.$$

С другой стороны, интенсивность убывает к краям за счёт эффекта Доплера по закону

$$P' = P_0(1 + \cos \varphi V/c)$$

Отсюда окончательно для интенсивности излучения получим значение

$$P'(\varphi', \varphi) = P_0(1 + \cos(\varphi)V/c) \frac{\sqrt{V^2 + c^2 - 2Vc \cos \varphi}}{c \cos(\varphi + \varphi')}. \quad (4.a)$$

Угол  $\varphi'$  выражается через угол  $\varphi$  из треугольника  $OAB$  следующим образом

$$\varphi' = \operatorname{arctg}\left(\frac{BH}{AH}\right) = \operatorname{arctg}\left(\frac{c \sin \varphi}{V - c \cos \varphi}\right). \quad (4.b)$$

Из формул (4.a) и (4.b) следует параметрически заданная диаграмма направленности (по мощности) синхротронного излучения  $P'(\varphi')$ . Эта теоретическая зависимость представлена на рис... Отметим, что функция  $P'(\varphi')$  отображает зависимость от угла интегральной мощности излучения по всему спектру. А поскольку эффект Доплера преобразует частоту излучения для разных  $\varphi$  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 теорией Ритца различие диаграмм направленности для излучений разных диапазонов можно, в частности, использовать для проверки баллистической теории. Так, в рамках баллистической теории диаграмма направленности синхротронного радиоизлучения, для частот близких к циклотронной, характеризуется на краях (при  $\varphi' = \pm\theta$ ) не минимумами, а максимумами, вопреки прогнозам СТО [108, 133, 227, с. 206].

Таким образом, согласно баллистической теории, только у высокочастотного синхротронного свечения мощность спадает к краям конуса излучения с углом раскрытия  $\theta \approx 1/\gamma$ , что согласуется с наблюдаемой в экспериментах диаграммой направленности. Данное свойство острой направленности синхротронного излучения рассматривалось как противоречащее влиянию скорости электронов на скорость их излучения [135]. Такой вывод связан с отсутствием прямых измерений скорости излучающих частиц, принятой равной  $V \approx c$ , тогда как в баллистической теории  $V = \gamma c$ . Таким образом, анализ свойств синхротронного излучения в рамках баллистической теории следует проводить целиком в рамках этой теории, на основе запаздывающих потенциалов Ритца, как отмечено в работе [295], и в рамках классической кинематики. При таком анализе расхождения с баллистической теорией отсутствуют.

Поскольку прямых измерений скорости излучающих частиц до сих пор не проводилось, то пока ни теория относительности, ни баллистическая теория не противоречат наблюдаемым свойствам синхротронного излучения. Критерием выбора между двумя теориями станет прямое измерение скорости излучающих частиц времяпролётным методом.

Предполагалось, 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 много выше скорости света. Поэтому в СТО данная оценка неоднозначна, т.к. требуется учесть количество сгустков. Для малых ускорителей считают, что сгусток один и находят его скорость как отношение длины кольца ускорителя к периоду ускоряющего поля, не измеряя напрямую число сгустков. Для крупных ускорителей, диаметром в сотни метров число сгустков определяют как отношение времени  $t = L/c$  обхода кольца ускорителя частицами (на скорости  $c$ ) к периоду  $T$  ускоряющего поля или к периоду следования импульсов. Это число  $q = L/cT$  называют *кратностью ускорения*. То есть, имеет место циклическое обоснование равенства  $V = L/qT = c$ . Другим косвенным методом измерения числа сгустков, например в большом адронном коллайдере, служит измерение по непосредственно регистрируемому в единицу времени числу столкновений частиц – светимости пучка

$$L = (ll_b)(N_1N_2/S)f,$$

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 каждом сгустке примерно постоянно, то светимость  $L$  пропорциональна квадрату числа сгустков  $q$ . На основе этих данных и 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  $V = L/c$ , как отмечено, например, А.В. Мамаевым [233]. Поскольку в теории Ритца  $V = \gamma c$ , т.е. в  $\gamma$  раз выше скорости света, получим, что та же частота импульсов получится при одном сгустке, откуда  $q = \gamma$ . Действительно, для крупнейших ускорителей обычно справедливо соотношение  $q \approx \gamma$ , что не нашло объяснений. Так, в протонном синхротроне (PS) в ЦЕРНе [235], при им-

пульсе протонов  $p = 19,2$  ГэВ/с ( $\gamma \approx 20$ ) расчётное число сгустков  $q \approx 19 \approx \gamma$ . В ускорителе АРУС при энергии электронов  $E = 50$  МэВ ( $\gamma \approx 98$ ) расчётное число сгустков  $q = 96 \approx \gamma$  [234]. В Большом Адронном Коллайдере (БАК) при энергии протонов  $E = 3$  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, поскольку увеличение светимости  $L$  при увеличении  $\gamma$  можно интерпретировать и как увеличение числа сгустков (рост  $N_1$  и  $N_2$ ) и как увеличение частоты  $f$  обращения и скорости частиц при неизменном числе сгустков. Таким образом, в крупных ускорителях  $q$  и  $\gamma$  либо совпадают по порядку величины, либо кратны друг другу (если реальное число сгустков отличается от одного). А в рамках СТО эти величины не должны быть связаны. Измерить действительную скорость частиц можно, либо при выводе их из ускорителя и измерении времяпролётным методом по задержке импульсов, либо при циркуляции в синхротроне всего одного электрона. Такие события и импульсы синхротронного излучения от одиночных электронов отчётливо регистрируются в экспериментах [236, 302]. В этом случае по периоду  $T$  повторения импульсов синхротронного излучения 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 в СТО) был выявлен в экспериментах на Шанхайском ускорителе, где электроны разгонял генератор Ван де Граафа [239]. При этом было обнаружено, во-первых, что измеренная калориметрическим методом энергия электронов  $W$ , нагревающих металлическую мишень при осаждении на неё пучка, не соответствует теоретической энергии электронов  $eU$ , приобретённой в ускоряющем потенциале  $U$  ускорителя. В рамках баллистической теории это обусловлено зависимостью силы электрического отталкивания, напряжённости поля  $E$  в системе заряда, от его относительной скорости  $V$  [A37, A45], см. § 4.8. Во-вторых, измеренная калориметрическим методом энергия электронов не соответствовала их импульсу и скорости, измеренной пролётным методом, если определять связь этих величин в рамках СТО. Напротив, в рамках классической теории и БТР эти величины соответствуют друг другу. Действительно, если в классике импульсу  $p = mV = m\gamma c$  ультрарелятивистского электрона соответствует энергия  $W = mV^2/2 = m\gamma^2 c^2/2$ , то в рамках СТО ему соответствует энергия  $W = pc = m\gamma c^2$ . То есть, ещё одним критерием выбора между баллистической теорией и СТО служит прямое измерение импульса и энергии частиц.

Кроме того, возможны режимы работы ускорителя, когда в нём по разным орбитам циркулируют сгустки с разной скоростью и с частотами кратными частоте ускоряющего поля [A45]. Это всегда 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 с соответствующими частотами 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  $n = 100$  и выше, ускоряющие синхронные частицы с частотами обращения  $nf$ . Отчасти данная ситуация напоминает параметрический резонанс, когда одна частота возбуждает ряд частот. В таком случае детекторы электрического поля сгустков или синхротронного излучения регистрируют не скорость прохождения самих частиц, а скорость движения волны плотности, которая может быть много меньше скорости частиц.

Аналогично, нельзя измерить данным способом скорость распространения электромагнитных волн, бегущих 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 интерференционное поле. Для сгустков, летящих по орбитам разных радиусов с частотами  $nf$ , общий сигнал  $S(t)$  с детекторов можно грубо представить суперпозицией  $S(t) = \sum b_n [1 + \cos(2\pi nft + \theta_n)]$ , где  $b_n$  – амплитуда,  $\theta_n$  – 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: в волноводе возбуждаются моды разных скоростей  $V_\phi$ , ускоряющие синхронные сгустки. А их сигнал  $S(t)$  соответствует  $V \leq c$ . Таким



образом, для однозначного измерения скорости частиц, необходимо выводить частицы из ускорителя и сепарировать их магнитным полем, после чего их скорость можно напрямую измерить пролётным методом.

Отметим, что до сих пор регистрация сгустков осуществлялась посредством ВРМ-датчиков (beam position monitor), измеряющих наводимый пролетающим сгустком заряд в проводнике внутри вакуумной камеры. Однако, низкое быстродействие позволяет определять таким методом только поперечное положение пучка в камере, а не его продольное смещение, необходимое для измерения скорости. Тем не менее, в последнее время появляются электрооптические датчики, позволяющие непосредственно и с гигантским быстродействием измерять электрическое поле пролетающих сгустков [325]. Это открывает возможность прямого измерения скорости частиц непосредственно в камере ускорителя. Интересно отметить, что именно этот тип датчиков уже позволил зарегистрировать высокие гармоники (вплоть до тысячной) высоковольтного напряжения в ЛЭП [321]. Данный факт подтверждает, что искажения гармонического сигнала напряжения, в том числе в ускорительных станциях, всегда присутствуют: именно эти искажения, как отмечалось, делают возможным ускорение частиц, движущихся по орбитам с частотами кратными частоте ускоряющего напряжения [А45]. Интересно отметить, что сигнал, регистрируемый в циклических ускорителях посредством электрооптических датчиков, действительно, представляет собой сигнал в виде набора высоких гармоник с эквидистантным спектром [325]. Аналогичный вид имеет, например, временная структура фемтосекундных лазерных импульсов, так же представляющих собой сумму высоких гармоник с эквидистантным спектром [29].

Оценим длительность импульса синхротронного излучения в баллистической теории. Импульс излучения соответствует пролёту электроном участка орбиты  $d \approx 2R\theta \sim 2R/\gamma$ , с которого излучение попадает в детектор на расстоянии  $L$  [108] (Рис. 4.7). Из начала  $A$  интервала  $d$  свет дойдёт за время  $t_A = (d + L)/(c + V)$ , из конца  $B$  – через время  $t_B = d/V + L/(c + V)$  после излучения из точки  $A$ . Длительность импульса

$$\Delta T = t_B - t_A \approx d/c\gamma^2 \approx 2R/c\gamma^3, \quad (4.*)$$

в согласии с классическим результатом [108].

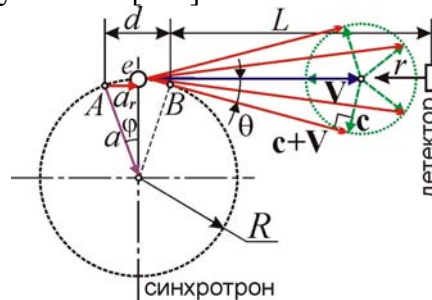


Рис. 4.7. Схема формирования синхротронного излучения.

Обычно гармоники синхротронного излучения объясняют тем, что его регистрируют в виде коротких импульсов длительностью  $\Delta T$ , отчего спектр и формируют гармоники  $Hf_c$ , вплоть до частот  $f \sim 1/\Delta T \sim \gamma^3 c/R$  (Рис. 4.8.б). При этом интенсивность высших гармоник мала. А с учётом эффекта Ритца (1.14), 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  $\phi$  точки излучения, в которой  $a_r = -a_0$  (Рис. 4.7). Это приведёт к росту интенсивности гармоник и неограниченному росту их номеров  $H$ . Лучевое ускорение  $a_r = -a \sin \phi$ , где  $\sin \phi \sim \sin \theta \sim 1/\gamma$ , и условие  $a_r = -c^2/L$  генерации жёсткого излучения реализуется при  $L = R/\gamma^2 \sin \phi \sim R/\gamma$ . Тогда даже при малых  $\gamma$  возможна генерация жёсткого излучения, путём удлинения канала  $L$  или сокращения радиуса орбиты  $R$ , чем и пользуются на практике. Поскольку при снижении  $\phi < \theta$  пик растёт, то дальнейшее увеличение  $L = R/\gamma^2 \sin \phi$  наращивает интенсивности высших 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/с<sup>2</sup> (при  $L \sim R \sim 1$  м), то есть 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 рентгеновского –  $L \sim 100$  м [108]. И ввиду роста номеров  $H$  и мощности гармоник при росте  $L$ .

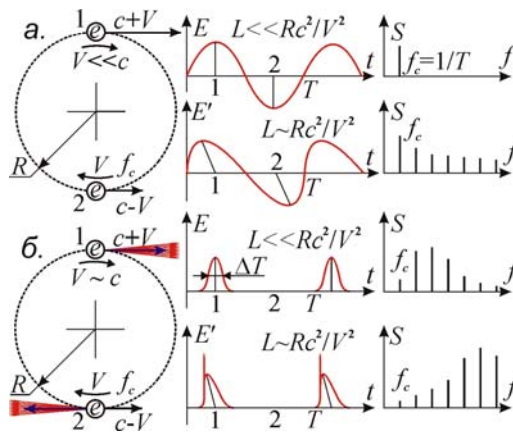


Рис. 4.8. Схема формирования спектра гармоник от искажения профиля волны, излучённой частицами в ускорителях (а, б).

Оценим мощность синхротронного излучения в баллистической теории. Так как мощность  $P_1$  излучения одиночного электрона пропорциональна квадрату ускорения  $a$ , то  $P_1 \propto a^2 = V^4/R^2 \propto \gamma^4/R^2$ . 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, а  $p \propto \gamma$  – импульс электрона [133]. То есть, СТО и баллистическая теория предсказывают одинаковую зависимость мощности синхротронного излучения от  $\gamma$ -фактора. Различие будет только в коэффициенте пропорциональности. Поэтому замеры мощности излучения одиночного электрона, которое отчётливо регистрируется [236, 302], дают простой критерий выбора между релятивистской и баллистической теорией.

Таким образом, большинство наблюдаемых свойств синхротронного излучения одинаково хорошо предсказываются баллистической теорией и теорией относительности и согласуются с результатами экспериментов. Разницу их предсказаний можно обнаружить только для некоторых слабо изученных характеристик излучения. Так что исследование этих характеристик было бы весьма желательно в плане выбора между баллистической теорией и СТО.

#### § 4.5. Механизм генерации и свойства черенковского излучения

Один из способов измерения скорости частиц состоит в исследовании характеристик их черенковского излучения в среде, поскольку угол  $\theta$ , под которым распространяется излучение (Рис. 4.9), согласно теории эффекта Вавилова-Черенкова, связан со скоростью  $v$  частицы и показателем преломления среды  $n$ , в которой частица генерирует излучение, выражением

$$\cos\theta = c/nv. \quad (4.2)$$

Найденные по измеренному углу  $\theta$  скорости частиц

$$v = c/n\cos\theta \quad (4.3)$$

не превышают скорости света  $c$  в вакууме и согласуются со значением скорости  $v$ , рассчитанным по релятивистских формулам по измеренному импульсу частиц. Однако формула (4.3), выведенная Вавиловым, Таммом и Франком в рамках релятивистской теории эффекта, – это следствие ряда упрощений и предположений, требующих прямой проверки. В рамках баллистической теории механизм генерации черенковского излучения – совершенно иной.

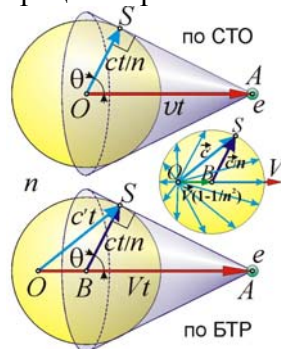


Рис. 4.9. Скорость частиц, найденная в СТО по углу  $\theta$  их черенковского излучения отличается от значения, полученного в рамках баллистической теории.

В частности, в экспериментах группы А.А. Тяпкина [172] было открыто черенковское излучение, генерируемое под закритическими углами  $\theta > \arccos(c/nv)$ , что свидетельствует о сверхсветовой скорости  $v$  частиц и требует дальнейшего подробного анализа и 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 движется частица. В рамках описания, принятого в релятивистской кинематике, источником излучения служит среда, в которой движущаяся частица возбуждает колебания зарядов. По мнению самого С.И. Вавилова, открывшего совместно с Черенковым одноимённый эффект, источником излучения служит сама движущаяся частица, которая колеблется под влиянием электрических полей атомов неподвижной среды, мимо которых пролетает, 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 воздействия.

В случае классической интерпретации эффекта Вавилова-Черенкова, если в рамках теории Хевисайда и баллистической теории излучение генерирует сам движущийся заряд, тогда скорость  $c'$  идущих от него световых волн в среде равна уже не  $c/n$ , а векторной сумме  $c/n + \mathbf{V}/n^2$ . Соответственно, скорость волн в среде (Рис. 4.9) относительно источника равна

$$c/n - V(1 - 1/n^2),$$

как показал опыт Физо (§ 3.2). Если источник в среде сообщает часть скорости  $V$  свету, соотношение (4.2) перестаёт выполняться.

Пусть электрон, вылетающий из точки  $O$ , излучил световую волну (Рис. 4.9). 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  $OA$ , в сумме образуют огибающий волновой фронт в виде общей касательной к этим волнам поверхности-конуса, с углом раствора  $\theta = ABS$ . Из прямоугольного треугольника  $ASB$  найдём  $\cos\theta = BS/BA$ , где  $BA = OA - OB = Vt - Vt/n^2$ . Отсюда

$$\cos\theta = c/nV(1 - 1/n^2),$$

то есть появляется множитель, равный коэффициенту увлечения Френеля  $(1 - 1/n^2)$ . Отсюда

$$V = c/n(1 - 1/n^2)\cos\theta, \quad (4.4)$$

а импульс электрона

$$p = mV = mc/n(1 - 1/n^2)\cos\theta. \quad (4.5)$$

Это значение превышает значение импульса, найденное в релятивистской модели (4.3)

$$p \approx mc/(1 - v^2/c^2)^{1/2} \approx mc/(1 - 1/n^2\cos^2\theta)^{1/2}. \quad (4.6)$$

Несовпадение классической формулы (4.5) и релятивистской (4.6) 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 был рассчитан строго, и для него будет выполняться более сложная зависимость. Соответственно, фронт волны на Рис. 4.9 изобразится уже не сферической, а более сложной поверхностью, что приведёт к изменению положения огибающей волн и к видоизменению формулы (4.5).

Как выяснили в § 3.2, частицы с релятивистскими скоростями испускают свет в прямом направлении со скоростью  $c' = c/[n - V/(c + V)]$ . Под углом  $\theta$  к линии полёта составляющая скорости равна  $V\cos\theta$ . Тогда в направлении  $\theta$  скорость света задана уравнением

$$c' = c/[n - V\cos\theta/(c + V\cos\theta)]. \quad (4.6^*)$$

Это уравнение и задаёт профиль образующей фронта световой волны, представляющей собой тело вращения с осью направленной вдоль вектора скорости  $\mathbf{V}$ . В газе, при  $n = 1 + \delta$ , где

$\delta \ll 1$  и  $\delta \ll c/V$ , получим уравнение образующей вида  $c' \approx c + V \cos \theta$ . Переходя от сферических к полярным координатам, получим уравнение образующей в форме конхоиды окружности (улитки Паскаля) – кривой, которую описывает точка на колесе, катящемся по колесу того же радиуса. Касательная к этой световой волне, проведённая из точки  $A$ , и задаёт форму фронта огибающей волны черенковского излучения. Из условия прохождения касательной через точку  $A$ , найдём для угла черенковского излучения

что ближе к значению (4.6).

Таким образом, дополнительным критерием проверки баллистической теории станет сравнение импульса частиц, измеренного по кривизне траектории электрона в магнитном поле, и импульса, рассчитанного по черенковскому углу (4.5) и (4.6).

Классическая оценка скорости (4.4) приводит к более высоким значениям скорости, чем стандартная формула (4.3). Например, если для воды ( $n = 1,3$ ) в рамках СТО считали, что предельный угол  $\cos \theta = 1/n$  соответствует скорости  $v = c/n \cos \theta = c$ , то в рамках баллистической теории он должен соответствовать сверхсветовой скорости

$$V = c/(1 - 1/n^2) = 2,45c.$$

Таким образом, оценка скорости излучения по стандартной формуле Вавилова-Черенкова (4.3) 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 [172, 285]. Действительно, обычно конструкция черенковских детекторов не допускает регистрации излучения под запредельными углами  $\theta$ , поскольку черенковские детекторы, как правило, меряют не угол  $\theta$ , а регистрируют частицы, излучающие под заданным углом, не выходящим из допустимого диапазона  $1/n \leq \cos \theta \leq 1$ . А для замеров скорости частиц применяют пороговые счётчики, срабатывающие, когда частица, превысив порог скорости света в среде  $c/n$ , начнёт генерировать излучение, откуда, согласно СТО,  $\cos \theta = c/nv = 1$  (при  $v < c/n$  излучения нет). В таких счётчиках применяют газовую среду, где  $n \approx 1$  или  $n = 1 + \delta$ . Повышая давление газа и, соответственно, его показатель преломления  $n$ , до появления излучения при  $v = c/n$ , находят по пороговому значению  $n$  скорость

$$v = c/n \approx c - \delta c.$$

Но если предельному углу  $\cos \theta = 1$  соответствует

$$V = c/n(1 - 1/n^2) \approx c/2\delta, \quad (4.7)$$

то при  $\delta \ll 1$  пороговые счётчики Черенкова регистрируют частицы с  $V \gg c$ . В рамках СТО снижение  $\delta$  и порогового давления газа соответствует приближению  $v$  к  $c$ . А в рамках баллистической теории снижение  $\delta$  соответствует бесконечному росту скорости  $V$ . Тогда скорость

$$v = c/n \approx c - \delta c,$$

найденная в рамках СТО, соответствует релятивистскому импульсу

$$p \approx mc/(1 - v^2/c^2)^{1/2} \approx mc/(2\delta)^{1/2}, \quad (4.8)$$

совпадающему с измеренным по кривизне траекторий в магнитном поле  $B$  значению  $p$  (§ 4.3). Похожее на (4.8) выражение следует также из классического выражения для импульса

$$p = mV = mc/2\delta, \quad (4.9)$$

если использовать значение скорости (4.7), рассчитанное в рамках баллистической теории.

Несовпадение степени в знаменателе (4.8) и (4.9) обусловлено тем, что формулы (4.7) и (4.9) получены в рамках приближений, и коэффициент увлечения Френеля теоретически и экспериментально найден лишь для  $V \ll c$ , а для высоких скоростей он задаётся сложнее.

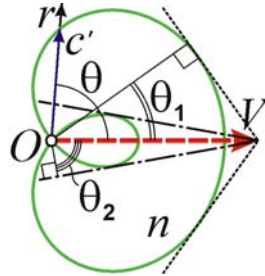
Действительно, в баллистической теории точный расчёт (см. § 2.2) показывает, что испущенный частицами свет приобретает в среде с показателем преломления  $n = 1 + \delta$  скорость  $c' = c/[n - V/(c + V)]$ , и черенковские пороговые детекторы при  $c' = V$  и  $\delta \ll 1$  регистрируют частицы со скоростью  $V \approx c/\delta^{1/2} \gg c$ , которая соответствует их импульсу

$$p = mV \approx mc/\delta^{1/2}. \quad (4.10)$$

Формула (4.10) уже соответствует, с точностью до коэффициента  $2^{1/2}$ , формуле (4.8), которая согласуется с измеренным импульсом частиц, генерирующих черенковское излучение. Расхождение в виде коэффициента  $2^{1/2}$  предоставляет дополнительный критерий проверки баллистической теории и того, какая из формул для расчётного по углу  $\theta$  импульсу лучше соответствует измеренному импульсу. По сути, данный критерий был проверен в экс-

периментах [220, 303], где было обнаружено, что частицы начинают генерировать излучение при значении импульса  $p$  меньше порогового.

Сходный видом также обладают зависимости порогового  $n$  от  $\gamma$  в СТО и баллистической теории. 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 (4.6\*) носит приближённый характер и при ультрарелятивистских скоростях ( $\gamma \gg 1$ ) нарушается. Это тоже можно использовать в качестве простого критерия проверки теории Ритца, где измеренная величина  $\delta \ll 1$  соответствует сверхсветовым скоростям  $V \approx c\gamma \approx c/\delta^{1/2}$ . То есть и здесь основной критерий проверки теории Ритца – это прямое измерение  $V$  пролётным методом.

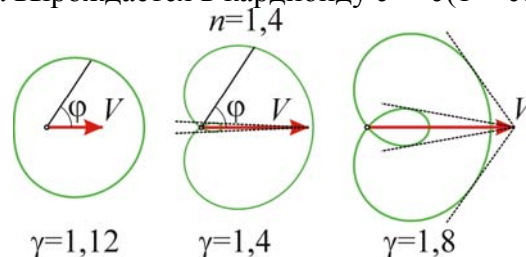


**Рис. 4.10.** Форма волнового фронта от релятивистской частицы в среде и конусы огибающих этих фронтов.

Угол  $\theta$  черенковского излучения в рамках теории Ритца выражается неоднозначно (Рис. 4.10). Если на скорость  $c' = c/[n - V_r/(c + V_r)]$  в направлении  $\theta$  влияет лишь радиальная компонента скорости заряда  $V_r = V \cos \theta$ , то при  $V \sim c$  волновой фронт приобретает форму

$$c'(\theta) = c/[n - (c/V \cos \theta + 1)^{-1}]$$

отличную от сферической (Рис. 4.11). 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.  $c'(\theta = \pi) = c/[n - (1 - c/V)^{-1}] \leq 0$ . В этом случае задняя часть фронта выгибается вперёд, образуя дополнительный вытянутый в направлении вперёд лепесток, с самопересечением в полюсе  $O$  (Рис. 4.11). Тогда, кроме нормального конуса черенковского излучения (внешней огибающей фронтов, с углом  $\theta_1$  на Рис. 4.10), формируется узкий конус – огибающая лепестка (с углом  $\theta_2$ ). При  $n < 1,5$  этот аномальный конус образуется при допороговых значениях  $\gamma$ . 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  $V_1 = c(-1 + [1 + 4/(n - 1)]^{1/2})/2 > c$ , то есть нормальное черенковское излучение генерируется при  $V > c$ , то аномальное черенковское излучение, соответствующее лепестку и возникающее при  $V = c$ , генерируется до порога  $V_1$  основного (нормального) излучения, что выполняется при  $n < 1,5$ . Это аномальное черенковское излучение должно возникать, когда на улитке Паскаля появляется заострение в полюсе  $O$ , и она вырождается в кардиоиду  $c' \approx c(1 + \cos \theta)$ , так что  $c' = 0$  при  $\theta = \pi$ .



**Рис. 4.11.** Эволюция волнового фронта от релятивистской частицы в среде при росте  $\gamma$ -фактора. Приближённо соответствует эволюции конхоиды окружности  $c' = V/(c/V + \cos \theta)$  при изменении параметра  $c/V = 1/\gamma$ .

Допороговая генерация была открыта в экспериментах с ионами свинца [220] и с ионами золота [285]. Если конус нормального черенковского излучения сужался по мере роста  $n$  или  $V$ , то конус аномального – расширялся, в согласии с теорией Ритца. На фотографиях [221] наблюдали два кольца: одно отвечало нормальному черенковскому эффекту ( $\theta_1$ ), а второе, аномально широкое кольцо, – излучению от частиц с  $V > c$  [221]. Судя по всему, его ге-



нерируют те же частицы: аномальное излучение и формирует 2-е кольцо ( $\theta_2$ ). Отметим, что релятивистская теория не исключает допороговой генерации черенковского излучения, поскольку для частот, соответствующих линиям поглощения среды-радиатора, показатель преломления растёт в разы, до значений  $n' > n$ . Соответственно, на данных частотах черенковское излучение частицы возбуждают при скоростях  $V = c/n'$ , которые меньше пороговых  $V = c/n$ . Однако аномальное излучение, зарегистрированное в опытах [220, 221, 285], не может иметь такую природу, поскольку его спектр не отличается от классического черенковского спектра. Кроме того, аномальное черенковское излучение характеризуется аномально высокой интенсивностью [221], что свидетельствует о его генерации не редкими сверхсветовыми частицами, а основным потоком частиц. Кроме того, допороговое аномальное черенковское излучение предлагали объяснить на основе теории супер-черенковского излучения [303]. Но в этом случае не сопоставлялись его теоретические и наблюдаемые характеристики [285].

Из формулы (4.10) следует, что в рамках баллистической теории частицы не генерируют черенковского излучения в вакууме ( $n = 1, \delta = 0$ ). Однако в теории Ритца это происходит не по причине «недостижимости скорости света в вакууме», а поскольку для такой генерации требуется бесконечно высокая скорость частиц:  $V = c/n(1 - 1/n^2) \rightarrow \infty$ . В вакууме исчезает преимущественная система отсчёта, связанная со средой, отчего электромагнитные воздействия расходятся относительно заряда во всех направлениях с одинаковой скоростью  $c$ , и заряд не способен их догнать, двигаясь с исходной и 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.

#### § 4.6. Свойства ондуляторного излучения в баллистической теории

Для генерации синхротронного излучения релятивистскими электронами применяют, кроме однородного, также знакопеременное магнитное поле с фиксированным пространственным периодом  $L$  (Рис. 4.12). При этом электрон, движущийся по траектории в виде змейки, колеблется и излучает на частоте  $f = V/L$ . Такой прибор называют «ондулятором», а излучение электрона в нём называют «ондуляторным» [108]. Острая направленность ондуляторного излучения, сосредоточенного в пределах конуса с углом раствора  $\theta \approx 1/\gamma$ , как для синхротронного излучения, подтверждает зависимость скорости света от скорости источника.

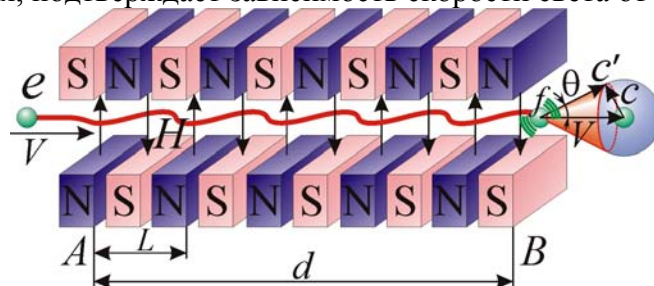


Рис. 4.12. Генерация синхротронного излучения в ондуляторе колеблющимися электронами  $e$ , летящими в батарее магнитов.

Электрон излучает на частоте своих колебаний  $f = V/L$ . Однако неподвижный наблюдатель, согласно классическому эффекту Доплера, регистрирует его излучение на частоте

$$f' = f(1 + V/c) = V/L(1 + V/c) \approx V^2/Lc \text{ (при } V \gg c \text{)}.$$

Действительно, частота ондуляторного излучения нарастает при росте импульса  $p$  и скорости  $V$  электрона по закону  $f' \approx f_0 \gamma^2$  [108], где  $f_0 = c/L$ , а в рамках баллистической теории  $\gamma = p/mc = V/c$ . Отсюда,  $f' \approx V^2/Lc = f_0 \gamma^2$ . Таким образом, экспериментально установленная зависимость  $f'(\gamma)$  согласуется с баллистической теорией. Следовательно, высокая частота  $f' = V/L(1 + V/c)$  ондуляторного излучения согласуется с баллистической теорией при классической оценке скорости  $V$  электрона (§ 4.3). В СТО согласие теоретической и измеренной частоты излучения достигается в рамках применения релятивистской формулы эффекта Доплера и релятивистской оценки скорости электрона, близкой к  $c$ . Таким образом, и в этом случае простейшим критерием проверки баллистической теории станет прямое измерение скорости электронов в ондуляторе.



Для излучения, идущего не в прямом направлении, а под углом  $\varphi$  к направлению движения частицы (в связанной с ней системе отсчёта), частота преобразуется в меньшей степени, поскольку на эффект Доплера влияет только продольная составляющая скорости  $V\cos\varphi$ :

$$f' = f(1 + V\cos\varphi/c).$$

В лабораторной системе отсчёта излучение регистрируют под углом  $\theta$ . 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  $\theta$ , под которым регистрируют излучение, частота света падает. Согласно СТО частота колебаний электрона  $f = V/L \approx c/L$ , а из баллистической теории  $f = V/L \approx \gamma c/L$ . 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 анализа можно также применить излучение от электрона, пролетающего над металлической дифракционной решёткой – излучение Смита-Парселла, которое во многом аналогично ондуляторному [328]. Электрон, двигаясь со скоростью  $V$ , тоже совершает колебания с частотой  $f = V/L$ , излучая на данной частоте  $f$ . Поскольку при релятивистских скоростях расчётное (по кривизне траектории и гамма-фактору  $\gamma$ ) значение скорости  $V$  в рамках СТО и баллистической теории различается, соответственно, предсказания теорий для частоты  $f$  тоже различны: баллистическая теория предсказывает в  $\gamma$  раз более высокие частоты. Различные предсказания получаются и для диаграммы направленности. Если в рамках СТО и классической электродинамики максимумы излучения Смита-Парселла наблюдаются в поперечном к скорости  $V$  электрона направлении, то в рамках баллистической теории максимум должен наблюдаться в прямом направлении, подобно случаю синхротронного и ондуляторного излучений (§ 4.4, § 4.6). Действительно, обнаружено, что в прямом направлении и под малыми углами к скорости  $V$  интенсивность излучения Смита-Парселла аномально увеличена [328], на порядки превышая расчётную. Однако этот результат естественно интерпретируется в рамках баллистической теории. Проверить соответствие этой теории можно, измеряя частоту излучения Смита-Парселла в прямом и поперечном направлении к линии движения.

Так же как в синхротронах, длительность импульса излучения по (4.\*) в ондуляторе длины  $d$  выражается в виде  $\Delta T \approx d/c\gamma^2$ . Поэтому замеры  $\Delta T$ , например, в установке «FLASH», где  $\Delta T \approx 25$  фс  $\sim d/c\gamma^2$  [111], не противоречат баллистической теории. Действительно, в установке «FLASH» длина ондулятора  $d = 30$  м,  $\gamma = 1400$ , откуда,  $\Delta T \approx 50$  фс, – того же порядка, что и регистрируемая длительность импульса  $\Delta T \approx d/c\gamma^2 \approx 25$  фс. Дополнительное сокращение длительности импульса связано с тем, что скорость электрона в ондуляторе меняется, в ходе потерь энергии на ондуляторное излучение или за счёт дополнительного ускорения электрона между секциями ондулятора в установке. Если в начале  $A$  ондулятора скорость электрона составляла  $V$ , то в конце  $B$  изменилась до  $kV$ , где  $k \approx 1$  – коэффициент преобразования скорости. С учётом этого формулу для  $\Delta T$  следует преобразовать к виду:

$$\Delta T = t_B - t_A = d/kV - d/(c + V) \approx d(c + V - kV)/c\gamma^2.$$

Из формулы следует, что  $\Delta T$  может стать бесконечно малой величиной при условии  $c + V - kV = 0$ , что имеет место при

$$k = (\gamma + 1)/\gamma = 1,0007,$$

т.е. при малом (на 0,07%) увеличении скорости, ввиду передачи энергии электрону в ускорительных секциях, размещённых между секциями ондулятора [111].

Итак, баллистическая и релятивистская теории предсказывают сходные характеристики  $\theta(\gamma)$  и  $\Delta T(\gamma)$  синхротронного излучения [108]. Таким образом, в случае ондуляторного излучения простейшим критерием выбора между классической и релятивистской теорией опять же служат прямые замеры скорости частиц из ондуляторов [A2].

#### § 4.7. 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 опытах не производят прямых замеров скорости частиц и их излучения. Далее предложим схемы опытов 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 [63, 64]. Длина такого сгустка может достигать  $l \sim 1$  см, а время его пролёта мимо детектора и соответствующая длительность импульса  $\Delta t \sim 10^{-9} - 10^{-10}$  с. Соответственно, ускорители называют наносекундными и субнаносекундными. Значения максимальной энергии электронов и минимальной длительности импульсов основных типов ускорителей можно найти в книге [356]. В частности, подходящими для эксперимента параметрами обладает сильноточный ускоритель ИПФ РАН и ускоритель «Синус-5» [366]. Также могут найти применение ускорители «Sinus-7» и субнаносекундные ускорители типа «РАДАН-220». Ниже приводим таблицу с характеристиками этих ускорителей и с расчётной длительностью пролёта  $T = L/V$  базовой дистанции  $L = 10$  м на скорости  $V$ , оцененной в рамках классической физики (баллистической теории) и в СТО.

марка ускорителя	$W$ , энергия частиц, МэВ	$p$ , импульс частиц, МэВ/с	$\Delta t$ , длина импульса, нс	$T(p)$ , время пролёта (СТО), нс	$T(p)$ , время пролёта (БТР), нс	относит. ошибка, $\delta T = \Delta t/T$
сильноточный ускоритель ИПФ	~0,7	0,85	17	39	20	~60 %
«Синус-5»	~0,5	0,71	5	41	24	~15 %
«РАДАН-220»	~0,3	0,55	0,2–0,45	45	31	~1 %
«Sinus-7»	~1,5	1,24	40	36	14	~100 %

Таблица 4.1.

Предсказанные СТО и БТР значения времён пролёта базовой длины  $L$  отличаются примерно в 1,5–2 раза, и это отличие легко выявить простейшими наносекундными детекторами. В установках «РАДАН-220» и «Синус-5» точность достигает нескольких процентов, что позволяет легко сделать вывод в пользу одной из теорий. В установке «РАДАН-220» пролётная длина может быть снижена до  $L = 1$  м при сохранении точности измерения времени ~10 %.

Отметим, что в рамках баллистической теории при релятивистских скоростях электронов их энергия  $W$  не пропорциональна ускоряющему напряжению  $U$ , то есть не выполняется условие  $W = eU$  [A38, A45, A54]. Это связано с баллистической зависимостью ускоряющей силы (а значит сообщаемой электронам энергии) – от скорости  $V$  частиц. Поэтому приводимые значения энергий электронов выступают лишь в качестве ориентировочных. Точно измерено может быть лишь значение импульса  $p$  электронов (по кривизне их траекторий в магнитном поле), на основании которого и произведены расчёты классической и релятивистской скорости в табл. 4.1. Ниже приводим выражения для связи энергии  $W$ , импульса  $p$  и скорости  $V$  в классической и релятивистской физике (энергия покоя  $W_0 = mc^2$ ).

зависимость	Классическая физика	СТО
$p(W)$	$p = \sqrt{2Wm} = \sqrt{2WW_0} / c$	$p = \sqrt{W^2 - W_0^2} / c$
$V(p)$	$V = p/m$	$V = \frac{p}{\sqrt{m^2 + p^2/c^2}}$
$T(p)$	$T = \frac{L}{c} \cdot \frac{W_0}{pc}$	$T = \frac{L}{c} \cdot \frac{\sqrt{W_0^2 + (pc)^2}}{pc}$

Таблица 4.2

Для измерения скорости электронов могут также найти применение резонансные линейные ускорители на стоячей или бегущей волне. В частности, можно использовать линей-

ный ускоритель электронов на 80–100 МэВ Курчатовского института [352, 353]. Длина ускорителя – 6 м, а длительность импульса  $\Delta t = 18$  нс. Таким образом, при измерении времени пролёта электронов длины  $L = 10$  м характерное время пролёта дистанции на скорости света  $c$  составит  $T = L/c = 33$  нс, что сопоставимо с длительностью импульса  $\Delta t$ , т.е. скорость не может быть измерена точно, но этой точности достаточно для выбора между БТР и СТО.

Точные измерения  $V$  можно произвести в вакуумированном канале длиной  $L \sim 1$  км, расположенном 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  $V \approx 200c$  найдём время пролёта  $T' = L/V = 17$  нс, что сравнимо с длительностью импульса 18 нс. Но при разгоне до скоростей  $V \approx 200c$ , пропорционально снижается время пролёта сгустка мимо детектора  $\Delta t' = \Delta t c/V = 0,2$  нс. Таким образом, относительная ошибка измерения времени та же, что и в СТО  $\Delta t'/T' = \Delta t/T = \Delta t c/L$ . Отметим, что во всех рассмотренных экспериментах на базовой пролётной длине  $L$  не должно действовать ускоряющее поле. При этом условии скорость электронов  $V$  – постоянна, что исключает ошибки и неточности, имевшие место в опыте Бертоцци (§ 4.1).

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, поскольку 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 испускание импульса света и электронов может быть обеспечено путём воздействия фемтосекундного импульса на фотокатод. В таком случае происходит одновременный вылет отражённого катодом света и электронов, далее разгоняемых в ускорителе. Тогда детекторы электронов и света в конце пролётной базы позволят точно измерить разницу моментов прихода излучений в зависимости от энергии электронов, и тем самым проверить теорию Ритца. В качестве детекторов электронных сгустков можно применить электрооптический детектор с разрешением по времени 200 пс [325]. Для сверхбыстрого детектирования сгустков электронов с высоким временным разрешением могут быть применены и другие типы детекторов, в том числе время-проекционные камеры [372] и плоско-проекционные камеры [342] с рекордным временным разрешением 50–100 пс. В частности, камера ALICE (с разрешением по времени 100 пс) может быть применена 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 [373, 374].

Для измерения скорости синхротронного (ондуляторного) излучения от релятивистских или ультрарелятивистских электронов в ускорителе их следует пропускать через область, в которой создано магнитное поле. В этом случае длительность импульса  $\Delta t$  определяется временем пролёта, т.е. протяжённостью сгустка  $d \sim 0,5$  м. При скорости электронного сгустка  $V$  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:  $\Delta t' = \Delta t / (1 + V/c) \approx dc/V^2 \approx d/c\gamma^2$ . Согласно баллистической теории, время пролёта импульсом излучения дистанции  $L$  составит  $T = L/(c + V) \approx L/c\gamma$ . Таким образом, относительная ошибка измерения интервала  $T$  составит  $\Delta t'/T \approx d/L\gamma$ , т.е. может достигать при существующих параметрах установок значений  $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$ , что обеспечивает очень высокую точность измерения скорости.

Итак, скорость электронов легко измерить на действующих линейных ускорителях. Для измерения скорости ионов, ядер потребовались бы намного более мощные ускорители, тем не менее эксперимент может быть них в крупных ускорительных центрах. Снова отметим, что без прямых замеров скорости релятивистских частиц любой эксперимент по измерению их параметров или скорости испущенного ими излучения, не имеет смысла

#### § 4.8. Баллистическая электродинамика

В пользу баллистической теории свидетельствуют также эксперименты по измерению величины и скорости электромагнитных воздействий при релятивистских и ультрарелятиви-

стских скоростях. К числу таких эффектов относится зависимость кулоновской силы от скорости зарядов, т.е. электростатическая сила отличается от электродинамической. Согласно баллистической теории, величина силы пропорциональна квадрату скорости  $c'$  набегающего потока реонов. Поэтому при движении заряда со скоростью  $V$  относительно неподвижного источника поля величина силы нарастает или снижается как  $F' = F_0(c'/c)^2$ .

Так, в экспериментах обнаружено, что величина эффективного сечения рассеяния протонов растёт при увеличении их энергии [384]. Это нарастание непонятное в рамках теории относительности и квантовой физики, естественно следует из баллистической теории, согласно которой увеличение энергии и относительной скорости  $V$  ядер приводит к росту кулоновской силы их взаимодействия, а значит к увеличению эффективного сечения рассеяния.

Другой эксперимент, обнаружили отклонения от формул электродинамики и СТО, был поставлен на ускорителе Шанхайского института в Китае [239]. В эксперименте было обнаружено, что измеренная калориметрическим методом энергия  $W$  ускоренных электронов, число которых  $N$  измерено по заряду, поглощённому мишенью, меньше энергии  $NeU$ , приобретённой электронами в ускоряющей разности потенциалов  $U$ . Этот эффект – прямое следствие баллистической теории, поскольку в ускорителе электроны ускоряются за счёт отталкивающего действия отрицательных электродов, то это 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 в той же точке на неподвижный заряд. Соответственно, энергия, приобретаемая каждым электроном, будет меньше  $eU$ . Точную связь между энергией  $W$  и напряжением  $U$  можно получить по известной конструкции и параметрам ускорителя, зная распределение заряда и ускоряющего потенциала. Тем самым сравнение энергии, импульса, скорости и ускоряющего напряжения предоставляет ещё один критерий выбора между теорией Ритца и теорией относительности.

Ещё один критерий проверки – прямое измерение скорости распространения электрического поля. Если по СТО в вакууме эта величина фиксирована, равна  $c$  и не зависит от скорости источника, то в баллистической теории эта скорость определяется как сумма скорости  $V$  источника и скорости  $c$  поля относительно источника. Другими словами, поле движется вместе с источником, заимствуя его скорость. Именно так В. Паули определял баллистическую теорию, записав уравнения Максвелла с соответствующей временной задержкой, зависящей от скорости источника [2]. Действительно, эксперименты подтвердили, что поле движется вместе с источником и, таким образом, заимствует его скорость [297].

Для величины магнитного поля в баллистической теории получаются те же самые зависимости от скорости, что и в классической электродинамике [A14, A20]. Более того, сами магнитные и индукционные силы, как показал Ритц, это – результат зависимости электрических сил от скорости. Так, если в двух металлических проводниках, кулоновские силы взаимодействия одноимённых и разноимённых зарядов скомпенсированы и проводники не взаимодействуют, то при пропускании тока за счёт движения зарядов кулоновские силы меняются и баланс сил нарушается: возникает притягивающая или отталкивающая сила, называемая силой Ампера, хотя по сути это электрическая сила. Аналогично выводится сила Лоренца.

Проводники с сонаправленными токами равной величины можно представить как движущиеся относительно положительных ионов потоки электронов. Поскольку в этом случае сила Ампера представляет собой в действительности сумму поправок к кулоновской силе взаимодействия разноимённых зарядов, то магнитное воздействие в равной степени испытывают и положительные и отрицательные заряды. То есть, 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 может быть обнаружено, например, в пинч-эффекте, который проявляется в сужении плазменного пучка за счёт притяжения движущихся зарядов, электронов, обладающих много большими скоростями и подвижностями, чем ионы. Соответственно в рамках баллистической теории величина пинч-эффекта будет в два раза меньше, чем обычно считается.

Известен и ряд других электродинамических экспериментов (в частности, опыт Грано) и парадоксов до сих пор не объяснённых в рамках максвелловской электродинамики [397, 398], но получающих объяснение в рамках баллистической электродинамики. Действительно, несмотря на общее сходство классической и баллистической электродинамических теорий, они всё же содержат различия. С одной стороны, это позволяет объяснить некоторые парадоксы и аномалии классической электродинамики, а также отдельные несоответствия

эксперимента и теории, 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.

#### § 4.9. Квантовые эффекты баллистической электродинамики

Свидетельством в пользу баллистической теории послужит экспериментальное подтверждение реальности квантов электрического поля – реонов. Сам В. Ритц называл эти частицы, испускаемые зарядами, – фиктивными частицами [1], подразумевая, что, будучи удобны для построения теории, эти частицы можно рассматривать и как чисто математическую абстракцию. Фактически же, как отмечено [6], Ритц показал преимущества подобного механического описания электромагнитных взаимодействий [6], и называл свою теорию «механической теорией электромагнетизма» [1]. Кванты электрического поля, испускаемые зарядами, признаёт и современная квантовая электродинамика в виде 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 [199, 201].

Ввиду исчезающе малых размеров реонов (по сравнению с другими частицами), их можно зарегистрировать только косвенными методами, например, по хаотическому движению свободных электронов в ходе испускания и поглощения реонов. Действительно, у электронов, циркулирующих в ондуляторах, было открыто хаотическое движение (Рис. 4.13.а) в регулярных полях в отсутствие столкновений с атомами и другими электронами [112, 381]. Поскольку даже одиночный ультррелятивистский электрон является источником достаточно интенсивного для регистрации фотодетектором синхротронного излучения [236, 302], причём остронаправленного, то последовательные положения электрона в поперечном сечении вакуумной камеры точно регистрируются. Этот метод позволил открыть, что электрон совершает беспорядочные движения, напоминающие хаотические движения броуновских частиц, несмотря на то, что движется в регулярных электромагнитных полях [112, 381].

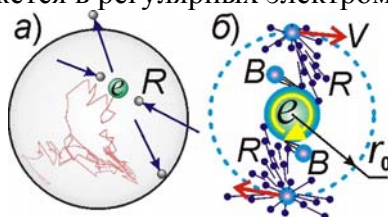


Рис. 4.13. а) Хаотическое движение электрона  $e$  в поперечном сечении камеры ускорителя ВЭПП-3 [112, 381], как результат испускания и поглощения реонов  $R$ ; б) вращение электрона как результат испускания и поглощения реонов.

В рамках теории Ритца уже изначально предсказывалось подобное «броуновское» движение зарядов под ударами реонов [1, 113, А48]. Действительно, каждый свободный электрон, в ходе испускания и поглощения реонов, постоянно дрожит, скачет, смещаясь в случайном направлении за счёт импульсов отдачи и импульсов 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 так же предсказывает подобное движение электрона за счёт испускания квантов синхротронного излучения в случайных направлениях [112, 133]. Однако, если в квантовой релятивистской теории интенсивность броуновского движения при росте энергии электрона снижается, ввиду роста релятивистской массы электрона (его инертности) и уменьшения угла излучения, то есть поперечных импульсов фотонов, то в баллистической теории интенсивность «броуновского» движения электрона сохраняется (ввиду постоянства импульсов отдачи), и даже нарастает (от учащения соударений со стороны встречного потока реонов).

Наблюдаемое «броуновское» движение электронов [112], косвенно подтверждая реальность реонов, позволяет рассчитать также их массу и частоту испускания, аналогично тому, как движение броуновских частиц подтвердило существование атомов, молекул и позволило оценить их массы. Если считать, что кулоновское отталкивание двух электронов вызвано

столкновениями с реонами (см. ВВЕДЕНИЕ), испущенных электронами, то отсюда можно вывести только общее соотношение, связывающее массу реона  $m$ , число реонов  $N$ , выпускаемых в единицу времени и радиус электрона  $r$ , задающий сечение поглощения электрона (Рис. 4.14).

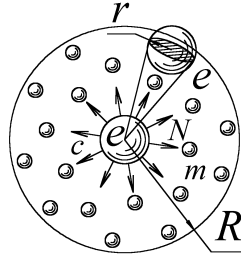


Рис. 4.14. Схема испускания электронами частиц, производящих своими ударами электрическое отталкивание с кулоновской силой  $F \sim 1/R^2$ .

Действительно, Ритц утверждал, что каждый элементарный заряд (*электрон*) ежесекундно испускает постоянное число реонов  $N$  во всех направлениях со скоростью света  $c$  [1]. Незначительная их часть  $n$  долетает до другого электрона, расположенного на расстоянии  $R$ . Эту часть оценим, считая электрон шариком заданного 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 кулоновского воздействия электрона), то в электрон, расположенный на расстоянии  $R$  и обладающий поперечным сечением  $\pi r^2$ , 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. 4.14)

$$F = nmc = Nr^2mc/4R^2.$$

По сути, это – механическое выражение закона Кулона: сила отталкивания, действующая между двумя элементарными зарядами, обратно пропорциональна квадрату расстояния  $R$  между ними. Если заряды не элементарны, а содержат первый –  $q_1$  электронов, второй –  $q_2$  электронов, результирующая сила взаимодействия складывается из элементарных сил взаимодействия элементарных зарядов во всех возможных комбинациях. Действует принцип суперпозиции – воздействия со стороны разных электронов не влияют друг на друга, то есть потоки реонов от разных электронов не взаимодействуют при пересечении, что обусловлено ничтожным размером реонов, исключающим вероятность их столкновений между собой. Тогда каждый из  $q_1$  электронов взаимодействует с каждым из  $q_2$  электронов. То есть, всего будет  $q_1q_2$  одинаковых элементарных сил отталкивания  $Nr^2mc/4R^2$ , в сумме образующих силу

$$F = q_1q_2Nr^2mc/4R^2 = Aq_1q_2/R^2, \quad (4.11)$$

где  $A = Nr^2mc/4$  – некая фундаментальная константа (с размерностью Н·м<sup>2</sup>),  $q_1$  и  $q_2$  – заряды тел, измеренные в единицах заряда электрона. Тем самым получается полная формулировка закона Кулона:

$$F = q_1q_2e^2/4\pi\epsilon_0R^2, \quad (4.12)$$

где  $e$  – заряд электрона,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная.

Зависимость силы Кулона от скорости  $c$  реонов относительно заряда, а значит от относительной скорости двух зарядов, ведёт к тому, что между двумя проводниками с сонаправленными токами нарушается баланс сил притяжения и отталкивания элементарных зарядов, и возникает результирующая сила притяжения, равная силе Ампера [A20, A30]. В рамках баллистической электродинамики уже самим Ритцем были выведены выражения для магнитных и индукционных сил в качестве малых поправок к Кулоновской силе, обусловленных взаимным движением, скоростью и ускорением зарядов в проводниках [1]. Причём, электродинамические соотношения, следующие из баллистической теории, в отдельных случаях не совпадают с выводами электродинамики Максвелла, и тем самым могут служить ещё одним экспериментальным критерием для выбора между теорией Ритца и СТО.

Из формулы (4.11) и классического выражения закона Кулона (4.12) можно найти

$$A = Nr^2mc/4 = e^2/4\pi\epsilon_0, \text{ или } \pi Nr^2m = e^2/c\epsilon_0.$$

Отсюда следует соотношение, связывающее фундаментальные константы  $e$ ,  $c$ ,  $\epsilon_0$  и количество частиц, испускаемых электроном в единицу времени,



$$N = e^2/\pi r^2 m c \epsilon_0. \quad (4.12^*)$$

Из соотношения (4.12\*) выражается только связь между  $N$ ,  $r$  и  $m$ , но не сами их значения, даже если считать радиус  $r$  электрона известным и равным классическому радиусу электрона (не обязательно, что сечение поглощения электрона определяется именно этим радиусом). Поэтому для определения массы  $m$  реона следует либо использовать дополнительные гипотезы, как в работах [А48, 162], либо учесть дополнительные условия, например, измеренные характеристики случайного движения электронов. Тогда эти характеристики электрона можно выразить отдельно. Применяя известную формулу Эйнштейна для броуновского движения [134], можно найти для среднего квадрата смещения  $\langle x^2 \rangle$  электрона за время  $t$  значение  $\langle x^2 \rangle = m c^2 B t$ , где  $B$  – коэффициент, характеризующий сопротивление движению электрона. Для броуновских частиц этот коэффициент характеризует силу вязкого трения среды, а для электрона – силу радиационного трения (реакцию, действующую на электрон в моменты скачков при излучении) и силу сопротивления со стороны внешнего электромагнитного поля, удерживающего электроны на орбитах возле оси камеры. Электромагнитное (радиационное) трение возникает при ускорении электрона и ведёт к потере энергии на излучение при соударениях с реонами. Чтобы выразить смещение через известные характеристики электрона, воспользуемся формулой для смещения диффундирующей частицы

$$\langle x^2 \rangle = D t,$$

где  $D = a^2/\tau$  – коэффициент диффузии [231]. Здесь  $a$  – среднее характерное смещение электрона после каждого соударения, а  $\tau$  – среднее время между двумя ударами реонов по электрону. По закону сохранения импульса скорость, приобретаемая электроном после каждого соударения с реоном,  $V = m c/M$ , и среднее смещение за время  $\tau$  составит  $a = m c \tau/M$ . Таким образом

$$\langle x^2 \rangle = m^2 c^2 \tau t / M^2.$$

Характерное время  $\tau$  можно выразить как величину обратную частоте испускания и поглощения реонов  $N$ , так что  $\tau = 1/N$ . Отсюда выразим массу  $m$  реонов. В случае, если радиус электрона равен классическому  $r = r_0 = e^2/4\pi\epsilon_0 M c^2$ , из условия  $N = e^2/\pi r^2 m c \epsilon_0$  можно рассчитать количество реонов  $N$ , испускаемых электроном в единицу времени

$$N = 4 \left( \frac{M}{m} \right) \left( \frac{c}{r_0} \right). \quad (4.12^{**})$$

В итоге, при измеренной величине  $s = \langle x^2 \rangle/t$ , приходим к системе уравнений

$$\begin{cases} s = m^2 c^2 / N M^2 \\ N = 16 \pi \epsilon_0 M^2 c^3 / m e^2 \end{cases},$$

откуда можно непосредственно определить значения  $m$  и  $N$ . В итоге находим:

$$\begin{cases} m = 2^3 \sqrt{2 \pi \epsilon_0 c s M^4 / e^2} \\ N = 2^3 \sqrt{4 \pi^2 \epsilon_0^2 c^8 M^2 / s e^4} \end{cases}.$$

Данные значения массы и частоты испускания реонов справедливы лишь в случае, если радиус электрона равен классическому. Однако ряд данных свидетельствует, что реальный радиус электронов на много порядков меньше. В противном случае электрическое поле экранировалось бы электронами диэлектриков достаточно большой толщины, чего в действительности не наблюдается. Таким образом, третьей неизвестной является радиус электрона  $r$ , и для определения всех трёх значений  $m$ ,  $N$  и  $r$  систему следует дополнить ещё одним уравнением, наложив ещё одно физическое условие-ограничение.

В настоящее время можно достоверно считать, что радиус электрона  $r < 10^{-22}$  м [363, 298, 299, 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. В противном случае Земля частично экранировала бы 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 [А14]), найдём, что концентрация электронов  $n = 3M/4\pi R^3$ , 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. Таким образом, из условия отсутствия экранировки плотным веществом ( $l > R$ ), следует  $r < 10^{-22}$  м, что совпадает с экспериментальной оценкой  $r < 10^{-22}$  м [363].

Из ранее найденного выражения (4.12\*\*) найдём зависимость  $r_0/c = 4(M/m)/N$ , показывающую, насколько быстро электрон теряет свою массу. Этому выражению можно придать простую интерпретацию. В левой части стоит время, за которое свет проходит расстояние, равное радиусу электрона:  $r/c = (2,8 \cdot 10^{-15}) / (3 \cdot 10^8) \approx 10^{-23}$  секунды. А в правой – учетверённое число реонов, содержащихся в электроне, делённое на частоту  $N$  их испускания. Фактически по порядку величины – это время, за которое масса электрона в ходе распада на реоны сократится до нуля. Выходит, электрон должен полностью распасться за время порядка  $10^{-23}$  секунды. Тем не менее, электроны не только не исчезают за столь короткое время, но не распадаются и за много большие времена, сохраняя постоянное значение массы.

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. Предположив это, Ритц высказал впервые идею обменного взаимодействия, позднее принятую физикой, скажем, в КЭД.

Итак, в процессе обмена реонами, взамен ушедших, к электрону со всех сторон приходят новые реоны. Бесчисленные электроны в бесконечной Вселенной, начиная с некоторой дистанции, закроют электрон со всех сторон, окружив сплошной сферой характерного радиуса  $R$  (Рис. 4.14). 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. То есть электрон поглощает в единицу времени такое же количество реонов, которое теряет. Это аналогично парадоксу Ольберса, по которому бескрайняя Вселенная со звёздами, не будь поглощения, была бы эквивалентна зеркалу, окружающему Солнце (Рис. 4.14) и сияющему в каждой точке столь же ярко как само Солнце, возвращая весь излучённый им поток света.

В пользу квантования электромагнитных воздействий косвенно свидетельствует и вращение (*спин*) электрона. Испускание и поглощение квантов электрического поля (*реонов*) приводит не только к их хаотическому движению, но и к их вращению вокруг оси, наподобие ветряного или фейерверочного колеса (Рис. 4.13.б). Действительно, так же как броуновские частицы под ударами молекул воды не только смещаются, но и вращаются [134], электроны под ударами реонов приобретают быстрое вращение. Неодинаковое 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 скоростью.

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 различить, какие из этих частиц проявляются в эксперименте.

#### **§ 4.10. Аномалии и статистические характеристики космических лучей**

Как отмечено в предыдущих параграфах, результаты большинства известных экспериментов по проверке баллистической теории неоднозначны, ввиду отсутствия прямых измерений скорости частиц и скорости их излучения. Как отмечалось, только прямое измерение скорости частиц и их излучения времяпролётным методом, по разнице моментов их регистрации двумя детекторами, разнесёнными на заданное расстояние, позволит сделать окончательный и однозначный вывод о справедливости или ошибочности теории Ритца.

Поскольку наивысшими энергиями обладают частицы космических лучей, то естественно именно у них ожидать обнаружения сверхсветовых скоростей. Действительно, в Широких атмосферных ливнях (ШАЛ) сверхсветовые скорости неоднократно регистрировали [373–379], в частности при прямом измерении скорости и направлений прихода космических лучей времяпролётной камерой ALICE [373, 374]. Однако обычно скорость фронта широких атмосферных ливней, например, мезонов, обычно нельзя определить, поскольку не известно направление, с которого приходит атмосферный ливень. По разнице моментов регистрации фронта ливня детекторами, расположенными на большой площади, определяют лишь разни-

цу моментов регистрации вдоль горизонтального направления. Поэтому требуется знать и направление прихода ливня. Его можно определить по форме пятна сработавших детекторов. Поскольку облако частиц, образующих ливень, имеет цилиндрическую или линзовидную форму, то по вытянутости пятна сработавших детекторов легко определить угол прихода ливня, а по нему и по разнице моментов регистрации, – скорость ливня частиц. Это позволит напрямую сопоставить релятивистское значение скорости и энергии частиц, измеренной детекторами, а также непосредственно проверить, имеет ли место релятивистский эффект растяжения времени жизни частиц (§ 3.6).

Отметим, что с точки зрения классической физики, скорость частиц космических лучей экстремальных энергий должна быть сверхсветовой. Действительно, приравнивая рекордную энергию частиц космических лучей  $E \sim 10^{20}$  эВ (измеренную калориметрическим методом [339]) к кинетической энергии  $mV^2/2$ , получим в случае, если считать космические лучи протонами с  $E_0 = mc^2 = 938$  МэВ,  $V = c(2E/E_0)^{1/2} \sim 10^6 c$ .

В пользу сверхсветовых скоростей у частиц в широких атмосферных ливнях с рекордной энергией ( $E > 10^{19}$  эВ) свидетельствует, например, зенитная аномалия – аномалия статистического распределения космических ливней по зенитным углам. Большинство атмосферных ливней с рекордной энергией  $E \sim 10^{19}$  эВ приходят практически из зенита – так, словно первичные частицы падают отвесно, хотя теоретически их распределение по направлениям должно быть случайным. Действительно, у большинства ливней с рекордной энергией  $E > 10^{19}$  эВ измеренный по разнице моментов регистрации угол  $\theta \leq 15^\circ$  [158]. Зенитный угол  $\theta$  прихода ливня измеряют по задержке  $\Delta t$  регистрации ливня детекторами, разнесёнными по горизонтали на расстояние  $b$  (Рис. 4.15). Приняв скорость ливня  $V_2 = c$ , находят  $\sin\theta = c\Delta t/b \approx 0$ , словно частицы падают отвесно. Если же в рамках классической физики (см. § 4.1) определять скорость частиц как  $V_2 = \gamma_2 c$  ( $\gamma_2 \gg 1$ ), то  $\sin\theta = \gamma_2 c \Delta t/b$ , и угол  $\theta$  больше найденного по СТО. 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  $\gamma$ -фактор, тем отвесней (если пользоваться СТО) должно представляться падение ливня. Теория космических лучей предсказывает обратный результат: чем энергичней ливень, тем проще его частицам пересечь земную атмосферу под косым углом.

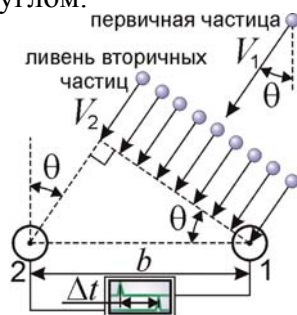


Рис. 4.15. Метод измерения угла  $\theta$  прихода ливня по задержке его регистрации детекторами 1 и 2.

Истинный угол прихода ливня, как отмечалось, можно определить по форме пятна сработавших детекторов (Рис. 4.16). Зенитные углы, измеренные по времени задержки срабатывания детекторов  $\theta_T = \arcsin(V\Delta t/b)$  (при  $V \approx c$ ) и по форме пятна сработавших детекторов  $\theta_S = \arccos(a/b)$ , в ряде случаев не совпадают. В качестве примера можно привести результаты измерений одного из ливней на установке Тунка-133 [237]. Измеренный по задержке  $\Delta t$  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. Таким образом, угол  $\theta_S$  отличается от угла  $\theta_T$ , измеренного по задержке  $\Delta t$ . Однако углы, как легко убедиться, совпадут ( $\theta_T = \theta_S \approx 45^\circ$ ), если истинная скорость  $V \approx 3c$ , то есть превышает скорость света  $c$ .

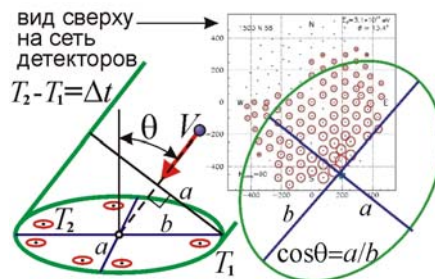


Рис. 4.16. Пятно сработавших детекторов от ливня с энергией  $3 \cdot 10^{17}$  эВ.

Итак, за счёт ничтожной разницы между моментами регистрации фронта ливня разнесёнными детекторами, кажется, что большинство ливней приходят практически из зенита ( $\cos\theta \approx 1$ ). Однако синхронная регистрация фронта ливня детекторами может свидетельствовать так же о сверхсветовой скорости частиц  $V = \gamma c$ , что объясняет зенитную аномалию как иллюзию отвесного падения ливней. В литературе встречается мнение, будто аномально увеличено число частиц, приходящих под большими зенитными углами [159]. Действительно, как видно из Рис. 4.17, экспериментально измеренное распределение космических лучей по направлениям преобладает над теоретическим в области больших зенитных углов  $\theta > 50^\circ$ .

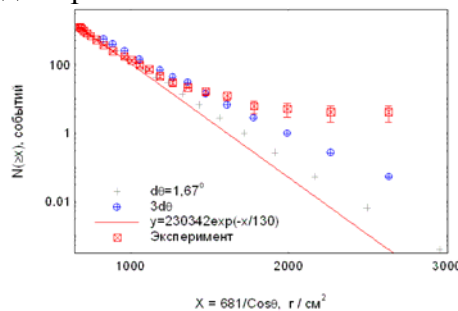


Рис. 4.17. Зенитное угловое распределение ШАЛ с  $N_e > 10^7$  частиц [159].

Однако это распределение построено для ливней с энергией  $E \sim 10^{15}$  эВ, что при числе частиц  $N_e > 10^7$  означает, что энергия каждой частицы  $E_1 \sim 10^8$  эВ = 100 МэВ, то есть меньше энергии покоя мюонов и протонов – основных компонент 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  $\theta_T = \arcsin(V\Delta t/b)$ . В то же время для ливней с рекордной энергией  $E \sim 10^{19} - 10^{20}$  эВ отчётливо наблюдается преобладание ливней с малыми зенитными углами  $\theta$ , что в рамках баллистической теории естественно объясняется ошибкой определения направлений прихода лучей в рамках гипотезы  $V \sim c$ , тогда как скорости, рассчитанные классическим способом, – на порядки выше:  $V = \gamma c$ . Эта гипотеза подтверждается тем, что для ливней, приходящих под малыми зенитными углами  $\theta$  регистрируется наибольшее число событий в виде прекурсоров – частиц, опережающих фронт ливня, которые предположительно как раз являются тахионами  $V > c$  [379].

Таким образом, зенитная аномалия в рамках баллистической теории получает простое и естественное объяснение. С неточным измерением угла прихода ливней и их скорости, видимо, связано также отсутствие анизотропии в угловом распределении направлений прихода космических лучей высоких энергий [165, 336]. Ошибка в определении их направления, меняющаяся в зависимости от времени суток и времени года (в соответствии с изменением положения точки зенита на небесной сфере), ведёт к рассеянию направлений прихода лучей по небесной сфере. В итоге, угловое распределение направлений прихода космических лучей кажется изотропным: источники космических лучей не ассоциируются ни с галактической плоскостью, ни с центром Галактики, ни с активными источниками рентгеновского, гамма- и радиоизлучения.

Так, в эксперименте AGASA только для ливней с энергией  $E \sim 10^{18}$  эВ заметна анизотропия  $\sim 4\%$  и корреляция максимумов углового распределения ШАЛ с направлением на центр Галактики [166]. Также и для космических лучей ТэВ-диапазона, с энергией  $\sim 10^{12}$  эВ была обнаружена анизотропия в распределении направлений прихода с масштабом  $\sim 10^\circ$  [330]. В данном случае корреляция возникает, т.к. при  $E \sim 10^{12} - 10^{18}$  эВ средняя скорость частиц космических лучей слабо отличается от скорости света. А при более высоких, рекордных

энергиях  $E \sim 10^{19} - 10^{20}$  эВ анизотропия исчезает [166], хотя ожидалось обратное – нарастание анизотропии при росте энергии [177], 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 [177]. А при дальнейшем нарастании энергии частиц (выше  $E \sim 10^{19}$  эВ) анизотропия исчезала. С точки зрения классической физики, это связано с тем, что энергии и скорости частиц ливня в десятки раз выше скорости света, что ведёт к ошибкам в определении направлений прихода лучей и, как следствие, – к рассеянию направлений их прихода по небесной сфере.

Отметим, что в литературе встречаются утверждения об открытии анизотропии также у космических лучей сверхвысоких энергий  $E > 10^{18}$  эВ [219, 335, 337]. Однако такая анизотропия обнаруживается лишь при азимутальных измерениях, когда измеряется азимут направления прихода ливня, причём для космических лучей, приходящих под значительными зенитными углами  $\theta > 50^\circ$  [219]. При этом, во-первых, разброс космических лучей по зенитному углу вносит меньшую ошибку в определение направления, поскольку измеряется не зенитный угол, а азимут, на измерение которого не влияет принятое значение скорости [219]. Во-вторых, для космических лучей, приходящих под столь значительными углами  $\theta$ , очевидно, не выполняется условие  $V \gg c$ , и регистрируется уже лавина вторичных космических лучей с  $V \sim c$ , возникших после многократного рассеяния, за счёт значительной длины пути в атмосфере Земли. В итоге ошибка в определении направлений их прихода оказывается незначительной. В настоящее время анизотропия космических лучей сверхвысоких энергий обнаруживается с высокой степенью надёжности, и направление на источник, предположительно расположенный в 100 пк от Земли, определяется с точностью до  $10^\circ$  [330]. Также обнаружена анизотропия в виде избытка числа частиц сверхвысоких энергий, приходящих с направления на центр Галактики [337], а также из центра галактики Персей А (NGC 1275) [335]. Однако при этих измерениях уже используются азимутальные и точные, прямые методы измерения направлений прихода космических лучей, в которых не делается предположений о величине скорости света. В частности, в установке Fly's Eye (где впервые надёжно зарегистрирована анизотропия космических лучей [335]), регистрация направлений прихода космических лучей производится непосредственно фасеточными детекторами, регистрирующими расположение излучающего ствола широкого атмосферного ливня в пространстве [339]. Отметим, что с помощью установки Fly's Eye, как предполагают авторы [377], действительно, выявлены 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  $V = dr/dt$  производную по времени от расстояния  $r$ , измеряемого радиолокатором. Измерение скорости по эффекту Доплера содержит неоднозначность, поскольку в рамках СТО формула доплер-эффекта всегда даёт скорость  $V < c$ , а в рамках теории Ритца при тех же сдвигах частоты скорость может быть сверхсветовой  $V > c$  (§ 3.6). Таким образом, прямое измерение скорости фронта ШАЛ радарным методом и сопоставление её со значением, найденным из доплер-эффекта, 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 [185, 375, 376], что невозможно, если частицы летят с близкими скоростями  $V \approx c$ . Но если ливень, растратив энергию на пути к детектору, замедлится до скорости  $V_2 \sim c$ , то наиболее быстрые частицы с рекордной скоростью  $V_1 \gg c$ , приходя к детектору почти мгновенно ( $L/V_1 \approx 0$ ), заметно опередят фронт ливня на время  $\Delta t = L/V_2 - L/V_1 \sim L/c \sim 10^{-4}$  с, именно такая ситуация и наблюдалась. Это же объясняет открытие в эксперименте «ВЭГА» серий из двух, трёх и более импульсов космических лучей, разделённых интервалами  $\Delta t \sim 10^{-7}$  с. В рамках теории относительности это невозможно, поскольку, при одинаковой скорости частиц ливня  $V \approx c$ , это ведёт к выводу о сверхсветовой скорости частиц, приходящих первыми [185], а для классической физики – это вещь возможная: если скорости разных групп частиц  $V_1, V_2, V_3 \dots$  составляют порядка  $10^3 c$ , то  $\Delta t = L/V_2 - L/V_1 \sim 10^{-7}$  с.

Имеет право на существование и гипотеза, по которой последовательность импульсов создана сверхсветовыми частицами техногенного происхождения, переносящими информацию в форме импульсов «точек» и «тире» своего рода межзвёздного телеграфа [A15, A27]. Действительно, аномальные свойства космических лучей, такие как аномалии углового распределения в пространстве, аномалии спектра сверхэнергичных космических лучей и обнаружение частиц с энергией выше, чем предел Сюняева-Зацепина, всё чаще заставляет астрофизиков склоняться к неастрофизическим объяснениям космических лучей экстремальных энергий [339]. В частности, если сверхсветовые скорости частиц космических лучей и синхротронного излучения подтвердятся в экспериментах, их можно будет применить для сверхсветовой связи в космосе, крайне необходимой даже в пределах Солнечной системы. А передача сообщений на межзвёздные дистанции вообще теряет целесообразность для сигналов, движущихся со скоростью меньшей или равной скорости света, ввиду того, что интервалы между передачей и приёмом таких сигналов занимали бы годы. Отметим, что идея расшифровки информации, «записанной» в космических лучах, выдвигалась уже А. Комптоном.

В пользу искусственной природы космических лучей свидетельствует также 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 [247]. 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) [247]. Учитывая, что среднее время распада таких ядер порядка минуты, а источники энергичных космических лучей располагаются на расстояниях в световые годы, ядра для достижения Земли должны были лететь со скоростью в миллионы раз выше световой, что согласуется с приведённой в начале параграфа оценкой скорости наиболее энергичных космических лучей. Если же предположить образование ядер Sg уже в атмосфере Земли при бомбардировке её атомов более лёгкими ядрами, то вероятность таких событий исчезающе мала, т.к. даже при высокой плотности потока ядер, обстреливающих плотные мишени, в ускорителях образуются ничтожные количества атомов трансурановых элементов.

Обнаружение в составе космических лучей короткоживущих ядер, а во вторичных космических лучах – короткоживущих мюонов можно объяснить в рамках СТО также растяжением времени жизни  $T$  быстро движущихся частиц по закону  $T' = T_0\gamma$ , где  $\gamma$  – фактор Лоренца, нарастающий при увеличении энергии частиц. Действительно, обнаружено, что мюоны, образующиеся во вторичных космических лучах, проходят до поверхности земли путь  $S = cT_0\gamma$  много больший, чем путь  $S_0 = cT_0$ , который могли бы пройти за характерное время распада  $T_0$  мюоны, движущиеся со скоростью  $c$ . Если в СТО этот факт интерпретируют как эффект растяжения времени жизни  $T'$ , ведущий к росту пути  $S' = cT' = cT_0\gamma$ , то в классической механике и баллистической теории, как показано в § 4.1, удлинение пути  $S'$  естественно объясняется тем, что при нарастании энергии частиц увеличивается их скорость  $V = \gamma c$  до значений  $V > c$ . Соответственно, проходимый частицей до распада путь  $S' = VT = cT_0\gamma$  [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.

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 уверенной их ассоциации 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 использованы и обычные TOF-детекторы, типа камеры



ALICE. Следует отметить, что при такой схеме измерений реально обнаружены частицы с временем пролёта  $\Delta t < L/c$  [373, 374].

Прямое подтверждение сверхсветовой скорости  $V = \gamma c$  частиц из космических ливней и ускорителей в предложенных экспериментах имело бы и прикладное значение, позволяя осуществить сверхсветовую межпланетную и межзвёздную связь. Ускоритель электронов, установленный на космическом корабле и выбрасывающий модулированный поток частиц со скоростью  $V = \gamma c$ , позволит (при  $\gamma \sim 1000$ ) осуществлять связь со звёздными системами на расстоянии в несколько световых лет за времена, исчисляемые не годами, а сутками. Кроме того, использование в качестве ракетных реактивных двигателей – ускорителей, выбрасывающих потоки сверхсветовых частиц, позволит по формуле Циолковского реализовать сверхсветовые космические корабли, преодолевающие межзвёздные дистанции не за годы, а за месяцы. Не исключено, что регистрируемые космические лучи представляют собой отчасти лучи космической связи, а отчасти – выхлопы космических кораблей, другими словами, обладая по большей части техногенной природой. 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 гипотетических естественных источников космических лучей, согласно теории Зацепина, не могут достигать Земли, ввиду потери ими энергии в ходе рассеяния на фоновом излучении [339]. Однако такие лучи могут иметь искусственное, техногенное происхождение и в таком случае их источники могут располагаться на любом расстоянии от Земли, в том числе до расстояний в 50 Мпк, начиная с которых начинается сказываться предел Зацепина.

#### **§ 4.11. Выводы**

Эксперименты в области физики высоких энергий, привлекаемые в качестве наиболее убедительного теста несостоятельности баллистической теории [8, 105–107], 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 аномалий перечисленных экспериментов, но также интерпретировать их результаты как косвенное подтверждение баллистической теории. Двусмысленность в интерпретации результатов таких опытов приводит к выводу о необходимости постановки 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 в ШАЛ, которые трудно объяснить в рамках релятивистского анализа скорости и энергии космических лучей.

## Заключение

Проведённый в работе всесторонний анализ результатов накопленных за век данных экспериментов 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 косвенно подтверждает баллистическую теорию. По крайней мере, эти данные находят более полную и точную интерпретацию в рамках теории Ритца, нежели в рамках гипотезы о постоянстве скорости света. 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 степени постоянства скорости света. С другой стороны, позволят проверить ряд следствий баллистической теории, включая эффект Ритца, и уточнить ряд неизвестных параметров, порождающих неоднозначность в интерпретации данных. Уточнение имеет и чисто прикладное значение, в том числе в области радиолокации, генераторах синхротронного излучения и излучений неоптических диапазонов.

В заключение, перечислим основные предложенные в диссертации методы проверки баллистической теории и постоянства скорости света:

- 1) исследование характеристик двойных звёзд и экзопланет независимыми методами и их статистический анализ в рамках баллистической и релятивистской теории;
- 2) сравнительный анализ прогнозов баллистической теории для кратных систем и наблюдаемых аномалий в спектрах и видимой структуре галактик, квазаров, пульсаров и барстеров;
- 3) анализ невязок данных космической радиолокации, астрометрии и радиоинтерферометрии 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 в сопоставлении с теорией Ритца;
- 5) эксперименты по прямому измерению скорости света от движущихся источников с использованием фемтосекундных лазеров;
- 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 от подвижных источников и зеркал;
- 8) уточнённые эксперименты по измерению скорости гамма-лучей и рентгеновских лучей от релятивистских частиц;
- 9) эксперименты по прямому измерению скорости и основных характеристик синхротронного и ондуляторного излучения (*частотный спектр, угловой спектр, энергетика*);
- 10) анализ характеристик излучения в релятивистской электронике, в т.ч. в гиротронах;
- 11) анализ энергетических и угловых распределений и др. характеристик 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 открывает принципиально новые возможности в плане преобразования видимого лазерного излучения в другие частотные диапазоны. То же самое справедливо в отношении других следствий баллистической теории, которые могут иметь огромное прикладное значение.

Итак, проверка баллистической теории света по предложенным методикам и критериям представляется крайне актуальной и целесообразной.

## Литература

1. *Ritz W.* // Ann. Chim. Phys. 1908. V. 13. P. 145–275.
2. *Паули В.* Теория относительности. М. Наука, 1991. 328 с.
3. *Томсон Дж.Дж.* Электричество и материя. М.-Л.: ОГИЗ, 1928. 264 с.
4. *Ахманов С.А., Никитин С.Ю.* Физическая оптика. М.: МГУ, 2004. 654 с.
5. *Ельяшевич М.А., Кембровская Н.Г., Томильчик Л.М.* // УФН. 1995. Т. 165. С. 457–480.
6. *Ельяшевич М.А., Кембровская Н.Г., Томильчик Л.М.* Вальтер Ритц и развитие бесполового подхода в электродинамике. Препринт № 710. Минск, 1997.
7. *Роузвер Н.Т.* Перигелий Меркурия от Лаверьё до Эйнштейна. М.: Мир, 1985. 246 с.
8. *Fox J.G.* // Am. J. Phys. 1965. V. 33. P. 1–17.
9. *Малыкин Г.Б.* // Оптика и спектроскоп. 2010. Т. 109. № 6. С. 1018–1034.
10. *Moore P., Spencer D.* // JOSA. 1953. V. 43. №8. P. 635–641.
11. *Малыкин Г.Б.* // Оптика и спектроскоп. 2014. Т. 116, №1, С. 143–154.
12. *Dingle H.* // MNRAS. 1959. V. 119. N 1. P. 67–71.
13. *Dickens R.J., Malin S.R.C.* // Observatory. 1965. V. 85. P. 260–262.
14. *Барашенков В.С.* // Знание-сила, 1997, №4
15. *Мельников О.А., Попов В.С.* // в сб.: Некоторые вопросы физики космоса, сборник 2. М.: ВАГО АН СССР, 1974. С. 9.
16. *Франкфурт У.И., Френк А.М.* Оптика движущихся тел. М.: Наука, 1972. С. 113.
17. *Льоцци М.* История физики. М.: Мир, 1970.
18. *Филонович С.Р.* Самая большая скорость. М.: Наука, 1983.
19. *Wallace B.G.* // Spectroscopy Letters. 1969. V. 2. P. 361–367.
20. *Wallace B.G.* // Spectroscopy Letters. 1971. V. 4. P. 79–84.
21. *Фундаментальные постоянные астрономии.* М.: Мир, 1967. 382 с.
22. *Петров Г.М.* // Земля и Вселенная. 1982. № 1. С. 8–16.
23. *Красинский Г.А., Питьева Е.В., Свешиников М.Л., Свешикова Е.С.* // Докл. АН СССР. 1981. Т. 261. №6. С. 1320–1324.
24. *Селезнёв В.П.* // Наука и религия. 1998. №5-6. С. 26–29.
25. *Дёмин В.Н., Селезнёв В.П.* Мироздание постигая. М.: Молодая гвардия, 1989. 267 с.
26. *Дёмин В.Н., Селезнёв В.П.* К звёздам быстрее света: русский космизм вчера, сегодня, завтра. М.: УРСС, 2011. 432 с.
27. *Андерсон Дж., Лаинг Ф., Лау Э., Ньето М., Туршиев С.* // Земля и Вселенная. 2002. №5. С. 78–81.
28. *Уоллес Б.* // Сборник «Проблемы исследования Вселенной», вып. 15. Проблемы пространства и времени в современном естествознании. СПб., 1991. С. 258–267.
29. *Крюков П.Г.* Фемтосекундные импульсы. М.: Физматлит, 2008. 208 с.
30. *Ritz W.* Œuvres. Gesammelte Werke. Paris, Gauthier-Villars, 1911.
32. *Котельников В.А., Дубровин В.М., Морозов В.А. и др.* // Радиотехника и электроника. 1962. Т. 7. №11. С. 1860–1872.
33. *Котельников В.А., Аким Э.Л., Александров Ю.Н. и др.* // Астрономический журнал. 1976. Т. 53. № 6. С. 1270–1277.
34. *Котельников В.А., Дубровин В.М., Дубинский Б.А. и др.* // Докл. АН СССР. 1963. Т. 151. № 3. С. 532–535.
35. *Шурупов А.К.* Радиолокация Венеры // Журнал научно-физического кружка им. М.В. Ломоносова. 1970. №8. март.
36. *Секерин В.И.* Теория относительности – мистификация века. Новосибирск, 1991. 56 с.
37. *Котельников В.А., Дубровин В.М., Кузнецов Б.И. и др.* // Природа. 1964. №9. С. 2–12.
38. *Котельников В.А., Александров Ю.Н., Апраксин Л.В. и др.* // Докл. АН СССР. 1965. Т. 163. № 1. С. 50–53.
39. *Кислик М.Д., Колюка Ю.Ф., Котельников В.А. и др.* // Докл. АН СССР. 1978. Т. 241. №5. С. 1046–1049.
40. *Кислик М.Д., Колюка Ю.Ф., Котельников В.А. и др.* // Докл. АН СССР. 1980. Т. 255. №3. С. 545–547.

41. 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](http://astroclub-irk.narod.ru/Astroclub/Observations/TransitOfVenus20040608/TransitOfVenus20040608_r.html)
42. *Леушканов А.* Планета, которая всех обманула // Русский Север. 9 июня 2004 г. С. 8. URL: <http://moscowaleks.narod.ru/galaxy226.html>.
43. *Ходж П.* Революция в астрономии. М.: Мир, 1972. С. 19.
44. *Александров Ю.Н., Вышков А.С., Дубровин В.М. и др.* // Докл. АН СССР. 1980. Т. 255. №6. С. 1334–1338.
45. *Аким Э.Л., Степаньянц В.А.* // Докл. АН СССР. 1977. Т. 233. №3. С. 314–317.
46. *Селезнёва Н.В.* Покорение космического пространства: эпопеи советского изобретателя. М.: Либроком, 2013. 360 с.
47. *Zurhellen W.* // Astr. Nachr. 1914. V. 198. P. 1–10.
48. *Anderson J.D., Nieto M.M.* Astrometric Solar-System Anomalies // [Электронный ресурс]. URL: <http://arxiv.org/pdf/0907.2469v2.pdf>
49. *Anderson J.D., Laing P.A., Lau E.L., et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 2858–2861.
50. *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>
51. *Turyshv S.G., Toth V.T., Kinsella G., et al.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 241101–241105.
52. *Порошин А.П.* // Земля и Вселенная, №6, 2004, С. 79.
53. *Van Flandern T.* // From the book «Open Questions in Relativistic Physics». Monreal: Apeiron, 1998. P. 81–90.
54. *Дугин Н.А., Гавриленко В.Г., Нечаева М.Б. и др.* // В кн.: Труды XVI-й 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.
55. *Gezari D.Y.* Lunar Laser Ranging Test of the Invariance of  $c$  // [Электронный ресурс]. URL: <http://arxiv.org/abs/0912.3934>
56. *Бронштэн В.А.* Как движется Луна? М.: Наука, 1990. 208 с.
57. *Сидоренков Н.С.* // Вестник РАН. 2004. Т. 74. № 8. С. 701–715.
58. *Горыня А.А.* Постоянные физической либрации Луны. Киев: Наукова думка, 1969. 276 с.
59. *Murphy T.W., Adelberger E.G., Battat J.B.R., et al.* // Icarus. 2011. V. 211. P. 1103–1108.
60. *Hatch R.R.* // Galilean Electrodynamics. 1995. V. 6. N3-4. P. 51–57.
61. *Подгорный В.* // Техника-молодёжи. 2001. №4.
62. *Соколов Г.Г., Соколов В.Г.* Теория относительности и физическая реальность. URL: <http://pravislava.al.ru/rustheor.htm>
63. *Месяц Г.А.* // УФН. 1995. Т. 165. С. 601.
64. *Месяц Г.А., Яландин М.И.* // УФН. 2005. Т. 175. С. 225–245.
65. *Вавилов С.И.* Собрание сочинений, Т. 2. М.: АН СССР, 1952. 548 с.
66. *Vanwell C.I., Farr C.C.* // Proc. Roy. Soc. 1940. V. A175. P. 1–25.
67. *Бонч-Бруевич А.М.* // УФН. 2001. Т. 171. С. 1087–1090.
68. *Бонч-Бруевич А.М., Молчанов В.А.* // Оптика и спектроск. 1956. Т. 1. № 2. С. 113–124.
69. *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](http://www.mpq.mpg.de/cms/mpq/en/news/press/pdf/2013/PR_13_04_23.pdf) (дата обращения 27.01.2014).
70. *Brown B.C., et al.* // Physical Review Letters, V. 30, №16, 1973.
71. *La Rosa M.* // Zs. f. Phys. **21**, 333, 1924.
72. *Ганеев Р.А.* // УФН. 2009. Т. 179. №1. С. 65–90.
73. *Sciama D.W.* Modern Cosmology and the Dark Matter Problem. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. P. 101.
74. *Cambes F.* // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1991. V. 29. P. 195–237.
75. *Эйгенсон М.С.* Внегалактическая астрономия. М.: Физматгиз, 1960. 414 с.
76. *Белопольский А.А.* Астрономические труды. М.: Гостехиздат, 1954. 320 с.
77. *Zwicky F.* // Proc. National Acad. Sci. 1929. V. 15. N 10. P. 773–779.
78. *Циолковский К.Э.* Очерки о Вселенной. Калуга, 2001. 384 с.

79. Вавилов С.И. Собрание сочинений, Т. 4. М.: АН СССР, 1956. 470 с.
80. Джоунс Д. Изобретения Дедала. М.: Мир, 1985. С. 150.
81. Эйгенсон М.С. Внегалактическая астрономия. М.: Физматгиз, 1960. 414 с.
82. Devasia S. Ritz-type variable speed of light (VSL) Cosmology // Physics Essays. 2014, V. 27, P. 523–536. URL: [http://faculty.washington.edu/devasia/Physics/Devasia\\_cosmology.pdf](http://faculty.washington.edu/devasia/Physics/Devasia_cosmology.pdf) (дата обращения 27.11.2014).
83. 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).
84. Cyrenika A.A. // Apeiron. 2000. V. 7. № 1-2. P. 89–106. URL: <http://redshift.vif.com/JournalFiles/Pre2001/V07NO1PDF/V07N1CYR.pdf> (дата обращения 27.01.2014).
85. Múnera H.A. // Advances in Chemical Physics, Part III (Modern Nonlinear Optics). V. 119. P. 335–385.
86. Струве О., Линдс Б., Пилланс Э. Элементарная астрономия. М.: Наука, 1967.
87. Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. July 1993. V. 54. №2. P. 181–342.
88. Крафт Р.П. Взрывные переменные как двойные звёзды. М.: Мир, 1965.
89. Perlmutter S. et al. // Astroph. J. 1999. V. 517. P. 565–586.
90. Шануро И. // УФН. 1969. Т. 99. С. 319.
91. Победоносцев Л.А., Крамаровский Я.М., Паршин П.Ф., и др. // ЖТФ, 1989. Т. 59, вып. 84, С. 124.
92. Hebrard G., Almenara J.-M., Santerne A. et al. // Astronomy & Astrophysics. 2013. №554. A114. April 23. С. 1–10.
93. Секерин В.И. Теория относительности – мистификация XX века. Новосибирск: Арт-Авеню, 2007.
94. Масликов С.П. // Инженер, 2007, №12; Физическая мысль России, №1, 1998.
95. Michaud M.F. // Compt. Rend. 1919. V. 168. P. 507–509.
96. Wesley J.P. // Physics Essays. 2003. V. 16. №3. P. 385–389.
97. Сивухин Д.В. Оптика. М.: Наука, 1980. 752 с.
98. Франкфурт У.И. Специальная и общая теория относительности. М.: Наука, 1968. 332 с.
99. Sadeh D. // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 10. P. 271–273.
100. Седов В.Л. // УФН. 1968. Т. 94. №3. С. 417–438.
101. Lo Savio M. // Phys. Lett. A. 1988. V. 133. P. 176–178.
102. Баранов А.Г. // Эйнштейновский сборник-66. М.: Наука, 1966. 376 с.
103. Kantor W. // Spectr. Lett. 1971. V. 4. P. 245–253.
104. Александров Е.Б. Частное сообщение.
105. Александров Е.Б., Александров П.А., Запасский В.С. и др. // УФН. 2011. Т. 181. С. 1345.
106. Александров Е.Б. // Химия и жизнь. 2012. № 3. С. 16.
107. Мазманишвили А.С. // Электромагнитные явления. 2001. Т. 2. № 1. С. 124–130.
108. Михайлин В., Тернов И. Синхротронное излучение. М.: Знание, 1988. 64 с.
109. Жук Н.А. // в сб. «Фундаментальные проблемы естествознания и техники». СПб., 2002.
110. Бузмаков И.В. // Современные научные исследования и инновации. 2013. №10.
111. URL: <http://math.ucr.edu/home/baez/physics/Relativity/SR/experiments.html> (дата обращения 24.03.2015).
112. Винокуров Н.А. // Наука из первых рук. 2010. Т. 33. вып. 3. С. 8–15.
113. Фритциус Р.С. // Тр. междунар. конф. «Ньютон и проблемы механики». СПб, 1993.
114. Гапонов В.И. Электроника. М.: Физматгиз, 1960.
115. Суорц К.Э. Необыкновенная физика обыкновенных явлений. Т. 2. М.: Наука, 1987.
116. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989.
117. Френкель В.Я. Пауль Эренфест. М.: Атомиздат, 1977.
118. Справочник необходимых знаний. 2-е изд. М.: РИПОЛ КЛАССИК, 2002, 768 с.
119. Саункевич И.С. Современное экспериментальное подтверждение специальной теории относительности. Минск: Высшая школа, 1979.
120. Brecher K. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39, 1051.

121. *Brecher K.* // Bulletin of Physics News. 2000. №484. May 11.
122. *Pietrzynski G., Thompson I.B., Gieren, W., et al.* // Nature. 2012. V. 484. P. 75–77.
123. *Comstock D.F.* // Phys. Rev. 1910. V. 30, 267.
124. *Мамвеев А.Н.* Механика и теория относительности. М.: ОНИКС, 2003.
125. *De Sitter W.* // Phys. Z. **14**, 1913, S. 429, 1267.
126. *Guthnik P.* // Astr. Nachr. **195**, 1913, S. 265.
127. *Freundlich E.* // Phys. Z. **14**, 1913, S. 935.
128. *Barr J.M.* // J. Roy. Astron. Soc. of Canada, **2**, 1908, P. 70.
129. *Batten A.H.* Binary and Multiple Systems of Stars (Oxford: Pergamon Press, 1973) [Пер. на русск. яз.: Бэттен А. Двойные и кратные звёзды. М.: Мир, 1976.]
130. *Бражникова Э.Ф., Бабинчук С.В.* // Астрон. журн. 1965, Т. 42, С. 678.
131. *Штерн Б.Е.* // Химия и жизнь, 2010. 8. С. 7.
132. *Born M., Wolf E.* Principles of Optics (New York: Pergamon Press, 1959) [Пер. на русск. яз.: Борн М., Вольф Э. Основы оптики (М.: Наука, 1973)].
133. *Михайлин В.В., Тернов И.М.* Синхротронное излучение. М.: Знание, 1988.
134. *Сивухин Д.В.* Термодинамика и молекулярная физика. М.: Наука, 1975.
135. *Newburgh R.G.* // Amer. J. of Phys., 1972, V. 40, №8, P. 1173.
136. *Комаров В.Н.* Увлекательная астрономия. М.: Наука, 1968.
137. *Завельский Ф.С.* Время и его измерение. М.: Наука, 1977.
138. *Коллин С.* // Квантовая электроника, Т. 40, №5, 2010, С. 421–424.
139. *Селезнёв В.П.* // Авиация и космонавтика. 1963, №7, С. 18.
140. *Kopal Z.* Close Binary Systems. Wiley&Sons Inc.: N.Y., 1959.
141. *Batten A.H.* // Journal of the Royal Astronomical Society of Canada, V. 77, 1983, №2, P. 95.
142. *Бражникова Э.Ф.* // Земля и Вселенная, №5, 1968.
143. *Бражникова Э.Ф.* // Астрономический журнал. 1970. Т. 47. вып. 1, С. 149.
144. *Бражникова Э.Ф., Дагаев М.М., Радзиевский В.В.* // Астрон. журнал. 1975. Т. 52. вып. 3. С. 546–552.
145. *Куницкий Р.В.* // Астрон. журнал. 1924. V. 1, P. 2.
146. *Struve O., Huang S.-S.* Occas. // Notes, R. Astr. Soc. **3** (19), 1957, P. 161–188.
147. *Arras P., Burkart J., Quataert E., Weinberg N.* // MNRAS. 2012. V. 422. P. 1761–1766.
148. *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.
149. *Толстых В.И.* // Учёные записки ГПИ. Сер. физич. наук., вып. 124, С. 70, 1972 г.
150. *Чикин П.С.* // Актуальные проблемы современной науки, 2005, №2. С. 88.
151. *Struve O.* // Astrophys. J., 1944, V. 99, P. 295.
152. *Savedoff M.P.* // Astron. J., 1951. V. 56, P. 1.
153. *Struve O.* // MNRAS, 1949. V. 109, P. 487.
154. *McNamara D.H.* // Astrophys. J., 1951. V. 114, P. 513.
155. *Abhyankar K.D.* // Astrophys. J. Suppl., Ser. 4, 1959. P. 157.
156. *Struve O.* // Astrophys. J. 1944, 99, P. 295.
157. *Алдушева В.Я.* // Астрономический журнал, 1987. **64**, С. 591.
158. *Росси Б.* Космические лучи. М.: Атомиздат, 1966.
159. *Бейль П.Ф., Бейсембаев Р.У., Вильданов Н.Г. и др.* Анализ методики исследования зенитного углового распределения ШАЛ // в сб. трудов 29-я РККЛ, Москва, 2006.
160. *Сацункевич И.С.* Современное экспериментальное подтверждение специальной теории относительности. Минск: Высшая школа, 2003.
161. *Сердюков А.Р.* Пётр Николаевич Лебедев. М.: Наука, 1978, С. 157.
162. *Околотин В.С.* Корпускулярная концепция полевых взаимодействий // в сб. Проблемы пространства и времени в современном естествознании, Вып. 15, СПб., 1991, С. 412–420.
163. *Шакура Н.И. и др.* // УФН, Т. 183, №4, 2013.
164. *Брагинский В.Б., Полнарёв А.Г.* Удивительная гравитация. М.: Наука, 1985.
165. *Калмыков Н.Н., Куликов Г.В., Роганова Т.М.* Галактические космические лучи // в сб. «Модель Космоса», М.: Книжный дом «Университет», 2007, С. 1000.
166. *Hayashida N., Nagano M., Nishikawa D. et al.* // Astroparticle Physics, 1999, V. 10, Is. 4, P. 303–311.



167. *Ходж П.* Галактики. М.: Наука, 1992.
168. *Зигель Ф.Ю.* Неисчерпаемость бесконечности. М., 1984.
169. *Зигель Ф.Ю.* Звёзды ведут в бесконечность. М.: Наука, 1966.
170. *Левитт И.* За пределами известного мира. М.: Мир, 1978.
171. *Колесников А.И., Лютый В.М., Талызин И.В.* Наблюдательные факты и их интерпретация в астрофизике // Вестник ТвГУ. Серия "Физика". 2005. №9, В. 2., С. 124.
172. *Водопьянов А.С., Зрелов В.П., Тякин А.А.* // Письма в ЭЧАЯ. 2000. №2.
173. *Полякова Г.Д., Попов В.С.* О лучевой скорости эллиптической галактики A2058+16 // Астрономический циркуляр, №1549, 1991, с. 7.
174. *Дуплищева О.М., Дуплищев А.М.* Наставник инженеров и учёных. Днепропетровск: АРТ-ПРЕСС, 2007.
175. *Дуплищева О.М., Дуплищев А.М.* М.И. Дуплищев. Теоретические и экспериментальные исследования явлений излучения и распространения света в пространстве. Днепропетровск: АРТ-ПРЕСС, 2012.
176. *Szapudi I., Kovacs A., Granett B. et al.* // MNRAS. V. 450, 2015, P. 288–294.
177. *Красильников Д.Д.* // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1975, Т. 39, №6, С. 1245–1248.
178. *Тихов Г.А.* 60 лет у телескопа. М.: Детская литература, 1959.
179. *Бунин В.А.* // Астрономический журнал, XXIX, вып. 4, с. 768, 1962 г.
180. *James J.F., Sternberg R.S.* // Nature, 1963, 197, P. 1192.
181. *Бергман П.Г.* Введение в теорию относительности. М.: Инлитгиз, 1947.
182. *Шкловский И.С.* Звёзды: их рождение, жизнь и смерть. М.: Наука, 1975.
183. Физика космоса. М.: Советская энциклопедия, 1986. 783 с.
184. *Петров В.М.* Мифы современной физики. М.: Либроком, 2012. 224 с.
185. *Барашенков В.С.* // Химия и жизнь. 1975. №3. С. 11–16.
186. *Duncomb R.L.* // Astron. Papers, 1958, V. 16, Part 1, Nautical Almanac Office, U.S. Naval Observatory.
187. *Алёшкина Е.Ю.* // Природа. 2002. №9. С. 57–66.
188. *Горбацкий В.Г.* Космические взрывы. М.: Наука, 1972.
189. *Habs D., Gunther M.M., Jentschel M., Urban W.D.* The Refractive Index of Silicon at  $\gamma$ -Ray Energies. URL: <http://arxiv.org/pdf/1111.3608v2> (дата обращения 29.03.2014).
190. *Тарасов Л.В.* Лазеры: действительность и надежды. М.: Наука, 1985, 176 с.
191. *Цесевич В.П.* Переменные звёзды и способы их исследования. М.: Педагогика, 1970.
192. *Псковский Ю.П.* Новые и сверхновые звёзды. М.: Наука, 1974.
193. *Kantor W.* // Journal Of The Optical Society Of America, V. 52, № 9, 1962.
194. *Bertozzi W.* // American Journal of Physics, V. 32, 1964, №7, P. 551.
195. *Лупунов В.М.* В мире двойных звёзд. М.: Наука, 1986.
196. *Cocconi V.T., Fazzini T., Fidicaro G. et al.* // PRL, V. 5, 1960, №1, P. 19.
197. *Fritzius R.S.* URL: <http://www.datasync.com/~rsf1/ritz-grb.htm>.
198. *Пузииков Л.Д.* // Природа, 1960, №2, С. 80.
199. *Уилер Дж.А.* Предвидение Эйнштейна. М.: Мир, 1970.
200. *Денисов А.А.* Информационные основы управления. Л.: Энергоатомиздат, 1983.
201. *Wheeler J.A., Feynman R.P.* // Reviews of Modern Physics, V. 17, 1945, №2–3, P. 157.
202. *Гапонов В.И.* Электроника. М.: Физматгиз, 1960.
203. Переменный характер «неподвижной» звезды // Природа 2005, №7, С. 82.
204. *Кокс Дж.П.* Теория звёздных пульсаций. М.: Мир, 1983.
205. Пульсирующие звёзды. М.: Наука, 1970.
206. Спектрофотометрия звёзд  $\delta$  Цефея и  $\eta$  Орла и К-эффект для цефеид. Ленинград, 1950.
207. *Ландсберг Г.С.* Оптика. М.: Наука, 1976.
208. *Цесевич В.П.* Что и как наблюдать на небе. М.: Наука, 1984. 304 с.
209. *Бялко А.В.* Наша планета – Земля. М.: Наука, 1989. 240 с.
210. *Еремеева А.И.* // Вестник РАН, 2004, Т. 74, № 6, С. 524–531.
211. *Бронштэн В.А.* Гипотезы о звёздах и Вселенной. М.: Наука, 1974.
212. *Крюков П.Г.* // УФН, 2013, Т. 183, №9. С. 897.
213. *Ghimire S., Shan B., Wang C.* // Laser Physics, V. 15, 2005, №6. P. 838–842.
214. *Угольников О.С.* Небо начала века. 2001-2012. М.: Сельянов А.Д., 2000. 320 с.
215. *Мамаев А.В.* URL: [http://acmephysics.narod.ru/b\\_r/r05\\_1.htm](http://acmephysics.narod.ru/b_r/r05_1.htm).

216. *Fritzsius R.S.* URL: <http://www.datasync.com/~rsf1/binaries.htm> (дата обращения 18.08.2014).
217. Астрономический календарь 2004. Ежегодник (переменная часть). СПб: Пулковская обсерватория, 2003, С. 125.
218. *Алексеев В., Минчин С.* Венера раскрывает тайны. М.: Машиностроение, 1975. 96 с.
219. *Михайлов А.А.* // Письма в ЖЭТФ, Т. 66, 1997, С. 289–292.
220. *Тяпкин А.А.* // Краткие сообщения ОИЯИ. 1993, №3[60]-93. С. 26.
221. *Водопьянов А.С., Зрелов В.П., Тяпкин А.А.* // Письма в ЭЧАЯ. 2000. № 2[99].
222. *Ефремов Ю.Н.* В глубины Вселенной. М.: Наука, 1984.
223. *Силк Дж.* Большой взрыв. М.: Мир, 1982.
224. *Алеманов С.Б.* Волновая теория строения элементарных частиц. М.: Бинар, 2014.
225. Альфа и омега: Краткий справочник. Таллин: Валгус, 1987.
226. *Вихлинин А.А. и др.* // УФН. Т. 184. 2014. №4.
227. *Тернов И.М., Михайлин В.В., Халилов В.Р.* Синхротронное излучение и его применения. М.: МГУ, 1985.
228. *Засов А.В.* Карликовые галактики. М.: Знание, 1984.
229. *Сысоев А.* // Вокруг света. 2013. №3. С. 78–86.
230. *Силкин Б.И.* В мире множества лун. М.: Наука, 1982.
231. *Гегузин Я.Е.* Живой кристалл. М.: Наука, 1987.
232. *Ade P.A.R. et al.* Planck 2013 results // *Astronomy and Astrophysics*. **1303**: 5062.
233. *Мамаев А.В.* URL: <http://www.sciteclibrary.ru/texsts/rus/books/superphysyc/r10.htm>.
234. *Быстров Ю.А., Иванов С.А.* Ускорительная техника и рентгеновские приборы. М.: Высшая школа, 1983, С. 159.
235. *Alvager T., Farley F.J.M., Kjellman J., Wallin I.* // *Physics Letters*, 1964, V. 12, №3. P. 260–262.
236. *Кулипанов Г.Н.* Синхротронное излучение, история и применение. ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера.
237. *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>.
238. URL: <http://www.sciteclibrary.ru/texsts/rus/stat/st6083.pdf> (дата обращения 18.08.2014).
239. *Лиангзао Фэн* // в сб. «Фундаментальные проблемы естествознания», СПб, 2010. URL: <http://ivanik3.narod.ru/TO/DiHUALiangzaoFAN/liangzaofan.pdf>.
240. *Pribulla T., Rucinski S.M., Lu W., et al.* // *Astron. Journal*. 2006. V. 132. Is. 2. P. 769–780.
241. *Queloz D., Anderson D., Cameron A.C. et al.* WASP-8b, a Retrograde Transiting Planet in a Multiple System // *Astronomy & Astrophysics*. 2010. April 12. P. 1–4.
242. *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).
243. *Howard A.W., Sanchis-Ojeda R., Marcy G.W. et al.* // *Nature*. 2013. 503(7476). P. 381–384.
244. *Тихов Г.А.* // ЖРФХО. 1909. в. 5. С. 176.
245. *Тихов Г.А.* Основные труды. Т. 1. Алма-Ата: Изд-во АН Казахской ССР, 1954. 336 с.
246. *Лайсл Дж.* // Разумный замысел. Июль 2011. №4–6 (21). С. 3.
247. *Бок Б., Бок П.* Млечный путь. М.: Мир, 1978.
248. *Рабинович М.И., Трубецков Д.И.* Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984. 432 с.
249. URL: <http://www.astronomy.ru/forum/index.php/topic,91249.0.html> (дата обращения 14.07.2014)
250. *Linder N., Raww G., Sana H., et al.* // *Astronomy & Astrophysics*. 2007. V. 474. P. 193–204.
251. *Chan T., Ingemyr 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](http://iopscience.iop.org/1538-3881/141/6/179/pdf/1538-3881_141_6_179.pdf) (дата обращения 20.07.2014).
252. *Laughlin G., Crismani M., Adams F.C.* // *Astroph. J. Letters*. 2011. V. 729. №1. L7. URL: [http://iopscience.iop.org/2041-8205/729/1/L7/pdf/2041-8205\\_729\\_1\\_L7.pdf](http://iopscience.iop.org/2041-8205/729/1/L7/pdf/2041-8205_729_1_L7.pdf) (дата обращения 20.07.2014).
253. *Murad P.A.* // *International Journal of Astronomy*. 2012. №1(5). P. 81–86.

254. *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).
255. *Ragos O., Haranas I., Gkigkitzis I.* // *Astrophysics and Space Science*. V. 345, Is. 1. P. 67–72.
256. *Vessot R., Levine M.* // *Gen. Rel. Grav.* 1979, V. 10, P. 181.
257. *Гулиа Н.* В поисках энергетической капсулы. М.: Детская Литература, 1986. 143 с.
258. *Перельман Я.И.* Занимательная физика. М.: Наука, 1991.
259. *Бриллюэн Л.* Новый взгляд на теорию относительности. М.: Мир, 1972. 144 с.
260. *Паунд Р.В.* // *УФН*. 1960. Т. 72. С. 673.
261. *Александров Е.Б., Александров П.А., Запасский В.С., Корчуганов В.Н., Стирин А.И.* // *Письма в ЖЭТФ*, Т. 94, в. 5, 2011. С. 374-376.
262. *Jenet F.A., Fleckeustein P., Ford A. et al.* // *Astroph. Journal*, 2010, V. 710, Is. 2, P. 1718–1723.
263. *Пановский В., Филлипс М.* Классическая электродинамика. М.: Физматгиз, 1963, С. 260.
264. *Стрелков В.В.* Генерация аттосекундных электромагнитных импульсов при взаимодействии сверхинтенсивного лазерного излучения с веществом. URL: <http://pptonline.ru/slide/id/163604>.
265. *Емелин М.Ю.* Генерация аттосекундных импульсов при лазерной ионизации возбуждённых атомов и молекул: диссертация кандидата физико-математических наук: 01.04.21. [Место защиты: Институт прикладной физики РАН].– Нижний Новгород, 2009,– 168 с.: ил. РГБ ОД61 09-1/862.
266. *Мантуров В.* // *Техника-молодёжи*. 2006, №2. С. 2–5.
267. *Witte H.* // *Berichte der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 1914. 16, S. 755.
268. *Жув Дарк* // *Дуэль*, 28 июня 2005, №25–26.
269. *Артеха С.Н.* Критика основ теории относительности. URL: <http://antidogma.ru/russian/node37.html> (дата обращения 02.01.2015).
270. *Смульский И.И.* Теория взаимодействия. Новосибирск: Из-во Новосибирского ун-та, 1999. 294 с.
271. *Сурдин В.Г.* Самая сплюснутая звезда // *Природа*, №4, 2001, С. 82.
272. *Merand A., Kervella P., Coude du Foresto, et al.* // *Astronomy and Astrophysics*, V. 453, 2006, P. 155–162.
273. *Бобров М.С.* Кольца планет. М.: Наука, 1970, 123 с.
274. *Соболев И.* LRO – новые находки на Луне. URL: <http://galspace.spb.ru/index194.html>.
275. *Vabcock G.C., Bergmann T.G.* // *JOSA*, 1964, **54**, P. 147–151.
276. *Корнева М.В., Кулигин В.А., Кулигина Г.А.* Анализ классической электродинамики и теории относительности. URL: <http://ivanik3.narod.ru/TO/kuligin/20081105ak.pdf>.
277. *Filippas T.A., Fox J.G.* // *Physical Review*. 1964. V. 135. №4B. P. B1071.
278. *Fox J.G.* // *JOSA*. 1967. V. 57, P. 967.
279. *Мазманишвили А.С.* Частное сообщение Г.Б. Малыкину ().
280. *Копылов Г.И.* Всего лишь кинематика. М.: Наука, 1981.
281. *Петров В.М.* Мифы современной физики. М.: Либроком, 2012. 224 с.
282. *Сивухин Д.В.* Атомная и ядерная физика. Ч. 2. М.: Наука, 1989.
283. *Fritzius R.S. Mira Ceti et al., Common Envelope Binaries?* URL: <http://www.datasync.com/~rsf1/miras.html> (дата обращения 02.01.2015).
284. *Зигель Ф.Ю.* Астрономическая мозаика. М.: Наука, 1987.
285. *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.
286. *Wallace B.G.* // *Spectroscopy Letters*. 1970. V. 3. P. 115–121.
287. *Baker R.H.* *Astronomy*. D. Van Norstrand Co.: N.Y.–Princeton, 1955.
288. *Тоннела М.-А.* Основы электромагнетизма и теории относительности. М.: Ин. Лит., 1962.
289. *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).
290. *Linares M., Altamirano D., Chakrabarty D., et al.* // *Astroph. Journal*, 2012, V. 748, Is. 2, id. 82.
291. *Linares M., Bahramian A., Heinke C. et al.* // *MNRAS*, V. 438, Is. 1, P. 251–261.
292. *Irion R.* // *Science*, 2004, V. 304, №5678, P. 1740–1741.

293. *Karvella P., Mérand A., Perrin G. et al.* // *Astron. & Astroph.* 2006. V. 448, P. 623–631.
294. *Саган К.* Космос: Эволюция Вселенной, жизни и цивилизации. СПб.: Амфора, 2005, 525 с.
295. *Vrcelj Z.* // *Spectroscopy Letters*, 1973, V. 6, №1, P. 73–75.
296. *Horedt G., Ruck H.* // *Spectroscopy Letters*, 1972, V. 5, №12, P. 455–461.
297. *De Sangro R., Finocchiaro G., Pattari P. et al.* Measuring Propagation Speed of Coulomb Fields. URL: <http://arxiv.org/pdf/1211.2913v2>.
298. *Bourilkov D.* // *Phys. Rev. D*, V. 64, 2001, P. 071701-1–071701-5. (уточнить)
299. *Сивухин Д.В.* Атомная и ядерная физика. Ч. 1. М.: Наука, 1986, 416 с.
300. *Аганов Д.Л., Алексеев В.А., Алтунин В.И. и др.* Интерферометрические навигационные измерения КА «Фобос» // 21-ая Всесоюзная конференция по радиоастрономии «Радио-астрономическая аппаратура», Ереван, 1989, Тезисы докладов, С. 229–230.
301. *Шевченко В.В.* На зов таинственного Марса. М.: Дет.лит., 1991, 64 с.
302. Первые коллаидеры ИЯФ. Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2014, 76 с.
303. *Ion D.B., Ion M.L.* Super-Cherenkov Radiation: a new phenomenon useful for RICH Detectors. URL: <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0412151v1>.
304. *Lopez-Martens R., Varju K., Johnsson P. et al.* // *PRL*. 2005, V. 94, №3, P. 033001-1–033001-4.
305. *Szalai T., Kiss L., Meszaros Sz., et al.* // *Astronomy and Astrophysics*, 2007, V. 465, P. 943–952.
306. *Diaz P., Habeny I.* // *Astroph. J.* 1999, V. 523, Is. 2, P. 786–796.
307. *Hearnshaw J.B., Komonjinda S., Skuljan J. et al.* // *MNRAS*, V. 427, Is. 1, P. 298.
308. *Konacki M., Muterspaugh M., Kulkarni S. et al.* // *Astroph. J.* 2010, V. 719, P. 1293–1314.
309. *Beck P.G., Hambleton K., Vos J. et al.* // *Astronomy and Astrophysics*, 2013, V. 564, Id. A36, P. 18.
310. *Pont F., Melo C.H.F., Bouchy F.* // *Astronomy and Astrophysics*, 2005, V. 433, Is. 2, P. L21.
311. *Winn J.N.* Exoplanets. Tucson, AZ, University of Arizona Press, 2011, P. 55.
312. *Pribulla T., Rucinski S.M.* // *MNRAS*. 2008. V. 386. P. 377–389.
313. *Marmet P.A.* // *Apeiron*, №9–10, 1991, P. 119.
314. *Berlitz-Arthaud P.* // *Astronomy and Astrophysics*, 2003, V. 397, P. 943–950.
315. *Rudnitskij G.M.* // *The Impact of Large-Scale Surveys on Pulsating Star Research ASP Conference Series*, V. 203, 2000.
316. *Alspector J., Kalbfleisch G.R., Baggett N. et al.* // *PRL*, 1976, V. 36, №15, P. 837–840.
317. *Guiragossian G.T., Rothbart G.B., Yearian M.R. et al.* // *PRL*, 1975, V. 34, №6, P. 335–338.
318. *Ellis R.S.* // *Phil. Trans. R. Soc. A*, 2010, V. 368, P. 967–987.
319. *Bond I.A., Udalski A., Jaroszynski M. et al.* // *Astroph. J.* 606, 2004, May 10. P. L155–L158.
320. *Теплицкая В.С.* Исследование динамической эволюции экзопланет в случае орбитальных резонансов. Диссертация на соискание степени к.ф.–м.н. М., 2014. URL: [http://dissovet.rudn.ru/web-local/prep/tj/index.php?id=33&mod=dis&dis\\_id=136](http://dissovet.rudn.ru/web-local/prep/tj/index.php?id=33&mod=dis&dis_id=136).
321. *Степанов А.А., Новиков М.А., Иванов В.В., Уставщиков С.С., Хышов А.А.* 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.
322. *Акулов Н.С.* // *ДАН БССР*, 1968, Т. XII, №3, P. 212.
323. *Gonzalez-Galan A., Kuulkers E., Kretchmar P., et al.* // *Astronomy & Astrophysics*, V. 537, 2012, P. A66.
324. *Гришаев А.А.* Этот «цифровой» физический мир.
325. *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.
326. *Duncombe R.L.* Motion of Venus, 1750–1949. U.S. Government Printing Office, 1958.
327. *Muhleman D.O., Holdridge D.B., Block N.* // *Astron. J.*, V. 67, №4, 1962, P. 191–203.
328. *Науменко Г.А.* Дифракционное излучение релятивистских электронов и диагностика пучков. Автореферат. Томск, 2007. 25 с.
329. *Суслов А.К.* Гавриил Адрианович Тихов. Л.: Наука, 1980.



330. *Harding J.P.* // *Physics Procedia*, 2015, V. 61, P. 91–96.
331. Сверхточная спутниковая навигация // *Наука и жизнь*, 2014, №9, С. 36.
332. *Хуторов В.Е., Тенгин Г.М.* // *Известия ВУЗов. Радиофизика*. 2014, Т. 57, №6. С. 484-490.
333. *Kurtz Rassel C.* Effect on the spectrum of the cosmic microwave backdround due to intergalactic dust. Austin: University of Texas, 1981, 201 p.
334. *Нечаева М.Б., Антипенко А.А., Дементьев А.Ф. и др.* // *Известия ВУЗов. Радиофизика*. 2007, Т. L, №7, С. 577.
335. *Красильников А.Д.* // *Вестник ЯГУ*, 2007, Т. 4, №4, С. 26.
336. *Bell C.J. et al.* // *Proc. 13<sup>th</sup> ICRC. Denver. 1973, V.4, P. 2530.*
337. *Bellido J.A.* Anisotropy studies of HiRes ENECR // *Thesis, University of Adelaide*, 2002, P. 267.
338. *Adam T., Agafonova N., Aleksandrov A., et al.* // *J. High Energy Phys.* 2012, id. 93; 2013, id. 153.
339. *Бедняков В.А.* Почему исследования космических лучей следует проводить на околоземной орбите // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. 2002, Т. 33, В. 5, С. 1145.
340. *Братман В.Л.* Быстро движущиеся излучатели и их использование в высокочастотной электронике // *УФН*, 2007, Т. 177, №3, С. 317.
341. *Комаров В.Н., Пановкин Б.Н.* Занимательная астрофизика. М.: Наука, 1984.
342. *Рабин Н.В.* Приборы и техника эксперимента // *Наука*, 2007. №5, С.5–6.
343. *Мартынов Д.Я.* Курс общей астрофизики. М.: Наука, 1988.
344. *Эргма Э.В.* Барстеры, новые, сверхновые – термоядерные взрывы в космосе. М.: Знание, 1986. .
345. *Пирожный Н.А.* Астрономия. М.: Высшая школа, 1967.
346. *Giovannini D., Romero J., Potocek V.* // *Science*, V. 347, 2015. P. 857–860.
347. *Abdo A.A., Ackermann M., Ajello M. et al.* // *Nature*. V. 462, 2009. Is. 7271, P. 331–334.
348. *Mattingly D.* Modern Tests of Lorentz Invariance // *Living Rev. Relativity*, 8, 2005, P. 5.
349. *Беклямышев В.О.* // *ЖТФ*, Т. 69, 1999, С. 124–126.
350. *Saathoff G., Karpuk S., Eisenbarth U., et al.* // *PRL*, V. 91, 2003, №19, P. 190403-1.
351. *Botermann B., Bing D., Geppert C., et al.* // *PRL*, V. 113, 2014, №12, P. 120405-1.
352. *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.
353. *Валентинов А.Г., Гудков Б.А., Запругаев И.А. и др.* Линейный ускоритель-инжектор комплекса специализированного источника синхротронного излучения в РИЦ «Курчатовский институт» Новосибирск: ИЯФ, 2002-29.
354. *Pobedonostsev L.A., Parshin P.F.* New Results in Ives Experiment // *SPIE*, V. 1121, Interferometry'89. P. 36–41.
355. *Yuan K.-J., Lu H., Bandrauk A.D.* // *Phys. Rev. A.*, V. 92, 2015, P. 023415.
356. *Husa K.A., Kelkensberg F., Herrmann J. et al.* // *Opt. Express*, V. 19, 2011, P. 25346–25354.
357. *Емелин М.Ю., Рябикин М.Ю.* Основы аттосекундной физики (электронное пособие): учебное пособие. Н. Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2014. 52 с.
358. *Baumann D., Cooray A., Kamionkowski M.* // *New Astronomy*, V. 8, is. 6, Aug. 2003, P. 565–573.
359. *Takahara F., Sasaki S.* // *Progress of Theoretical Physics*, V. 86, №5, Nov. 1991, P. 1021–1030.
360. *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.
361. *Baccigalupi C., de Zotti G., Burigana C.* // *AIP Conference Proceedings*, 2002, V. 609, P. 84–89.
362. *O'Dea D.T., Clark C.N., Contaldi C.R.* // *MNRAS*, 2012, V. 419, is. 2, P. 1795–1803.
363. *Dehmelt H.* // *Physica Scripta*, V. T22, 1988, P. 102–110.
364. *Strelkov V.V., Mevel E., Constant E.* // *New J. Phys.* V. 10, 2008, P. 083040.
365. *Соковнин С.Ю.* Наносекундные ускорители электронов и радиационные технологии на их основе. Екатеринбург: УРО РАН, 2007, С. 17.

366. <http://iapras.ru/science/base.html>.
367. *Arp H.* // *Astroph. and Space Science*, 2003, V. 285, Is. 2, P. 451–457.
368. *Arp H.* // *Astroph. and Space Science*, 1997, V. 250, Is. 1, P. 163–170.
369. *Arp H.* *Anomalous redshifts // Current Issues in cosmology*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2006, P. 183–196.
370. *Arp H.* // *Astroph. and Space Science*, 1990, V. 167, Is. 2, P. 183–219.
371. *Kwak Y., Tetsuro K., Jun A. et al.* // *J. of Astron. and Space Sciences*, 2010, V. 27, №2, P. 173–180.
372. *Ииханов Б.С., Капитонов И.М., Кэбин Э.И.* Частицы и ядра. Эксперимент. М.: Издательство МАКС Пресс, 2013.
373. *Akindinov A., Alici A., Antonoli P. et al.* // *Eur. Phys. Journ. C.*, 2010, V. 68, P. 601–607.
374. *Bindi V., Chen G.M., Chen H.S. et al.* // *Nucl. Inst. and Meth. In Phys. Res.* 2014. V. A743, P. 22–29.
375. *Clay R.W., Crouch P.C.* // *Nature*, 1974, V. 248, Is. 5443, P. 28–30.
376. *Clay R.W.* // *Australian J. of Phys.* 1998, V. 41, №1, P. 93–99.
377. *Blake A.* // 2007 APS Four Corners section. Oct. 27, 2007.
378. *Masjed H.F., Ashton F.* // 19-th Intern. Cosmic Ray Conf., V. 8, P. 298–301.
379. *Ашитков В.Д., Курина Т.М., Климаков А.П. и др.* // *Известия АН СССР, сер. физич. Т.* 49, №7. 1985, С. 1396–1398.
380. *Крюков П.Г.* // *УФН*, Т. 185, 2015, №8, С. 817–827.
381. *Винокуров Н.А., Левичев Е.Б.* // *УФН*, Т. 185, 2015, №9, С. 917–939.
382. *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.
383. *Park I., Kim S., Choi J. et al.* // *Nature Photonics*, V. 5, 2011, P. 677–681.
384. *Анисов В.В.* // *УФН*. Т. 185. 2015. С. 1043–1047.
385. *Griffin R.F.* // *J. of Astroph. and Astron.* V. 33, 2012, P. 29G.
386. *Галактики / ред.-сост. В.Г. Сурдин.* М.: Физматлит, 2013. 432 с.
387. *Lopez-Corredoira M.* Tests for the Expansion of the Universe // *Frontiers of Fundamental Physics* **14**, 15-18 July 2014.
388. *Троцкий В.С.* // *УФН*. Т. 165. 1995. №6. С. 703–707.
389. *Ганеев Р.А.* // *Квантовая электроника*, Т. 45, 2015, №9. С. 785–796.
390. *Мушаилов Б.Р., Теплицкая В.С.* // *Вестник МГУ. Серия 3.* 2011. №6. С. 98–103.
391. *Мушаилов Б.Р., Теплицкая В.С.* // *Космич. исследования.* 2012. Т. 50. №6. С. 452–461.
392. *Kolesnik Y.B.* // *Astronomy and Astrophysics*, 1995, V. 294, P. 874–894.
393. *Kolesnik Y.B., Masreliez C.H.* // *Astronomical Journal*, 2004, V. 128, P. 878–888.
394. *Fracastoro M.G.* // *Astron. Astrophys.* **78**, 1979, P. 112–115.
395. *Abt H.A.* // *Astron. Soc. of the Pacific*, **121**, 2009, P. 811–813.
396. *Che X., Monnier J.D., Tysner C. et al.* // *Astroph. J.* 20 september 2012, 757:29, 17 P.
397. *Николаев Г.В.* Непротиворечивая электродинамика. Теории, эксперименты, парадоксы. Томск: НТЛ, 1997, 144 с.
398. *Румянцев Д., Околотин В.* // *Техника и наука*, 1983, №11.
399. *Gallene A., Kevella P., Merand A. et al.* // *Astron. and Astroph.*, 2014, V. 567, P. 60.
400. *Gallene A., Monnier J.D., Merand A. et al.* // *Astron. and Astroph.*, 2013, V. 552, A21.
401. *Zhou A.-Y.* // *Research in Astron. & Astroph.*, 2015, V. 15.

### **Список публикаций 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. 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.
- [A7] Семиков С.А. Строение Космоса по Циолковскому // сб. трудов X Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. 21–24 апреля 2006 г., Н. Новгород, 2008. С. 38–41.
- [A8] Семиков С.А. Звёздные парадоксы // сб. трудов XI Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. Н. Новгород, 2008. С. 70–73.
- [A9] Семиков С.А. А был ли Большой взрыв? // сб. трудов XI Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. Н. Новгород, 2009. С. 16–19.
- [A10] Семиков С.А. Космические лучи – путь к звёздам // сб. трудов XI Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. Н. Новгород, 2009. С. 42–45.
- [A11] Семиков С.А. Двойственность и вращение переменных звёзд как причина колебаний их блеска // сб. трудов XII Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. Н. Новгород, 2010. С. 164–166.
- [A12] Семиков С.А. Преобразование электромагнитных волн в поле ускорений // В кн.: Труды XIV-й научной конференции по радиофизике. 7 мая 2010 г. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2010. С. 188–190.
- [A13] Семиков С.А. Генерация высоких гармоник при модуляции скорости источника // В кн.: Труды XVII-й научной конференции по радиофизике. 13–17 мая 2013 г. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2013. С. 153–155.
- [A14] Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца и картина мироздания. Н. Новгород: Пресс-контур, 2009. 612 с.
- [A15] Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца и картина мироздания. Н. Новгород: Стимул-СТ, 2010. 612 с.
- [A16] Семиков С.А. Методы компрессии лазерных импульсов. Н. Новгород: ННГУ, 2011. 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. 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, №11, 2005.
- [A20] Семиков С.А. О природе электричества и магнетизма // Инженер, №1, 2006.
- [A21] Семиков С.А. Ключ к загадкам космоса // Инженер, №3, 2006.
- [A22] Семиков С.А. О природе массы и времени // Инженер, №5, 2006.
- [A23] Семиков С.А. Как устроены маяки Вселенной? // Инженер, №9, 2006.
- [A24] Семиков С.А. О вращениях небесных сфер // Инженер, №9, 2006.
- [A25] Семиков С.А. Из микромира в Космос // Инженер, №3, 2007.
- [A26] Семиков С.А. Циолковский и новая космология // Инженер, №9, 2007.
- [A27] Семиков С.А. Космические лучи – путь к звёздам // Инженер, №4, 2008.
- [A28] Семиков С.А. Структура света, или самое тёмное дело в истории физики // Инженер, №5, 2008.
- [A29] Семиков С.А. Баллистика и Космос // Инженер, №4, 2009.
- [A30] Семиков С.А. Альтернативная электродинамика // Инженер, №8-9, 2009.
- [A31] Семиков С.А. Критика как двигатель науки // Инженер, №11, 2009.
- [A32] Семиков С.А. Тайна гравитации и антигравитации // Инженер, №8, 2010.
- [A33] Семиков С.А. Справедливость баллистической теории в радиолокации // Инженер, №10, 2010. С. 6–8.

- [A34] Семиков С.А. Смещение без разбегания. Ритц против Доплера // Техника-молодёжи, №12, 2010.
- [A35] Семиков С.А. Трансформаторы спектра в космосе и на Земле // Инженер, №3, 2011.
- [A36] Семиков С.А. «Однако ж прав упрямый Галилей!» Простая разгадка космических чудес // Техника-молодёжи, №6, 2011.
- [A37] Семиков С.А. Сверхсвет – легко! // Инженер, №11-12, 2011.
- [A38] Семиков С.А. Как украсть миллион электронвольт // Инженер, №3, 2012.
- [A39] Семиков С.А. Звёздный паноптикум // Инженер, №5-6, 2012.
- [A40] Семиков С.А. Баллистическая теория света против тёмных сил космоса // Техника-молодёжи, №6, 2012.
- [A41] Семиков С.А. Космические узоры и картины // Инженер, №№8-9, 2012.
- [A42] Семиков С.А. Упрямая загадка магнетизма // Инженер, №11-12, 2012.
- [A43] Семиков С.А. Экзопланетная экзотика: иллюзии и реальность // Техника-молодёжи, №1, 2013.
- [A44] Семиков С.А. Последняя загадка Сфинкса, или почему светят звёзды? // Инженер, №2-4, 2013.
- [A45] Семиков С.А. Сверхсветовая техника – прорыв в будущее // Инженер, №6-9, 2013.
- [A46] Семиков С.А. Неточности космической навигации и баллистические поправки // Инженер, №1, 2014.
- [A47] Семиков С.А. Пульсары, барстеры и другие космические стрелки // Инженер, №3-4, 2014.
- [A48] Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца и картина мироздания. 3-е изд. Н. Новгород: Перспектива, 2013. 612 с.
- [A49] Семиков С.А. Через поля к экзопланетам // Техника-молодёжи, №6, 2014.
- [A50] Семиков С.А. Загадки и жемчужины космического океана // Инженер, №10, 2014. С. 14–18.
- [A51] Семиков С.А. Природа эффекта Барра у двойных звёзд и экзопланет.
- [A52] Семиков С.А. Свойства синхротронного и черенковского излучений в баллистической теории // В кн.: Труды XVIII-й научной конференции по радиофизике. 13–17 мая 2014 г. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2014. С. 165–167.
- [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, №1, 2015. С. 26–31.
- [A55] Семиков С.А. Методы достижения и регистрации сверхсветовых скоростей у частиц и излучений в ускорителях // В кн.: Труды XIX-й научной конференции по радиофизике. 11–15 мая 2015 г. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2015. С. 165–167.

### **Доклады и выступления на семинарах и чтениях**

1. Семиков С.А. Белопольский – пионер отечественной астрофизики // Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. 21–24 апреля 2006 г., Н. Новгород.
2. Семиков С.А. Звёздные парадоксы // Российских чтений-конкурса памяти С.А. Каплана. 21–24 апреля 2009 г., Н. Новгород.
3. Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца // ННГУ, 7 июля 2009 г.
4. Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца: проблемы и перспективы // ИПФ РАН 22 февраля 2011 г.
5. Семиков С.А. Баллистическая теория // НИФТИ
6. Семиков С.А. Основные положения баллистической теории // 32-е Научно-футурологические чтения НИФТИ 27 марта 2014 г.
7. Семиков С.А. Анализ систематических ошибок космической навигации, радиолокации и лазерной локации космических тел и аппаратов // 33-е Научно-футурологические чтения НИФТИ 24 апреля 2014 г.
8. Семиков С.А. Баллистическая теория Ритца и критерии её экспериментальной проверки // МОИП 23 мая 2014 г.

9. Семиков С.А. Критерии проверки баллистической теории в области физики высоких энергий // ИПФ РАН. 8 июля 2014 г.
10. Semikov S.A. Universal transformers of light frequency // IPHT (Институт Фотонных Технологий), Германия, Йена 14 декабря 2010.
11. Семиков С.А. Природа эффекта Барра у двойных звёзд и экзопланет // 36-е Научно-футурологические чтения ННГУ 8 августа 2014 г.
12. Семиков С.А. Сильные взаимодействия и баллистическая теория Ритца // 38-е Научно-футурологические чтения ННГУ 29 октября 2014 г.