

магнитной проницаемостью: Зоммерфельд приходит к несимметричной форме тензора энергии-импульса.

В дальнейшем Новобатский вариационным методом получил выражение абрагамовского тензора энергии-импульса. Г. Маркс и Дьёрдь исходили в своих исследованиях из работы Новобатского. При исследовании вращательного момента, возникающего в кристаллическом диэлектрике, помещенном в электрическом поле, они считают, что в отличие от тензора Абрагама, тензор Минковского не приводит к правильному результату. В другой работе Г. Маркс рассматривает тензоры Абрагама, Эйнштейна — Лауба и Клейнберга как частные случаи полученного им тензора. Балаж, рассматривая два выражения для тензора энергии-импульса в макроскопическом теле, приходит к выводу, что только из симметричного тензора (Абрагам) можно вывести одновременно закон сохранения импульса и центра инерции.

4. РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТРАКТОВКА ОПТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В ДВИЖУЩИХСЯ ТЕЛАХ ¹

Говоря об истоках специальной теории относительности Эйнштейн называет два круга вопросов: первый относится к электродинамике движущихся тел, второй — к оптике движущихся тел. Уже в своей первой работе Эйнштейн пользуется преобразованиями Лоренца для разрешения нескольких оптических проблем. К ним относятся абберация света и эффект Доплера. Эти явления — кинематические по существу, следовательно их объяснение не выходит за рамки релятивистской кинематики. Но эта их особенность четко выяснилась только после создания теории относительности, поэтому ретроспективно представляются вполне естественными многочисленными предшествующие попытки их динамической трактовки. При этом как раз и сталкивались с необходимостью принятия определенной гипотезы о характере увлечения эфира движущимися телами, что создавало непреодолимые трудности при рассмотрении всей совокупности явлений оптики движущихся тел в дорелятивистской физике (см. [42]).

Абберация света легко объясняется из основных положений релятивистской кинематики. Пусть штрихованной будет система, связанная с Землей, а нештрихованной — система, связанная с неподвижными звездами. Тогда

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - \frac{u_x v}{c^2}} \quad \text{и} \quad u'_y = \frac{u_y \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{u_x v}{c^2}}.$$

¹ Глава написана А. М. Френком.

Обозначив угол между идущим от звезды лучом и скоростью Земли соответственно α' и α и учитывая, что $u_x = u \cos \alpha$ и $u_y = u \sin \alpha$, а u есть скорость света, получаем:

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{\sin \alpha \sqrt{1 - \beta^2}}{\cos \alpha - \beta}.$$

Это релятивистская формула аберрации, из которой классическая получается разложением в ряд по β при сохранении лишь членов первого порядка. В дорелятивистских теориях для объяснения аберрации вводился «необыкновенный» луч, направление которого в движущихся системах не совпадает с направлением распространения волны (нормали к фронту). Отклонение луча при неизменной нормали было обусловлено абсолютным характером одновременности. В теории относительности во всякой инерциальной системе направление переноса энергии всегда совпадает с направлением распространения света. Волновая поверхность есть поверхность одновременно равных фаз, а одновременность относительна. Поэтому события, одновременные в одной системе, не являются таковыми в другой, и волновые поверхности в разных системах занимают разные положения, так что направления нормали и луча всегда совпадают. Абберрация света есть просто результат преобразования углов при переходе от одной инерциальной системы к другой.

Простота объяснения аберрации была одним из значительных доводов превосходства теории относительности над старыми теориями. Тем не менее теория аберрации стала ареной борьбы против теории относительности (Ленард, Остен, Папелло, Ла-Роза). Основные доводы противников теории относительности сводились к следующему: теория относительности не знает абсолютного движения, значит абберрация может зависеть только от относительного движения Земли и звезды. Но тогда при наблюдении двойных звезд для каждой из компонент должна наблюдаться различная абберрация соответственно их скорости относительно Земли. При этом максимальное угловое расстояние между ними должно было наблюдаться как раз тогда, когда из данных по доплеровскому смещению спектральных линий они находятся на одной прямой с наблюдателем. Но опыты не подтверждают этого, и, следовательно, теория относительности противоречит опыту.

Хотя это возражение и кажется убедительным, оно так же несостоятельно, как и другие возражения, выдвигавшиеся против теории относительности, и основано на неверной трактовке ее принципов. Ошибка в приведенном рассуждении заключается в том, что теории относительности приписывалось не содержащееся в ней положение о зависимости аберрации от скорости светила [43].

Просто дается в релятивистской кинематике и объяснение эффекта Допплера. На первый взгляд казалось, что различие между классической и релятивистской формулами незначительно. Однако более глубокий анализ выявляет, что это различие принципиально и весьма существенно для теории. Важно выяснить, дает ли эффект Допплера в классической трактовке потенциальную возможность определить абсолютное движение источника или наблюдателя.

Как известно, при движении наблюдателя со скоростью v в сторону неподвижного источника частоты ν воспринимаемая частота будет

$$\nu' = \nu(1 + v/c).$$

При движении источника со скоростью v_0 к неподвижному наблюдателю рассматриваемая частота будет

$$\nu' = \frac{\nu}{1 - v_0/c}.$$

Получаются две разные формулы, но они отличаются только членами второго порядка относительно v/c . Действительно, разложив второе выражение в ряд и ограничиваясь первыми тремя членами, получим

$$\nu' = \nu(1 + v_0/c - v_0^2/c^2),$$

т. е. практически величина эффекта в обоих случаях одинакова. Тем не менее, классическая теория принципиально допускала, что достаточно точно поставленный опыт второго порядка позволит измерить эту разницу.

Такой же результат получается при рассмотрении одновременного движения наблюдателя и источника в одну сторону по одной прямой. В этом случае

$$\nu' = \nu \frac{1 - v/c}{1 - v_0/c}.$$

Отсюда при $v = v_0$, $\nu' = \nu$ в полном согласии с требованием принципа относительности. Но если $v \neq v_0$, то с точностью до членов второго порядка

$$\nu' = \nu(1 - v/c)(1 + v_0/c - v_0^2/c^2) = \nu \left(1 - \frac{v - v_0}{c} - \frac{vv_0}{c^2} \right).$$

Это означает, что, как только $v \neq v_0$, доплеровское смещение частот будет зависеть не только от относительной скорости источника и наблюдателя $v - v_0$, но и от их абсолютных скоростей относительно эфира.

Естественно, что теория относительности приводит к другому результату. Релятивистскую формулу для эффекта Допплера можно получить либо исходя из инвариантности фазы световой

волны, либо преобразуя компоненты четырехмерного волнового вектора ($k_4 = \frac{i}{c} \nu$). В первом случае записываем равенство фаз

$$\begin{aligned} & \exp \left[2\pi i \nu' \left(t' - \frac{x' \cos \alpha' + y' \sin \alpha'}{c} \right) \right] = \\ & = \exp \left[2\pi i \nu \left(t - \frac{x \cos \alpha + y \sin \alpha}{c} \right) \right]; \end{aligned}$$

применяя преобразования Лоренца, получаем

$$\nu' = \nu \frac{1 - \beta \cos \alpha}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Здесь α — угол между направлением движения и направлением наблюдения. Если $\alpha = 0$, то

$$\nu' \sqrt{1 + \beta} = \nu \sqrt{1 - \beta},$$

откуда видно, что формула симметрична относительно скорости, т. е. доплеровское смещение зависит только от относительной скорости источника и наблюдателя и не зависит от того, что движется. С точностью до членов второго порядка релятивистская формула совпадает с классической. Но именно эта релятивистская поправка, не имеющая, казалось, практического значения, весьма существенна в теоретическом аспекте, так как она отвергает даже принципиальную возможность обнаружения движения тела относительно эфира.

В 1907 г. Эйнштейн показал, что релятивистская формула выявляет еще одну особенность эффекта Доплера. Если в классической формуле

$$\nu' = \nu_i \left(1 - \frac{v}{c_i} \cos \alpha \right)$$

положить $\alpha = \frac{\pi}{2}$, то $\nu' = \nu$, т. е. при перпендикулярном наблюдении эффект смещения отсутствует. Релятивистская формула в этом случае дает

$$\nu' = \frac{\nu}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

т. е. существует поперечный эффект Доплера второго порядка (квадратичный).

С возникновением теории относительности, и особенно с развитием той ее формы, в которой время и пространственные координаты представляют собой координаты мировой точки, казалось естественной постановка таких опытов, в которых подтверждалась бы релятивистская формула для времени. Постановку этой задачи мы находим уже в первой работе Эйнштейна.

Однако на протяжении длительного времени не только не ставились прямые, непосредственные, но даже не обсуждались мысленные эксперименты. Эти опыты оказались генетически связанными с предсказанным Эйнштейном поперечным допллер-эффектом. Но так как релятивистская поправка является величиной второго порядка, опыты должны были быть весьма чувствительными.

Принцип эксперимента для обнаружения поперечного эффекта основан на следующих соображениях. Формулу в случае эффекта Допплера можно записать для длины волны:

$$\lambda' = \lambda \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \alpha}.$$

Рассматривая движение источника в двух противоположных направлениях, т. е. при $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi$, имеем соответственно

$$\lambda'_1 = \lambda \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta} \quad \text{и} \quad \lambda'_2 = \lambda \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \beta}.$$

Если бы смещения были симметричными, т. е.

$$\lambda'_1 - \lambda = \lambda - \lambda'_2,$$

то среднее положение для двух смещенных линий совпадало бы с положением несмещенной линии. Но простой расчет по релятивистским формулам с точностью до членов второго порядка относительно v/c дает

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda'_1 + \lambda'_2}{2} - \lambda = \frac{\lambda}{2} \left[\frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta} + \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \beta} \right] - \lambda = \frac{1}{2} \lambda \beta^2.$$

Отсюда видно, что красное смещение всегда оказывается несколько больше фиолетового. Таким образом, релятивистская трактовка вопроса предсказывает некоторую асимметрию смещения линий, вызываемую эффектом Допплера при движении источника в противоположных направлениях.

Если же рассмотреть вопрос с классической точки зрения, то такая асимметрия не появляется. Действительно, считая наблюдателя неподвижным, имеем

$$\lambda'_1 = \lambda(1 - \beta), \quad \lambda'_2 = \lambda(1 + \beta),$$

откуда

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda'_1 + \lambda'_2}{2} - \lambda = 0.$$

Если же наблюдатель движется относительно эфира, то

$$\Delta\lambda = -\lambda \frac{v_0 v}{c^2},$$

где v_0 — скорость наблюдателя в эфире, v — скорость источника относительно наблюдателя. В этом случае имеется асимметрия, но другой величины, знак ее зависит от общей ориентации системы.

Штарк пытался обнаружить квадратичный эффект с помощью каналовых лучей, но безрезультатно, так как его установка не была приспособлена специально для этой цели и оказалась недостаточно точной. Интересно отметить следующее обстоятельство. На 78 собрании немецких естествоиспытателей и врачей в Штутгарте в 1906 г. Штрассер и М. Вин выступили с докладом «Применение телеобъектива к эффекту Допплера в каналовых лучах». Целью их работы было определение скорости каналовых лучей на отдельных участках разрядной трубки, что давало возможность судить о механизме образования лучей. Для обращения эффекта Штрассер и Вин воспользовались зеркалом. В дискуссии по этому докладу Ганс обратил внимание на одно следствие, которое тогда прошло незамеченным, но важно с точки зрения обсуждаемого здесь вопроса.

Ганс отметил, что судя по фотографиям, смещения линий, полученных при движении каналовых частиц к спектрографу и при движении от него, по величине одинаковы. Но это не вытекает из теории *a priori*. Из элементарной теории следует, что в первом порядке доплеровское смещение зависит только от относительной скорости источника и наблюдателя. Но если развить теорию строго, то в формулу входят и скорость источника и скорость наблюдателя относительно эфира. Эти скорости неизвестны, так как неизвестна скорость Земли в эфире. Точные замеры спектрограмм могли бы выявить члены второго порядка и по разнице в смещениях стало бы возможно определить порядок этой неизвестной скорости. Тут же Ганс говорил, что, если теория относительности (которую он называет принципом относительности Лоренца, Эйнштейна и Планка) верна, вся постановка этого вопроса лишена смысла. Докладчики резонно отметили, что точность опытов недостаточна для обнаружения членов второго порядка относительно v/c .

Действительно, установка Штрассера и Вина не могла выявить квадратичный эффект, но, хотя теория относительности оказалась верной, постановка вопроса не была лишена смысла, так как именно из этой теории строго вытекает некоторая асимметрия в смещениях, причем именно второго порядка.

Таким образом, хотя работы Штарка и его последователей по каналовым лучам не наталкивали непосредственно на идею

решающего эксперимента, выход мог быть найден сравнением доплеровских смещений при движении источника по одной и той же прямой, но в противоположные стороны, или, что приводит к тому же, наблюдением за светом, испускаемым частицами в двух противоположных направлениях.

Установка, основанная на этой идее, была создана в 1924 г. Рау, который искал способы повышения разрешающей способности установки для лучей малой интенсивности.

Он поставил себе задачу найти доплеровское смещение полосатого спектра, обусловленного излучением молекул. До него все попытки, в том числе Штарка, найти это смещение были безуспешными. Трудность заключалась в том, что линии, образующие полосу, расположены настолько тесно, что нельзя было с уверенностью распознавать смещение линий. Требовалось или значительно увеличить разрешающую способность спектрографа, или найти новый метод выделения смещенных линий. Когда первый путь оказался исчерпанным, Рау предложил следующую установку. Коллиматор спектрографа устанавливался перпендикулярно направлению движения канальных лучей так, чтобы луч и щель были параллельны. Внутри разрядной трубки, вблизи луча и перпендикулярно ему, устанавливался стеклянный цилиндр. С помощью конденсорной линзы луч и стержень отображались на щель спектрографа. В отсутствие стержня в спектрограф попадает свет, идущий перпендикулярно лучу, а потому не дающий смещения. Не будут смещены и те линии, которые образует свет, проходящий через центр стержня. Но до щели, благодаря преломлению в стержне, доходят и такие световые лучи, которые имеют отличную от нуля компоненту скорости вдоль оси разрядной трубки. Чем меньше угол между осью и световым лучом, тем больше эта компонента, а следовательно тем больше для них доплеровское смещение. Верхние лучи дают смещение в сторону коротких волн (направление излучения совпадает с направлением движения канальных лучей), нижние — в сторону длинных волн (указанные направления противоположны). Поэтому на спектрограмме будут видны прямые линии от неподвижных атомов и пересекающие их в центре наклонные линии от движущихся частиц, так как в верхней части смещение происходит в одну сторону, а в нижней — в другую. Теперь уже наклонные линии легко отличить от прямых, несмещенных. Так как по скорости частиц канальные лучи неоднородны, то по краям ширина наклонной линии увеличивается и линия несколько выгибается наружу. Этим методом Рау удалось установить смещения в полосатом спектре, а также в тех линиях, в которых другими методами раньше обнаружить его не удавалось.

Эту установку можно было использовать и для обнаружения квадратичного доплер-эффекта, поскольку главная трудность

заклучалась не в получении достаточно быстрых каналовых частиц, а в невозможности установить точно перпендикулярное направление наблюдения.

Авторы более поздних работ (Шульц, дель-Лунго, Шерцер, Гюйс) вслед за Эйнштейном продолжали настаивать на возможности использования каналовых лучей для исследования доплер-эффекта. Практически пригодная установка была создана в 1938 г. Айвсом и Стилуэллом.

В работе Айвса описана установка, использованная в опытах по доплеровскому смещению в каналовых лучах: трубка, электрическая схема, спектрограф, методика измерений. Применяемый в опытах спектрограф был изготовлен одним из наиболее искусных экспериментаторов — Робертом Вудом. Айвс останавливается подробно на характеристике каналовых лучей, приводит предварительные результаты.

Промер полученных спектрограмм производился очень тщательно на компараторе Аббе, и авторы оценивали достигнутую точность в определении длины волны в $0,0025 \text{ \AA}$. Точное определение скорости частиц было произведено сравнительно просто. Скорость вычислялась по приложенному к электродам напряжению и по величине продольного доплеровского эффекта. При этом учитывалось, что ось трубки образует некоторый угол с осью спектрографа. Поскольку спектр каналовых лучей помимо линий, соответствующих частицам водорода, дает значительное число линий молекулярного спектра, необходимо было подобрать такой ускоряющий потенциал, чтобы смещенные линии попали в промежуток между линиями молекулярного спектра.

Исключительная тщательность эксперимента и высокая чувствительность установки позволили Айвсу и Стилуэллу получить весьма точные данные для смещения.

При напряжении в 6788 в значение $\lambda\beta^2/2$, вычисленное по напряжению, должно было равняться $0,0116 \text{ \AA}$, а значение, вычисленное по смещению, давало $\Delta\lambda=0,0109 \text{ \AA}$; эксперимент же дал $0,011$. При напряжении 11566 в соответственно получились $0,0198$; $0,0203$ и $0,0205 \text{ \AA}$. Такое же примерно соответствие получилось и для других напряжений.

Таким образом, мы видим, что результаты опыта с большой точностью подтверждают существование вытекающего из релятивистской формулы и предсказанного еще в 1907 г. Эйнштейном поперечного доплер-эффекта второго порядка. Тем самым опыты Айвса и Стилуэлла явились важным доводом в пользу релятивистской кинематики.

Эти опыты являются своеобразным дополнением к известным опытам Майкельсона—Морли и Кеннеди—Торндайка. Но там релятивистская теория предсказывала нулевой эффект, а когда эффект действительно оказался нулевым, результат пытались истолковать с самых различных точек зрения. Хотя опыты этого

типа исторически сыграли большую роль в становлении теории относительности, они не могли быть решающими. Тот факт, что начиная с Лоренца, Фицджеральда и Лармора нулевой эффект объясняли самыми различными путями в рамках классической физики, говорит о неоднозначности результатов. Правда, некоторые объяснения были явно ошибочными, но другие трудно было сразу опровергнуть. К тому же нулевой эффект можно было приписывать недостаточной чувствительности приборов.

В опытах Айвса—Стилуэлла теория относительности предсказала положительный эффект, и он был найден в полном соответствии с ожиданиями. В данном случае совершенно несущественно, какую теоретическую трактовку дали для своих опытов сами авторы, важно, какой вклад внесли эти опыты в общее развитие теории относительности. Если опыты Майкельсона—Морли, как указано выше, были в той или иной степени объяснены классическими теориями, то никто не сумел, да, пожалуй, кроме самих авторов, и не пытался объяснить результаты Айвса и Стилуэлла с помощью эфира. Поэтому весьма странно, что авторы во всей своей работе нигде не упоминают о теории относительности и толкование опытов проводят с точки зрения Лоренца—Лармора. Так как Айвс рассматривал теорию своих опытов в рамках классической теории Лоренца—Ламора, расчеты оказались довольно громоздкими. Последовательно релятивистскую теорию этих опытов дал Джонс.

Тщательно разбирая достоинства и недостатки установки Айвса, Джонс отметил ряд возможных источников погрешностей. Положение основной линии, по которой измерялись смещения, предполагалось совершенно неизменным. Но это не совсем верно. Эта линия должна принадлежать атомам газа, возбужденным в трубке при столкновении с каналовыми частицами. Но сами атомы имеют компоненту движения, направленную вдоль направления распространения каналовых лучей, т. е. к спектрографу, а это вызывает доплеровское смещение. Элементарный расчет дает для этого эффекта значение $3 \cdot 10^{-6}$, а $\beta^2/2 = 8 \cdot 10^{-6}$. Таким образом, ошибка может внести сильные искажения. И хотя в опытах Айвса получились неплохие результаты, нужно брать отдельный источник для получения несмещенной линии.

На некоторые недостатки установки Айвса указал и Оттинг. Использование недостаточно светосильного каналового луча делало слишком продолжительным время освещения; измерения расстояний между линиями проводились не самыми точными методами; наконец, применение вогнутого зеркала приводит к нелинейной зависимости от $\cos \varphi$, так как пучок имел конечную ширину.

Чтобы избежать этих ошибок, Оттинг воспользовался идеей, осуществленной Биллингом в опытах с интерференцией света, испускаемого каналовыми лучами.

Схема такого опыта была предложена еще Эйнштейном в 1926 г., но лишь в 1938 г. он был поставлен Биллингом.

Целью опытов Биллинга было выяснение поставленного Эйнштейном вопроса о том, происходит ли излучение света атомом мгновенно или для этого необходим некоторый интервал времени. Идея опыта состояла в том, что заставляли интерферировать свет, идущий от двух разных мест каналового луча. Если интерференция осуществлялась, то пучки света когерентны, а следовательно принадлежат одному акту испускания атома. А это означало бы, что излучение продолжалось все время, пока атом перемещался из одного места в другое. Положительный результат подтвердил мнение Эйнштейна о конечности времени излучения.

Той же методикой воспользовался и Оттинг. Светящийся каналовый луч находится в фокальной плоскости линзы, которая направляет падающий на нее свет в интерферометр Фабри—Перо, из которого свет направляется в трубу, установленную на бесконечность.

Рассмотрим отдельный светящийся атом, пробегающий вдоль пути каналового луча. Пусть атом движется со скоростью v и испускает свет частоты ω . Зеркала интерферометра в начале параллельны и при однократном отражении удлиняют путь луча на Δ . Наблюдения производятся с помощью трубы, причем путь света от атома в точке P_2 до наблюдателя будет s , а из точки P_1 после однократного отражения в интерферометре будет $s + \Delta$. Вследствие конечности скорости света наблюдатель в определенный момент видит атом не в точке C , где он в этот момент находится, а в точках P_1 и P_2 , где атом находится на время $(s + \Delta)/c$ и s/c раньше. Другими словами, в фокальной плоскости объектива образуются два изображения V_1 и V_2 . Расстояние между P_1 и P_2 будет $D = v\Delta/c$. Этот отрезок виден от линзы под углом $\gamma = v\Delta/cf$, где f — фокусное расстояние линзы. Разность фаз между колебаниями светового вектора в V_1 и V_2 равна $\phi = \omega\Delta/c$. Если теперь наклоном зеркала отобразить точку P_1 тоже в V_1 , то изображения совпадут и может иметь место интерференция. Когда атом пробегает вдоль своего пути, меняется угол наклона α , под которым плоские волны проходят интерферометр. Разность хода, создаваемая интерферометром, меняется по закону $\Delta = \Delta_0 \cos \alpha$, поэтому меняется и разность фаз $\phi = \omega\Delta_0 \cos \alpha/c$. Поэтому при интерференции вдоль прямой Z появляются темные и светлые места, в зависимости от ϕ .

Если единичный атом заменить однородным по скорости пучком каналовых частиц, то максимум и минимум интерференционных картин для всех частиц совпадут. Поэтому общее изображение каналового луча должно быть изборозжено интерференционными полосами. Сам факт интерференции доказывает когерентность лучей, идущих от разных мест нахождения атома,

т. е. их принадлежность одному акту испускания. А это означает, что излучение происходит не мгновенно, а требует определенного интервала. Если же интерференции не будет, то лучи некогерентны, что докажет мгновенность испускания. Как известно, опыты Биллинга подтвердили мнение Эйнштейна, что излучение требует времени.

Оттинг воспользовался этой схемой опыта, так как по интерференционным полосам можно было очень точно измерить длину волны. Дополнительное зеркало, позволяющее проводить наблюдения и в обратном направлении, давало возможность измерить квадратичный доплер-эффект.

Проведенные Оттингом исследования дали для доплеровского смещения второго порядка значение $0,026 \text{ \AA}$, тогда как расчет давал $0,027 \text{ \AA}$.

Улучшенный вариант опыта с использованием более однородного по скорости пучка каналовых частиц, произведенный Оттингом вместе с Рюкхардом, подтвердил предыдущий результат.

Свои эксперименты Айвс и Стилзуэлл повторили в 1941 г. Работая с тем же прибором, они видоизменили его с таким расчетом, чтобы получить большие скорости каналовых лучей без разрушения самой трубки. Кроме того, авторы пытались определить влияние различных факторов на это явление. Первая задача была решена использованием последовательных электродов, причем напряжение между каждыми двумя поддерживалось меньше критического. Это повысило светосилу, а также увеличило смещение до $0,11 \text{ \AA}$. Для выяснения влияния движения атомов на положение центральной несмещенной полосы были поставлены специальные эксперименты с отдельным источником света. Эти опыты показали, что, если смещение и имеет место, оно значительно меньше, чем полагал Джонс, и лежит вне пределов возможности измерения. Опровергнуты были и сомнения Оттинга относительно влияния фокусировки лучей вогнутой опыты опять подтвердили существование квадратичного эффекта.

В 1962 г. Мандельберг и Уитен сочли необходимым еще раз повторить этот опыт с применением современных средств измерения. Схема их опыта не отличается принципиально от ранее применявшихся. Использовался пучок атомов водорода, движущихся со скоростью $2,8 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$. Обработка результатов дала для показателя степени в релятивистском выражении $(1 - \beta^2)^{-1/2}$ величину $0,498 \pm 0,025$.

В процессе становления квантовой теории света, когда все достоинства и преимущества этой теории были далеко еще не очевидными, а концепция дуализма волна — частица еще не существовала, казалось очень важным объяснить типично волно-

вые явления с квантовой точки зрения. В 1922 г. Шредингеру удалось получить релятивистскую формулу для эффекта Допплера, типично, казалось бы, волнового эффекта, исходя из боровского условия частиц.

При рассмотрении квантового перехода, связанного с излучением света молекулой, следует иметь в виду, что понятие разности энергии перехода, а следовательно, и понятие несмещенной частоты, теряет однозначность, если молекула до и после излучения не покоится в той же системе отсчета. Каждому боровскому стационарному состоянию соответствует определенная энергия E в системе отсчета, относительно которой центр тяжести молекулы неподвижен. Пусть E_1 и E_2 — значения энергии до и после излучения. Соответствующие массы покоя молекулы будут m_1 и m_2 , причем

$$m_1 = \frac{E_1}{c^2}, \quad m_2 = \frac{E_2}{c^2}.$$

Систему отсчета, в которой измеряются скорости молекулы до излучения v_1 и после излучения v_2 , Шредингер называет спектрометром. В этой системе боровское условие перехода дает

$$h\nu = \frac{E_1}{\sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}} - \frac{E_2}{\sqrt{1 - \frac{v_2^2}{c^2}}},$$

а закон сохранения количества движения

$$\frac{E_1 v_1}{c^2 \sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}} = \frac{E_2 v_2}{c^2 \sqrt{1 - \frac{v_2^2}{c^2}}} + \frac{h\nu}{c}.$$

Несложные выкладки позволяют ввести несмещенную частоту и исключить из этих выражений E_1 и E_2 . Тогда получаем

$$\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{c - v_1}{\sqrt{c^2 - v_1^2}} \cdot \frac{c - v_2}{\sqrt{c^2 - v_2^2}}}.$$

Это естественное обобщение релятивистской формулы эффекта Допплера для случая, когда в момент излучения скорость движущегося источника меняется от v_1 до v_2 . При $v_1 = v_2$ получаем обычную формулу

$$\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}.$$

При этом предполагалось, что излучение происходит в направлении движения источника.

Аналогично решается задача и для случая движения под произвольным углом θ к излучению. Тогда получаем

$$v = v_0 \sqrt{\frac{c - v_1 \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta_1^2}} \cdot \frac{c - v_2 \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta_2^2}}}$$

В заключение Шредингер пишет, что нельзя экспериментально обнаружить, влияет ли эта квантовая поправка на ширину спектральных линий. Несколько позже Дирак показал, что этот результат сразу получается в четырехмерном пространстве-времени, если боровское условие частот рассматривать как четырехмерное векторное соотношение.

Представляет определенный исторический интерес еще одна попытка опровергнуть теорию относительности на основе данных оптики движущихся тел. Копф считал, что сравнение результатов, вычисленных по классической и релятивистской формулам для аберрации, с опытными данными может решить вопрос о правильности той или другой теории. Релятивистская формула с точностью до членов первого порядка совпадает с классической; но он видел существенное различие между входящими в эти формулы величинами. Его доводы сводились к следующему. В классической теории α определяет кажущееся направление луча, а α' — истинное; в теории относительности α' дает направление на звезду в системе отсчета, связанной со звездой, а α — в системе, связанной с Землей, причем в обоих случаях по отношению к направлению движения Земли. Если в классической теории перейти к членам второго порядка, то получим

$$\sin(\alpha' - \alpha) = \frac{v_e}{c} \sin \alpha_e \sin \alpha_e \left(1 - \frac{v_s}{c} \cos \alpha_s\right),$$

где v_e и α_e относятся к движению Земли относительно Солнца, а v и α_s — к движению солнечной системы относительно эфира.

Таким образом, появляется множитель Виларсо $1 - \frac{v_s}{c} \cos \alpha_s$, вызывающий медленное изменение аберрационной постоянной для разных участков неба.

В специальной теории относительности несложные выкладки дают

$$\sin(\alpha' - \alpha) = \frac{v_e}{c} \sin \alpha_e \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v_s}{c} \cos \alpha_s\right).$$

Разница между классической и релятивистской формулами для двух соседних звезд составляет примерно 0,07, что можно обнаружить на опыте. Но, как заметил Эпштейн, различие между этими двумя формулами только кажущееся. Дело в том, что их можно сравнить только тогда, когда источник света неподвижен относительно эфира, к которому мы относим движение наблюда-

телей. Если это условие не выполняется, то в классическую формулу для v вводится скорость наблюдателя относительно эфира, ибо распространение света не зависит от движения источника. Но, так как формулы теории относительности обладают групповыми свойствами, в релятивистскую формулу можно ввести для v либо полную относительную скорость между наблюдателем и источником, либо любую ее часть, например v_e . Но при этом угол α меняет свое значение. Для получения аберрации в обычном определении нужно брать именно v_e . Вывод формулы, практически применяемой для вычисления аберрации, можно аргументировать следующим образом. Движения звезды и Солнца можно принять прямолинейными и равномерными. Значит, смещение положения звезды относительно Солнца равномерно и прямолинейно, а для земного наблюдателя положение звезды колеблется вокруг этой прямой вследствие годичной аберрации. Для ее вычисления нужно в формулах перейти от Солнца к Земле и под v понимать скорость Земли относительно Солнца, а под α — место звезды, отсчитанное от Солнца. Это ясно в теории относительности. Но и соображения Френеля, касающиеся наклона телескопа и ведущие к формуле аберрации, также применимы в этом случае, так как предполагается только добавление новой скорости и безразлично, находится ли первоначально система в покое или движении. Но с точки зрения наблюдателя, связанного с Солнцем, скорость света, идущего от звезды, не равна скорости света в эфире, так как Солнце движется относительно эфира со скоростью v_s , что дает компоненту $v_s \cos \alpha$ в направлении светового луча. Значит, $v = c + v_s \cos \alpha_s$.

$$\text{Тогда } \sin(\alpha' - \alpha) = \beta_e' \frac{\sin \alpha}{1 + \beta_s \cos \alpha_s},$$

или только для членов первого и второго порядка,

$$\sin(\alpha' - \alpha) = \beta_e \sin \alpha' (1 - \beta_s \cos \alpha_s').$$

Важно, что формула была выведена с учетом изменения скорости света для солнечного наблюдателя. А в теории относительности скорость света в пустоте постоянна и $v = c$, так что вывод не зависит от движения Солнца; следовательно,

$$\cos \alpha = \frac{\cos \alpha' + \beta_e}{1 + \beta_e \cos \alpha'}, \quad \sin(\alpha - \alpha') = \beta_e \sin \alpha' \left(1 - \frac{\beta_e c}{2} \cos \alpha'\right).$$

Таким образом, различие в членах второго порядка существует, но оно лежит за пределами экспериментальных возможностей. Из этих формул также видно, что годичная аберрация независима от собственного движения звезды. Таким образом, мнение Копфа ошибочно.

Не менее поучительной является и релятивистская трактовка «частичного увлечения». Это понятие, как уже упоминалось, появилось впервые в работе Френеля в 1818 г., явившейся ответом на

просьбу Араго объяснить результаты проведенного им опыта. Эти опыты считались доказательством независимости показателя преломления от движения Земли. Теория Френеля объяснила не только опыты, ради которых она была создана, но и независимость угла аберрации от вещества, наполнявшего телескоп (этот вопрос, поставленный еще Бошковичем, получил окончательное решение только в 1871 г. в опытах Эйри). Френель исходит из предпосылки о неувлекаемости эфира движущимися телами, т. е. о наличии «эфирного ветра». Для совмещения этой основной гипотезы с независимостью оптических явлений от движения Земли, Френель приписывает эфиру определенные свойства, из которых приходит к выводу о частичном увлечении эфира, содержащегося внутри тел, причем со скоростью, равной только $(1 - 1/n^2)v$. Таким образом, по Френелю наличие эфирного ветра приводит к изменению скорости падающей волны, следовательно и показателя преломления, но этот эффект в первом порядке компенсируется частичным увлечением эфира, а поэтому ненаблюдаем в опытах первого порядка. Этим заранее были обречены на получение отрицательного результата все опыты такого типа (Араго, Хека и др.). С другой стороны, это означает, что любая теория могла быть признана правильной, только если она давала френелевское выражение для коэффициента увлечения.

Первую попытку экспериментального определения этого коэффициента предпринял Физо в 1851 г. Метод Физо основан на интерференции двух лучей, прошедших через движущиеся тела в противоположных направлениях. Свет проходил через две параллельные трубки, в которых двигалась вода. Трубки закрывались с обеих сторон стеклянными пластинками, установленными строго перпендикулярно направлению движения света; скорость движения воды измерялась по ее расходу и сечению трубки. Влияние движения воды должно было сказаться в смещении интерференционных полос по сравнению с их положением при неподвижной воде. При полностью увлекаемом эфире скорость света относительно воды не должна меняться; относительно неподвижных частей установки скорость света в движущейся воде должна быть соответственно $c/n + v$ и $c/n - v$. Тогда добавочная разность хода, выраженная в длинах волн, будет

$$\Delta = \frac{c}{\lambda} \left(\frac{l}{\frac{c}{n} - v} - \frac{l}{\frac{c}{n} + v} \right) = \frac{4l}{\lambda} \frac{cv}{\left(\frac{c}{n}\right)^2 - v^2},$$

где l — длина трубки.

В опытах Физо $l = 1,49$, $v = 7,069$ м/сек. Наблюдаемое смещение полос было в 2 раза меньше требуемого теорией увлекаемого эфира и соответствовало коэффициенту увлечения, равному 0,46; теоретическое значение по Френелю было 0,438.

По мере развития оптики движущихся тел совокупность вопросов, разрешаемых понятием частичного увлечения, приобрела столь важную роль, что обеспеченная в опытах Физо точность уже не могла считаться удовлетворительной. Поэтому в 1886 г. Майкельсон и Морли решили повторить эти опыты, подвергнув предварительно тщательному анализу источники погрешностей: невозможность исключения смещений, вызванных деформацией торцевых пластинок и несимметричными изменениями плотности воды, слабую интенсивность световых пучков, обусловленную малостью диаметра применяемых трубок, неопределенность величины скорости воды вдоль осей трубок. Хотя Майкельсон и Морли исправили часть отмеченных ими недостатков и сделали установку более удобной для работы, их измерения полностью подтвердили правильность данных Физо.

Коэффициент увлечения получается в релятивистской кинематике значительно проще, чем у Френеля или Лоренца, являясь непосредственным следствием эйнштейновской формулы сложения скоростей. У Лоренца скорость света относительно движущейся воды равнялась $u = v/n^2$ (u — скорость света в неподвижной воде, v — скорость воды, n — показатель преломления). В теории относительности скорость света относительно воды по-прежнему равна $u = c/n$, но по формуле сложения

$$u' = \frac{\frac{c}{n} \pm v}{1 \pm \frac{v}{nc}},$$

откуда, разлагая в ряд и ограничиваясь членами первого порядка, имеем

$$u' = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)v.$$

Хотя формула получается прежняя, но здесь «частичное увлечение» является следствием чисто метрических свойств, и не связано с каким-либо предположением о строении вещества или свойствах эфира.

Эйнштейн неоднократно подчеркивал значительную роль опытов Физо в генезисе теории относительности, причем отрицал утверждение об их недостаточной точности для количественных выводов [44].

Еще в 1895 г. Лоренц, исходя из электронной теории, вывел формулу для коэффициента увлечения с учетом дисперсии среды.

В 1911—1912 гг. эта формула проверялась экспериментально Харресом, а в 1914 г. Зеemanом и его сотрудниками. Так как для воды дисперсия мала, Харрес воспользовался стеклом. Основную часть его установки составляли десять стеклянных призм, плотно сдвинутых боковыми поверхностями и образующих

замкнутую систему, близкую по форме к кольцу. В центре кольца располагалось призменное приспособление, вызывающее расщепление первоначального пучка. Полученные два пучка входят в кольцо и благодаря внутреннему отражению пробегают кольцо в противоположных направлениях, после чего вновь попадают в центральное призменное приспособление и направляются в интерферометр. Важно отметить, что вход и выход пучка из кольца происходит перпендикулярно направлению движения света в самом кольце. Вся система приводилась в быстрое вращение, благодаря чему происходило смещение интерференционных полос. Применение светофильтров позволяло использовать в опытах различные участки спектра. Результаты Харреса были опубликованы в несколько исправленном виде Хардером. Коэффициент увлечения по Харресу равен $0,5964 \pm 0,0015$ для красного света и $0,5802 \pm 0,0020$ для зеленого.

Опыты Харреса по идее и осуществлению близки к опытам Саньяка, релятивистскую теорию которых Лауэ дал еще в 1911 г. Существенное отличие этих опытов от опытов типа Физо состоит в замене поступательного движения тела вращением. Поскольку с вращением связаны определенные ускорения, теория несколько усложняется. Однако, как показал Лауэ, из общей теории относительности следует, что встречающиеся здесь ускорения не могут оказывать значительного влияния на оптические явления, а поэтому в пределах достигнутой точности измерений ими можно пренебречь.

Установка Зеемана была в принципе та же, что и у Майкельсона, отличаясь лишь деталями. Ввиду необходимости проверки дисперсионного члена, применялся монохроматический свет. Преимуществом установки была возможность длительного сохранения стационарного течения воды; это было крайне необходимо, так как применение фотографических методов требовало экспозиций порядка 5—7 мин. Был значительно увеличен диаметр труб и приняты меры к предотвращению передачи колебаний труб интерферометру. Особенно тщательно уточнялся способ определения максимальной скорости, т. е. скорости воды по оси труб. Было принято значение $v_{\text{макс}} = 1,19 v_{\text{ср}}$. Тогда ожидаемые значения смещения полос, выраженные через расстояния между полосами, вычисляются по формуле

$$\Delta = 1,19 \frac{8l \left(1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right)}{c\lambda} v_{\text{ср}}$$

Можно, вообще говоря, возражать против принятого Зеemannом коэффициента 1,19, но если взять отношение измерений для двух длин волн Δ_1/Δ_2 , то коэффициент выпадает. По данным Зеемана это отношение равнялось 1,616. Вычисленное по формуле Френеля отношение равняется 1,572, а по формуле Лорен-

ца — 1,608. Таким образом, расхождение экспериментальных и теоретических данных составляло соответственно 2,6% и 0,5%.

Однако для решения вопроса о справедливости формулы Лоренца нельзя было ограничиваться только опытами с водой. Во-первых, дисперсия воды мала и соответственно мала поправка, обусловленная дисперсионным членом. Во-вторых, при некоторых интерпретациях опытов с водой получались результаты, согласующиеся лучше с вычисленными по формуле Френеля. Зеeman показал, что даже в этом случае значения коэффициента увлечения должны заметно отличаться, если воду заменить движущимся твердым телом с достаточно большой дисперсией.

В установке вращательное движение с помощью кривошипно-шатунного механизма передавалось кварцевому или стеклянному цилиндру длиной 100—140 см. Специальный мотор обеспечивал такое вращение кривошипа, что на протяжении 20 см поступательное движение цилиндра было строго прямолинейным и равномерным. Опыт состоял в том, что дважды фотографировались интерференционные полосы: первый раз при движении цилиндра вправо, второй раз — влево. Результаты опытов в пределах ошибок измерения подтвердили наличие дисперсионного члена в формуле для коэффициента увлечения.

Противники теории относительности пытались доказать, что результаты опытов не согласуются с выводами этой теории. Их ошибки носили разный характер. Рассуждения Кротмайера, например, основаны просто на неправильном толковании основных постулатов Эйнштейна. Он считал, что в теории относительности за инвариант принимается скорость света в любой среде, а не в пустоте.

Харцер видел противоречия в том факте, что результаты опытов Харреса подтверждают формулу Френеля, а не Лоренца, которую он считал релятивистской. Кроме того, поскольку в выражение для коэффициента увлечения входит дисперсия, он приписывал теории относительности утверждение о некоторой зависимости аберрации от природы среды, через которую проходит свет в телескопе. Тут имело место смешение целого ряда понятий.

Эйнштейн ответил Харцеру небольшой статьей, в которой не только отвергаются доводы последнего, но дается глубокий анализ всей совокупности опытов первого порядка по увлечению света движущимися телами.

Во-первых, Эйнштейн подчеркивает, что зависимость угла аберрации от среды, в которой распространяется свет, исключается уже основными постулатами теории относительности. Чтобы убедиться в этом, достаточно рассматривать все явление в системе телескопа, тогда весь процесс, за исключением испускания света источником, можно описать в рамках оптики покоящихся тел.

Затем Эйнштейн переходит к подробному анализу опытов, выявляя, какое выражение для коэффициента увлечения получается в каждом из них.

Обозначим V — скорость света в среде с точки зрения движущегося относительно нее наблюдателя, V' — скорость света в среде в системе, движущейся вместе с телом, v — скорость среды. Главное, что упускалось до этого, состоит в том, что скорость света относительно среды V' зависит от частоты ν' света в системе координат, движущейся вместе со средой. Если бы скорость света не зависела от частоты, то смысл V' вполне определен — это скорость света любых частот относительно среды и тогда действительно

$$V = V' + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)v,$$

а $1 - 1/n^2$ можно считать коэффициентом увлечения.

Но если скорость V' зависит от ν' , то вышеприведенная формула не может определенно выявить этот коэффициент, ибо в силу эффекта Доплера частота ν' будет отличаться от частоты ν , воспринимаемой наблюдателем. Эта зависимость определяется, как известно, углом между направлением распространения света и направлением наблюдения и отношением скорости тела к скорости света. А это означает, что конечные формулы для коэффициента увлечения будут различны в зависимости от конкретных условий, встречающихся в той или иной экспериментальной установке. Фактически выполненные опыты относятся к трем случаям:

1) Указанный угол равен $\pi/2$, тогда пренебрегая квадратичным эффектом, $\nu' = \nu$ и

$$V = V'(\nu) + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)v, \quad (I)$$

т. е. в этом случае, и только в этом случае, справедлива классическая формула Френеля.

2) Направление наблюдения совпадает с направлением распространения света в движущемся теле, т. е. указанный угол равен нулю. Тогда, применяя принцип Доплера к свету перед его входом в тело, имеем:

$$\nu' = \nu \left(1 - \frac{v}{c}\right).$$

Отсюда

$$V'(\nu') = V'(\nu) + \frac{dV'}{d\nu} d\nu = V'(\nu) - \frac{dV'}{d\nu} \frac{v\nu}{c} = V'(\nu) - \frac{v\nu}{c} \frac{dV'}{d\nu} \frac{d\nu}{d\nu}.$$

Поскольку

$$\frac{dV'}{dn} = -\frac{c}{n^2} \quad \text{и} \quad \frac{dn}{dv} = -\frac{c}{v^2} \frac{dn}{d\lambda},$$

получаем

$$V'(v') = V'(v) - \frac{v\lambda}{n^2} \frac{dn}{d\lambda}.$$

Тогда

$$V = V'(v) + \left(1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda}{n^2} \frac{dn}{d\lambda}\right) v.$$

В этом случае коэффициентом увлечения можно назвать выражение

$$k = 1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda}{n^2} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (\text{II})$$

3) Направления те же, что и в предыдущем случае, но свет проходит вдоль неподвижной трубы, по которой движется вода. Поэтому v есть одновременно частота света относительно неподвижной трубы; применяя принцип Доплера перед входом света в движущуюся воду (из неподвижной), имеем

$$v' = v \left(1 - \frac{v}{V'}\right).$$

Тогда аналогично предыдущему случаю

$$V'(v') = V'(v) - \frac{v\lambda}{V'} \frac{dV'}{dv}$$

и

$$V'(v') = V'(v) - \frac{v\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}.$$

Тогда

$$V = V'(v) + \left[1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right] v.$$

Отсюда

$$k = 1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (\text{III})$$

Это формула Лоренца.

Эйнштейновская классификация позволяет точно определить, к какому из перечисленных случаев относится тот или другой опыт. Ясно видно, что опыт Харреса относится к первому случаю. Поэтому его результаты должны были подтвердить именно формулу Френеля, а не Лоренца, как ошибочно думал Харцер. И опыт подтвердил именно формулу (I), в полном соответствии, а не вопреки теории относительноности.

Опыты Зеемана с твердыми телами относятся ко второму случаю, и они действительно подтвердили именно формулу (II).

Это обстоятельство понимал Зеeman, который в своей статье приводит эту формулу, указывая, что релятивистский вывод был ему сообщен Лоренцом.

Наконец, опыты Физо, Майкельсона—Морли и Зеемана с водой относятся к третьему случаю, а следовательно, они должны были подтвердить формулу (III). Поскольку Физо и Майкельсон не ставили себе вопроса о влиянии дисперсии и, естественно, не могли знать о формуле Лоренца, они считали, что их результаты согласуются с формулой Френеля. По всей вероятности, их установки и не обладали достаточной для выявления дисперсионного члена точностью. Требуемой точности отвечала установка Зеемана, который и подтвердил справедливость формулы Лоренца.

Поскольку все приведенные расчеты приводятся с точностью только до членов первого порядка, все формулы совпадают с полученными в классической теории Лоренца, хотя, как уже упоминалось, в их содержание вкладывается новый смысл. Однако четкая постановка вопроса, которая позволила дать глубокий анализ и выявить все особенности рассматриваемой проблемы, стала возможной только в рамках теории относительности.

5. ОТ КЛАССИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ К ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ ЭЙНШТЕЙНА—МИНКОВСКОГО

Исторические корни релятивистской электродинамики, непосредственно связанной с электродинамикой движущихся сред восходят, однако, к более раннему периоду и связаны со многими аспектами электродинамики в целом.

В учении об электричестве и магнетизме, в отличие от механики и оптики, важные качественные эмпирические факты стали известны лишь в XVIII в. К этому времени ньютоновский метод в области механики оказался весьма плодотворным. По-видимому, первую попытку использовать этот метод в области электричества сделал Франклин (1751).

«Идеи Франклина, — пишет Я. Г. Дорфман, — встретили, однако, резкие возражения со стороны всех тех, кто считал заведомо невозможным приписывать электрическим частицам «скрытую»... способность взаимодействовать друг с другом «на расстоянии». Противники теории Франклина отчетливо понимали, что, хотя Франклин как будто пошел по пути Ньютона, отказавшись вникать в механизм взаимодействий между зарядами, однако он вовсе не добился этой ценою тех действительно неоспоримых успехов, которых достиг Ньютон в своей теории тяготения и в небесной механике» [45].

Следуя методу Ньютона, Франклин все же принял в качестве рабочей гипотезы, что заряженное тело окружает «электрическая атмосфера».