

## МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

## Эффект Саньяка. Корректные и некорректные объяснения

Г.Б. Малыкин

*Рассмотрены различные объяснения причин возникновения эффекта Саньяка. Показано, что эффект Саньяка является следствием релятивистского закона сложения скоростей. Данный эффект также находит адекватное объяснение в рамках общей теории относительности. При выполнении некоторых ограничений на скорость вращения эффект Саньяка может рассматриваться как следствие различия замедления времени либо различия изменения фаз волновых функций материальных частиц в скалярном или соответственно векторном гравитационном потенциале сил инерции во вращающейся системе отсчета для встречных волн. Показано также, что все нерелятивистские объяснения эффекта Саньяка, которые, к сожалению, встречаются в ряде научных статей, монографий и учебных курсов, являются принципиально неверными, хотя в ряде частных случаев и приводят к правильному с точностью до релятивистских поправок результату.*

PACS numbers: 01.65. + g, 03.30. + p, 07.60.Ly, 42.87.Bg

## Содержание

1. Введение (1325).
2. Корректные объяснения эффекта Саньяка (1326).
  - 2.1. Эффект Саньяка в специальной теории относительности.
  - 2.2. Эффект Саньяка в общей теории относительности.
  - 2.3. Методы вычисления эффекта Саньяка для электромагнитных волн в анизотропных средах.
  - 2.4. Основные результаты анализа эффекта Саньяка в рамках теории относительности.
3. Условно корректные объяснения эффекта Саньяка (1334).
  - 3.1. Эффект Саньяка как следствие различия нерелятивистских гравитационных скалярных потенциалов центробежных сил в системах отсчета, сопровождающих встречные волны.
  - 3.2. Эффект Саньяка как следствие различия знаков нерелятивистских гравитационных скалярных потенциалов сил Кориолиса для встречных волн в сопровождающей вращение системе отсчета.
  - 3.3. Эффект Саньяка в квантовой механике как следствие воздействия векторного потенциала силы Кориолиса на фазы волновых функций встречных волн в сопровождающей вращение системе отсчета.
4. Попытки объяснения эффекта Саньяка посредством проведения аналогии с другими эффектами (1336).
  - 4.1. Аналогия между эффектом Саньяка и эффектом Ааронова – Бома.
  - 4.2. Эффект Саньяка как проявление фазы Берри.
5. Некорректные объяснения эффекта Саньяка (1338).
  - 5.1. Эффект Саньяка в теории неподвижного (неувлекаемого)

светоносного эфира. 5.2. Эффект Саньяка с точки зрения классической кинематики. 5.3. Эффект Саньяка как проявление классического эффекта Доплера от движущегося делительного зеркала. 5.4. Эффект Саньяка как проявление эффекта увлечения Френеля – Физо. 5.5. Эффект Саньяка и силы Кориолиса. 5.6. Эффект Саньяка как следствие разности орбитальных моментов фотонов во встречных волнах. 5.7. Эффект Саньяка как проявление инерциальных свойств электромагнитного поля. 5.8. Эффект Саньяка в некорректных теориях гравитации. 5.9. Другие некорректные объяснения эффекта Саньяка.

6. Заключение (1346).
- Список литературы (1346).

## 1. Введение

Эффект Саньяка [1–3] (см. также обзоры [4–8] и обзорную часть работы [9]) заключается в том, что во вращающемся кольцевом интерферометре одна встречная волна приобретает фазовый сдвиг относительно другой встречной волны, который прямо пропорционален угловой скорости вращения, площади, охватываемой интерферометром, и частоте волны. Это кинематический эффект специальной теории относительности (СТО) [10], и, как показано в [11], он является следствием релятивистского закона сложения скоростей. Эффект Саньяка наряду с экспериментами Майкельсона – Морли [12, 13] является одним из основополагающих опытов теории относительности. В настоящее время эффект Саньяка зарегистрирован (помимо оптического диапазона) для радиоволн [14], рентгеновских лучей [15], а также для волн не электромагнитной природы — волн де Бройля материальных частиц (электронов [9, 16], нейтронов [17, 18], атомов кальция [19], натрия [20] и цезия [21]).

Г.Б. Малыкин. Институт прикладной физики РАН,  
603600 Нижний Новгород, ул. Ульянова 46, Российская Федерация  
Тел. (8312) 38-45-67  
E-mail: malykin@appl.sci-nnov.ru

Статья поступила 19 июля 2000 г.

Теоретически показано, что данный эффект существует для  $\gamma$ -лучей [22] акустических, а также для поверхностных акустических и поверхностных магнитостатических волн (так называемых "медленных" волн) [11, 23] и для волн де Бройля  $\pi$ -мезонов [24].

Эффект Саньяка может быть также в принципе зарегистрирован в виде различия времен, затрачиваемых макроскопическим материальным телом, имеющим одинаковые скорости относительно вращающегося диска, на прохождение замкнутого пути по кольцевой траектории на диске, для случаев, когда направление движения тела совпадает с направлением вращения диска и когда оно противоположно направлению вращения.

Известно [4–9], что как для оптических волн, так и для волн не электромагнитной природы эффект Саньяка объясняется несколькими совершенно различными способами, в том числе и отрицающими теорию относительности. Тем не менее большинство из этих способов, несмотря на их явную некорректность, приводят в некоторых частных случаях к правильным результатам. Это, в известной мере, обусловило отсутствие полной ясности в данном вопросе и даже позволило некоторым авторам считать эффект Саньяка "загадочным" [25].

Цель настоящей работы — дать совершенно строгий вывод выражения для величины эффекта Саньяка в рамках СТО в самом общем случае: для волн произвольной природы, в том числе и для световых волн, для случая, когда кольцевой интерферометр заполнен оптической средой с коэффициентом преломления  $n$  и произвольной дисперсией. Будет показано, что не только в нерелятивистском пределе, но и при произвольной скорости вращения величина эффекта Саньяка не зависит от указанных параметров оптической среды.

Насколько известно автору, строгое и всестороннее рассмотрение данного вопроса в рамках СТО в самом общем случае ранее не проводилось. Так, в работе [10] приводится строгий вывод выражения для эффекта Саньяка в оптике в рамках СТО, однако для случая, когда в кольцевом интерферометре отсутствует оптическая среда. В нашей работе [11] приводится вывод выражения для величины эффекта Саньяка для волн произвольного типа в рамках СТО, однако в пренебрежении малыми релятивистскими поправками. Имеется ряд работ, в которых проводится рассмотрение эффекта Саньяка в рамках СТО, но только для световых волн [5, 26–33] и с рядом приближений.

Известно, что эффект Саньяка также находит адекватное объяснение в рамках общей теории относительности (ОТО) (см., например, [34, 35]). В этом случае для расчетов используется метрический тензор в сопровождающей вращению интерферометра системе отсчета.

Эффект Саньяка можно также рассматривать как следствие различного замедления времени во вращающихся системах отсчета, сопровождающих движение фазовых фронтов встречных волн, что обусловлено различием фазовых скоростей встречных волн относительно инерциальной системы отсчета при вращении кольцевого интерферометра. Этот же результат может быть получен исходя из различия ньютоновского (нерелятивистского) скалярного гравитационного потенциала центробежных сил для встречных волн в рассмотренных выше системах отсчета, что является следствием принципа эквивалентности.

Будет показано, что эффект Саньяка при некоторых ограничениях на скорость вращения кольцевого интерферометра можно рассматривать также как следствие различного замедления времени для встречных волн в системе отсчета, сопровождающей вращение кольцевого интерферометра, которое обусловлено различием знаков ньютоновского скалярного гравитационного потенциала сил Кориолиса [35], что также является следствием принципа эквивалентности. Такое рассмотрение проводится впервые. Для квантовомеханических объектов — материальных частиц — эффект Саньяка может найти объяснение как следствие воздействия векторного гравитационного потенциала сил Кориолиса на изменение фазы волновой функции [9].

Следует отметить, что ни центробежные силы, ни силы Кориолиса непосредственно не являются причиной появления эффекта Саньяка, поскольку это кинематический эффект и он не связан с какими-либо силами.

Другая цель данной работы — рассмотреть различные нерелятивистские способы объяснения эффекта Саньяка и наглядно продемонстрировать ошибочность подобных объяснений этого эффекта.

## 2. Корректные объяснения эффекта Саньяка

Корректными будем считать такие объяснения эффекта Саньяка, которые позволяют получить точное выражение для разности фаз встречных волн во вращающемся кольцевом интерферометре без каких-либо ограничений на параметры системы — линейной скорости вращения кольца (платформы, на которой расположен интерферометр), скорости волн, в том числе и волн де Бройля или материального тела относительно сопровождающей вращение системы отсчета (разумеется, эти скорости не должны превышать скорость света), массы материальной частицы и др. Все корректные объяснения эффекта Саньяка базируются на применении теории относительности.

### 2.1. Эффект Саньяка

#### в специальной теории относительности

Пусть свет или некоторая волна произвольной природы движется по окружности (рис. 1), что имеет место, например, в волоконном кольцевом интерферометре (ВКИ) [36], а также в обычном кольцевом интерферометре в случае, когда число расположенных по окружности зеркал или призм полного внутреннего отражения стремится к бесконечности. Здесь и далее при расчетах мы не будем учитывать изменение геометрических размеров интерферометра под влиянием центробежных сил, а также поперечный сдвиг встречных волн под действием центробежных сил, связанных с кривизной их траектории в интерферометре, который приводит к незначительному увеличению площади кольца, причем это увеличение одинаково для обеих встречных волн [37, 38] и, следовательно, не приводит к появлению разности фаз между ними.

Вывод выражения для эффекта Саньяка в рамках СТО в большинстве случаев (см., например, [10]) проводится исходя из инвариантности интервала  $x^2 + y^2 + z^2 - c^2t^2$  (где  $x, y, z$  — координаты волнового фронта волны,  $t$  — время). Здесь мы, следуя нашей работе [11], приведем более простое и физически более наглядное рассмотрение данного вопроса на основе релятивист-

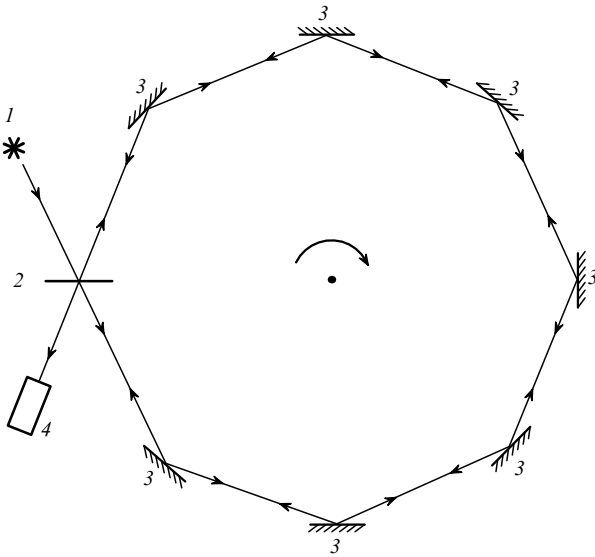


Рис. 1. Кольцевой интерферометр: 1 — источник излучения; 2 — светоделительная пластинка (полупрозрачное зеркало); 3 — зеркала; 4 — фотоприемник. Стрелка указывает направление вращения интерферометра.

ского закона сложения скоростей, которое позволяет без всякой потери общности получить выражение для эффекта Саньяка в случае волн произвольной природы и, в частности, для электромагнитных волн в случае, когда кольцевой интерферометр заполнен оптической средой с произвольным коэффициентом преломления и дисперсией.

Рассмотрим эффект Саньяка в самом общем виде — для произвольного типа волн, распространяющихся в произвольной среде с фазовой скоростью  $v_{\Phi}^{\pm}$ . Запишем выражения для длины пути  $l^{\pm}$  в лабораторной (неподвижной) системе отсчета  $K$ , где специальная теория относительности заведомо справедлива (знак плюс соответствует волне, направление которой совпадает с направлением вращения, знак минус — волне, распространяющейся в противоположном направлении):

$$l^{\pm} = 2\pi R \pm R\Omega t^{\pm}, \quad (1)$$

$$v_{\Phi}^{\pm} = \frac{v_{\Phi} \pm R\Omega}{1 \pm v_{\Phi} R\Omega/c^2}. \quad (2)$$

Здесь  $R$  — радиус кольца,  $\Omega$  — угловая скорость вращения,  $c$  — скорость света в вакууме,  $t^{\pm} = l^{\pm}/v_{\Phi}^{\pm}$  — времена, затрачиваемые встречными волнами на обход кольца.

Рассмотрим физический смысл фазовых скоростей встречных волн  $v_{\Phi}^{\pm}$  во вращающемся кольцевом интерферометре. Вопрос этот не так прост, как может показаться на первый взгляд. Дело в том, что при постоянной угловой скорости  $\Omega$  и рассматриваемом здесь монохроматическом гармоническом колебании на приемном устройстве (для световых волн — на фотоприемнике или фотопластинке), на котором регистрируется результат интерференции встречных волн (см. рис. 1), ничего не меняется; там регистрируется постоянная разность фаз между встречными волнами, и не вполне понятно, о каких скоростях их распространения идет речь.

Гораздо проще проводить рассмотрение эффекта Саньяка для случая, когда в кольцевом интерферометре распространяются два встречных импульса той или иной

природы; при этом скоростями встречных импульсов являются их групповые скорости, которые также могут быть получены путем релятивистского сложения (с соответствующим знаком) их групповой скорости с линейной скоростью  $R\Omega$ . Такие импульсы, если они достаточно короткие, придут за различные времена на делительное устройство интерферометра (которое переместится на некоторое расстояние за время обхода импульсами кольца) и, таким образом, не создадут интерференционной картины. Измеренная тем или иным способом разность времен прохождения импульсов будет характеризовать величину эффекта Саньяка. Использование интерференции встречных волн позволяет на много порядков по сравнению с измерением разности времен прохождения импульсов повысить чувствительность измерения угловой скорости вращения. Для электромагнитных волн при отсутствии оптической среды фазовая и групповая скорости света совпадают и можно (см., например, [10]) производить вычисления разности времен прохождения встречных волн для групповых скоростей, а результаты расчета использовать для вычисления результата интерференции встречных волн. Однако в самом общем случае (а тем более для волн произвольной природы) для вычисления результатов интерференции встречных волн следует производить все промежуточные вычисления для фазовых скоростей, для чего требуется дать их четкое определение.

Покажем, почему мы можем использовать в расчетах величину фазовой скорости несмотря на то, что ей не соответствует никакое реальное перемещение физического объекта в пространстве или перенос энергии. Как известно (см., например, [34]), параметры  $ict$ ,  $\mathbf{r}$  образуют 4-вектор в четырехмерном пространстве-времени Минковского. Выражение для фазы волны имеет вид

$$\mathbf{kr} \pm \omega t = \phi = inv$$

(где  $\mathbf{k} = x^0 k_x + y^0 k_y + z^0 k_z$  — вектор, образованный волновыми числами  $k_x, k_y, k_z$ ;  $\mathbf{r} = x^0 x + y^0 y + z^0 z$ ;  $k_i = 2\pi n_i/\lambda$ ;  $\omega$  — круговая частота волны;  $n_i$  — коэффициент преломления вдоль  $i$ -го направления,  $i = x, y, z$ ;  $x^0, y^0, z^0$  — ортогональные единичные векторы;  $\lambda$  — длина волны), поскольку фаза как скалярная величина инвариантна относительно преобразований Лоренца. Таким образом, величины  $\omega, \mathbf{k}$  также образуют 4-вектор в обобщенном четырехмерном пространстве волновых чисел, для всех компонент которого одинаковы трансляционные свойства при переходе от системы отсчета  $K$  к системе отсчета  $K'$ . Тогда  $\Delta\mathbf{r}/\Delta t = v_{\text{гр}}$  — групповая скорость волны,  $\omega/k = v_{\Phi}$  — фазовая скорость волны, где  $k = (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{1/2}$ ; таким образом, как  $v_{\text{гр}}$ , так и  $v_{\Phi}$  имеют одинаковые трансляционные свойства при переходе от системы отсчета  $K$  к системе отсчета  $K'$ .

Определим величину фазовой скорости каждой из встречных волн как линейную скорость перемещения точки фиксированной фазы данной волны вдоль кольца.

Согласно (1), (2) времена  $t^{\pm}$  есть

$$t^{\pm} = \frac{2\pi R(1 \pm v_{\Phi} R\Omega/c^2)}{v_{\Phi}(1 - R^2\Omega^2/c^2)}. \quad (3)$$

Разность времен распространения встречных волн составит

$$\Delta t = t^{+} - t^{-} = \frac{4\pi R^2\Omega}{c^2(1 - R^2\Omega^2/c^2)}. \quad (4)$$

Таким образом, разность времен, затрачиваемых встречными волнами на прохождение кольца, не зависит от фазовой скорости волн. Следовательно, разность времен, обусловленная эффектом Саньяка, не зависит от того, заполнен кольцевой интерферометр оптической средой или нет. Кроме того, отсюда следует, что для волн произвольного типа (например, акустических волн, скорость которых существенно меньше скорости света) при условии, что частота волны, размеры кольца и угловая скорость вращения одинаковы, рассматриваемая разность времен будет такой же, как и для электромагнитных волн.

Из выражения (4) следует также, что волны, создающие интерференционную картину на делительном зеркале, т.е. пришедшие на него после обхода кольца одновременно, на входе кольца выходят из делительного зеркала в различные времена с разницей  $\Delta t$ . Поскольку здесь мы рассматриваем монохроматические гармонические колебания, то это никоим образом не влияет на видность интерференционной картины. Однако если в кольцевом интерферометре используются колебания со спектром конечной ширины, то при превышении величины  $\Delta t$  времени корреляции этих колебаний видность может существенно уменьшиться.

Авторы большинства работ при расчетах величины эффекта Саньяка ограничиваются вычислением величины  $\Delta t$ . Однако, как было отмечено выше, поскольку на эксперименте измеряется не время прохождения кольца встречными волнами, а разность их фаз, то нам необходимо получить соответствующее выражение.

Для вычисления разности фаз встречных волн на выходе кольца, обусловленной эффектом Саньяка, целесообразно перейти в сопровождающую вращение кольцевого интерферометра систему отсчета  $K'$ . Такая целесообразность вытекает из ряда причин. Во-первых, интерференционная картина регистрируется на фотоприемнике или фотопластинке (фактически интерференционная картина существует уже на делительном зеркале кольцевого интерферометра), которая неподвижна в сопровождающей вращение системе отсчета. Во-вторых, в лабораторной (неподвижной) системе отсчета  $K$  делительное зеркало, которое является и источником, и фактически приемником излучения, совершает движение, из чего может быть сделан совершенно неадекватный вывод о том, что в данном случае имеет место классический эффект Доплера [39] (ошибочность подобного рассмотрения будет подробно рассмотрена ниже, в разделе 5.3). Переходя в сопровождающую вращение систему отсчета  $K'$ , где делительное зеркало кольцевого интерферометра неподвижно, мы избавляемся от необходимости рассматривать здесь данный вопрос.

В соответствии с преобразованиями Лоренца [40] разность времен распространения встречных волн в системе отсчета  $K'$  составит

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{\left(1 - \frac{R^2 \Omega^2}{c^2}\right)} = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2 (1 - R^2 \Omega^2 / c^2)^{1/2}}. \quad (5)$$

Разность фаз встречных волн на выходе кольца, обусловленная эффектом Саньяка, составляет

$$\Phi_s = \omega \Delta t' = \frac{4S\Omega\omega}{c^2 (1 - R^2 \Omega^2 / c^2)^{1/2}} = \frac{8\pi S\Omega\nu}{c^2 (1 - R^2 \Omega^2 / c^2)^{1/2}}, \quad (6)$$

где  $\nu$  — частота источника излучения в системе отсчета  $K'$  в случае, если источник излучения расположен на расстоянии  $R$  от центра вращения, т.е. непосредственно на кольце;  $\omega = 2\pi\nu$  — круговая частота источника излучения;  $S = \pi R^2$  — площадь кольца.

Если источник излучения расположен в центре вращения, то частота его излучения будет сдвинута в область более высоких частот на величину  $R^2 \Omega^2 / (2c^2)$  по сравнению с частотой при его расположении на расстоянии  $R$  от центра вращения [41]. Этот эффект наблюдался экспериментально в работе [42].

Если источник излучения расположен в неподвижной системе отсчета  $K$ , то сдвиг частоты при переходе в сопровождающую вращение кольца систему отсчета  $K'$  будет зависеть от того, каким образом излучение передается в кольцевой интерферометр. Если излучение от неподвижного источника непосредственно падает на движущееся делительное зеркало кольцевого интерферометра, то вследствие классического эффекта Доплера его частота меняется на величину  $R\Omega/c$ , причем знак этого изменения зависит от того, набегают делительное зеркало на источник или убегает от него. Этот способ передачи излучения в кольцевой интерферометр весьма неудобен: он обеспечивает передачу излучения на небольшой части оборота кольца. Для ВКИ, который может быть связан с неподвижным источником излучения посредством достаточно длинного отрезка одномодового волоконного световода (ОВС), такой способ обеспечивает передачу излучения на много оборотов кольца [43]. Однако при этом следует иметь в виду, что вследствие линейных и торсионных деформаций связывающего отрезка ОВС меняется его оптическая длина, а вследствие его движения имеет место эффект увлечения Френеля–Физо [39, 44], что учесть при обработке экспериментальных результатов довольно сложно [45]. Гораздо удобнее передавать излучение в кольцевой интерферометр с помощью системы зеркал сверху, в центр вращения кольца; при этом оно не испытывает частотного сдвига, и при вращении кольца не происходит никакой разьюстировки. Затем излучение из центра вращения по радиусу поступает в кольцевой интерферометр и при этом, как было отмечено выше, испытывает изменение (повышение) частоты только во втором порядке по  $R\Omega/c$ . Такой способ передачи излучения в кольцевой интерферометр впервые использовал Ф. Гарресс [46] (описание экспериментов [46] приводится в [4–6, 8, 26, 47–49]), а затем Б. Погани [50–52] и А. Дюфо и Ф. Прюнье [53]. А. Эйнштейн [54], рассматривая эксперименты Ф. Гарресса [46], показал, что при таком способе передачи излучения в кольцевой интерферометр частота излучения не меняется в первом порядке по  $R\Omega/c$ .

Из выражения (6) следуют два важных вывода.

I. Величина разности фаз встречных волн, обусловленная эффектом Саньяка, не зависит от фазовой скорости волны, а зависит от частоты волны  $\nu$ . В частности, отсюда следует, что величина разности фаз встречных волн, обусловленная эффектом Саньяка в оптическом диапазоне, где  $v_\phi = c/n$ , не зависит ни от коэффициента преломления  $n$  оптической среды, заполняющей интерферометр, ни от дисперсии коэффициента преломления  $dn/d\lambda$ , причем вне зависимости от соотношения  $R\Omega/c$ . Авторы работы [10] полагали, что это имеет место исключительно в нерелятивистском пределе. В работе [55] обсуждался вопрос о зависимости величины разности

сти фаз встречных волн от коэффициента преломления  $n$  одноимодового волоконного световода, из которого изготовлен ВКИ. Позднее путем довольно сложных вычислений, в которых использовалось выражение для вида коэффициента увлечения Френеля–Физо в оптической среде, было показано [33, 56], что величина разности фаз встречных волн, обусловленная эффектом Саньяка, не зависит от коэффициента преломления  $n$ ; но вопрос о влиянии дисперсии коэффициента преломления  $dn/d\lambda$  и после этого продолжал обсуждаться [57]. (По этому поводу см. также работы Эйнштейна [54], Поста [5] и наши работы [8, 11].) Поскольку фазовая скорость волны произвольного типа не зависит от дисперсии среды, то дисперсия никоим образом не может влиять на величину эффекта Саньяка.

II. В выражении (2) мы использовали релятивистский закон сложения фазовой скорости  $v_\phi$  и скорости вращения кольца  $R\Omega$ . Это соответствует тому, что эффект Саньяка является эффектом СТО [10, 11]. В разделе 5.2 будет показано, что использование галилеевского закона сложения скоростей при рассмотрении эффекта Саньяка для волн, распространяющихся в материальных средах, приводит к ошибочному результату, заключающемуся в отрицании существования данного эффекта.

В качестве примера применения выражения (6) рассмотрим эффект Саньяка на электромагнитных волнах при наличии в интерферометре оптической среды. Длина волны света составляет  $\lambda = c/v$ . В этом случае выражение (6) примет вид

$$\Phi_S = \frac{8\pi S\Omega}{\lambda c(1 - R^2\Omega^2/c^2)^{1/2}}. \quad (7)$$

Как было отмечено выше, вопрос о влиянии величины коэффициента преломления среды и его дисперсии на величину эффекта Саньяка до сих пор обсуждается. Приведем выражения для сдвига интерференционных полос встречных волн в кольцевом интерферометре  $\Delta z$  ( $\Phi_S = 2\pi\Delta z$ ) и для разности частот встречных волн в кольцевом лазере  $\Delta\nu$  (разность частот встречных волн кольцевого лазера, обусловленная эффектом Саньяка, обратно пропорциональна величине коэффициента преломления [5]), когда интерферометр или резонатор лазера периметра  $L$  заполнен оптической средой с показателем преломления  $n$  и дисперсией  $dn/d\lambda$ , для различных случаев вращения среды и резонатора при условии  $\Omega = \text{const}$  [5, 8].

1. Интерферометр и среда вращаются как единое целое:

$$\Delta z = \frac{4S\Omega n^2(1 - \alpha)}{\lambda c} = \frac{4S\Omega}{\lambda c}, \quad \Delta\nu = \frac{4S\Omega}{\lambda Ln}, \quad (8)$$

где  $\alpha = 1 - 1/n^2$  — коэффициент увлечения Френеля [44],  $S$  — площадь кольцевого интерферометра или резонатора кольцевого лазера,  $\lambda$  — длина волны света в вакууме.

2. Интерферометр вращается, среда неподвижна:

$$\Delta z = \frac{4S\Omega n^2}{\lambda c}, \quad \Delta\nu = \frac{4S\Omega n}{\lambda L}. \quad (9)$$

3. Интерферометр неподвижен, среда вращается таким образом, что границы ее остаются неподвижными

(этому может соответствовать вращение стеклянного цилиндра или прокачивание жидкости в кювете внутри неподвижного кольцевого интерферометра):

$$\Delta z = \frac{4S\Omega n^2 \alpha}{\lambda c} = \frac{4S\Omega n^2}{\lambda c} \left(1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right),$$

$$\Delta\nu = \frac{4S\Omega n}{\lambda L} \left(1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right), \quad (10)$$

где  $\alpha = 1 - 1/n^2 - (\lambda/n)(dn/d\lambda)$  — коэффициент увлечения Френеля с поправкой Лоренца [54].

4. Интерферометр неподвижен, среда совершает поступательное движение, при этом ее границы перемещаются:

$$\Delta z = \frac{4S\Omega n^2 \alpha}{\lambda c} = \frac{4S\Omega n^2}{\lambda c} \left(1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda}{n^2} \frac{dn}{d\lambda}\right),$$

$$\Delta\nu = \frac{4S\Omega n}{\lambda L} \left(1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda}{n^2} \frac{dn}{d\lambda}\right), \quad (11)$$

где  $\alpha = 1 - 1/n^2 - (\lambda/n^2)(dn/d\lambda)$  — коэффициент увлечения Лауба [54, 58].

Эффект Саньяка в чистом виде реализуется исключительно в ситуации 1, когда все части интерферометра вращаются как единое целое и по сдвигу интерференционных полос можно судить о наличии вращения относительно инерциальной системы отсчета. Во всех остальных ситуациях всегда имеется известная неподвижная часть интерферометра, относительно которой можно измерять вращение механическим или каким-либо иным способом. Ситуация 3 полностью соответствует экспериментам И. Физо [59, 60], в которых в неподвижном кольцевом интерферометре прокачивалась вода в кювете. Ситуация 4 полностью соответствует экспериментам П. Зеемана [61, 62] (см. также обзоры [6, 49]), в ходе которых, в частности, в неподвижном кольцевом интерферометре по направлению луча поступательно перемещался брусок кварца или флинта, оптические поверхности которого были перпендикулярны лучу. Эти эксперименты проводились с целью проверки вида коэффициента увлечения Лауба и могут рассматриваться как демонстрация модификации эффекта увлечения Френеля–Физо. Сложнее определить физический смысл появления разности фаз во встречных волнах в ситуации 2, которая соответствует экспериментам Дюфо и Прюнье [53]. Если рассматривать происходящее в сопровождающей вращение интерферометра системе отсчета, по отношению к которой среда совершает вращение, то можно утверждать, что в данном случае имеет место эффект увлечения Френеля–Физо. В то же время в данном случае имеет место и эффект Саньяка. Таким образом, ситуация 2 соответствует одновременному наличию эффекта Саньяка и эффекта увлечения Френеля–Физо в сопровождающей вращение интерферометра системе отсчета.

Выражения для вида коэффициента увлечения для ситуаций 1, 3 и 4 были получены еще А. Эйнштейном [54] в рамках СТО.

Эксперименты, проводившиеся с кольцевыми интерферометрами, которые соответствуют ситуациям 1, 2 и 3, подробно описаны в нашем обзоре [8] (см. также [5, 43, 49]). Ситуация 4, помимо упоминавшихся экспериментов П. Зеемана [61, 62], имела место в скандально известных в свое время экспериментах У. Кантора [63], в ходе ко-

торых две тонкие оптические пластинки, находящиеся в противоположных плечах неподвижного кольцевого интерферометра, совершали движение в противоположных направлениях, причем в момент измерения движение было близким к поступательному. Отметим, что ошибки, допущенные в ходе экспериментов [63], привели к неправильному выводу о якобы обнаруженных сверхсветовых скоростях, которые возникают, по мнению автора [63], при испускании света движущимися пластинками, рассматривавшимися им как источник излучения. В дальнейшем эти эксперименты были повторены с более высокой точностью различными авторами [64] и сделанные в [63] выводы не нашли подтверждения. Адекватное выражение для сдвига интерференционных полос в ситуации 4 приводится впервые.

Экспериментальная проверка вида коэффициента увлечения проводилась в 70-е годы [65, 66].

Для регистрации эффекта Саньяка вовсе не обязательно использовать интерференцию встречных волн той или иной природы. Если макроскопическое материальное тело движется по кругу со скоростью  $v$  относительно вращающейся системы отсчета, то разность времен, затрачиваемых телом на прохождение кольца во встречных направлениях, также будет определяться выражением (4).

Если материальное тело является материальной частицей и ему соответствует волна де Бройля, то, как было отмечено выше, появляется возможность использовать интерференцию встречных волн для регистрации эффекта Саньяка.

Первым, кто рассмотрел распространение волн во вращающемся кольцевом интерферометре с помощью СТО, был А. Эйнштейн. В его работе [54], написанной в 1914 г., рассматривались эксперименты Ф. Гарреса [46]. В [54] А. Эйнштейн не ставил перед собой задачу получить выражение для разности фаз встречных волн, которая обусловлена эффектом Саньяка; он решал более узкую задачу — получить выражение для вида коэффициента увлечения для случая, когда кольцевой интерферометр и оптическая среда вращаются как единое целое, и показать, что это выражение не зависит от дисперсии оптической среды. В том же 1914 г. рассмотрение эффекта Саньяка в рамках СТО было проведено Г. Витте [67, 68].

В 1920 г. теоретическое рассмотрение экспериментов [46] было проведено М. Лауэ [26] с использованием релятивистского закона сложения скоростей. С дидактической точки зрения эту работу нельзя признать удачной: пренебрегая в выражении для времен распространения встречных волн членами второго и более высокого порядков по  $v/c$ , М. Лауэ в дальнейшем фактически переходит к классическому кинематическому рассмотрению эффекта Саньяка (см. раздел 5.2) с помощью галилеевского закона сложения скоростей встречных волн со скоростью вращения платформы, как это он делал в своей более ранней работе [69]. Кроме того, в [69] проводится фактическая попытка свести эффект Саньяка к эффекту увлечения Физо [59, 60] (см. раздел 5.4).

В работе [27] Л. Зильберштейн получил выражение для разности фаз встречных волн, обусловленных эффектом Саньяка, используя свойство инвариантности интервала

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\varphi^2 - dz^2$$

(где  $t$  — время,  $r$ ,  $\varphi$  и  $z$  — цилиндрические координаты). Однако автор [27] считает такое объяснение не вполне удовлетворительным и далее переходит к рассмотрению эффекта Саньяка с точки зрения ОТО, теории эфира (см. раздел 5.1) и действия сил Кориолиса на траектории встречных лучей (см. раздел 5.5).

В работах А. Ланна [70], К. Рунге [71], Корпа [28], П. Ланжевена [72], А. Метца [29–32], К. Мёллера [73], Е. Поста [5], С. Изикиеля [33], Э. Ардитти и Э. Лефевра [37, 38, 74, 75], Д. Уилкинсона [76], Д. Аллана, М. Вейсса и Н. Ашби [77], А.А. Логунова и Ю.В. Чугреева [10, 78], Д. Дикса и Д. Нинхуса [79], Д. Дикса [80], Ф. Хехля и В. Ни [81], Г.А. Вугальтера и Г.Б. Малыкина [11] эффект Саньяка также рассматривается с точки зрения СТО.

Рассмотрение эффекта Саньяка в лабораторной (инерциальной) системе отсчета в СТО основано на том, что в рамках этой теории можно рассматривать релятивистские кинематические преобразования не только для равномерно движущейся точки, но и для ускоренно движущейся точки [82].

Долгое время после создания СТО [40] существовало мнение, что рассмотрение явлений в неинерциальных и, в частности, во вращающихся системах отсчета следует проводить исключительно с помощью ОТО (см., например, [82–84]). Однако когда рассматриваются чисто кинематические эффекты, применение ОТО вовсе не обязательно. Вот, что пишет по этому поводу А. Эйнштейн [85]: "Кинематическая эквивалентность двух систем координат в действительности не ограничивается случаем, когда системы  $K$  и  $K'$  движутся равномерно и прямолинейно. Эта эквивалентность с кинематической точки зрения также хорошо, например, выполняется, если одна система равномерно вращается относительно другой". Возможность использования СТО для описания явлений, протекающих в неинерциальных системах, по-видимому, впервые была отмечена В. Вином [86] после его ознакомления с результатами работы Г. Минковского [87]. При отсутствии гравитационных полей, когда кривизна пространства не имеет места, неинерциальные системы отсчета могут быть описаны с помощью СТО, причем в самом общем случае, при произвольных ускорениях, и не только для кинематических явлений [88, 89]. В работе [10] такой подход нашел применение для вычисления эффекта Саньяка в сопровождающей вращение кольцевого интерферометра системе отсчета. В этом случае для расчетов использовался метрический тензор в четырехмерном пространстве-времени Минковского [87], для которого тензор кривизны равен нулю.

Существует еще и третий способ вычисления величины эффекта Саньяка в рамках СТО — это расчет обусловленного различием лоренцевского замедления времени в движущихся системах отсчета  $K^+$  и  $K^-$ , которые сопровождают точки фиксированной фазы встречных волн. Это различие можно наглядно представить в виде разности показаний двух часов, которые обносятся с одинаковыми по величине и противоположными по знаку линейными скоростями  $v$  по кольцевой траектории с радиусом  $R$  относительно центра вращающегося с угловой скоростью  $\Omega$  диска, причем центр кольца и центр вращения, как и ранее, совпадают (системы отсчета  $K^+$  и  $K^-$  можно заменить набором мгновенно сопровождающих инерциальных систем отсчета). В момент времени, когда положения часов в

пространстве совпадают, они синхронизируются. После того как часы, двигающиеся в направлении вращения диска (для обозначений соответствующих им параметров будет использоваться индекс  $+$ ) и в противоположном направлении (индекс  $-$ ), совершат приблизительно по одному обороту и их положения вновь совпадут, происходит измерение различия их показаний. Без всякой потери общности мы можем положить  $v = v_\phi$ , т.е. что скорость часов относительно диска совпадает с фазовой скоростью встречных волн. Разумеется, это можно сделать при условии  $v_\phi \leq c$ .

Если синхронизация часов произошла в той точке кольца, где находится делительное зеркало, то, как было отмечено выше, часы так же, как и световые импульсы, после одного оборота вновь сойдутся уже в другой точке кольца; эта точка, как показывают несложные расчеты, отстает относительно нового углового положения зеркала (точки, где синхронизировались часы), которое оно займет в момент, когда часы вновь совместятся в пространстве, на  $R\Omega v_\phi/c^2$  рад. Следовательно, разность времен распространения встречных волн, обусловленная эффектом Саньяка и вычисленная в соответствии с выражениями (1)–(6), т.е. по временам их распространения по вращающемуся кольцу от делительного зеркала до делительного зеркала, и разность времен движения часов (точек фиксированной фазы волнового фронта) в собственных системах отсчета, от делительного зеркала до точки их встречи, будут различаться незначительно; относительные отличия составят  $R\Omega v_\phi/c^2$ . Таким образом, точное сравнение результатов расчетов разности времен распространения встречных волн, проведенных этими способами, затруднительно, и далее все вычисления будут проводиться в пренебрежении малыми релятивистскими поправками, что в данном случае не имеет значения — точные выражения для величины эффекта Саньяка нами уже получены (см. выражения (4)–(7)), здесь же нам важно показать физический смысл данного эффекта в системах отсчета  $K^+$  и  $K^-$ , сопровождающих точки фиксированной фазы волновых фронтов встречных волн.

Времена, затрачиваемые часами на обход кольца в сопровождающих часы вращающихся системах отсчета  $K^+$  и  $K^-$ , в соответствии с преобразованиями Лоренца составят

$$t^{K^\pm} = t \sqrt{1 - \frac{(v_\phi^\pm)^2}{c^2}}, \quad (12)$$

где  $t = 4\pi R/(v_\phi^+ + v_\phi^-)$  — время прохождения кольца встречными волнами от делительного зеркала до точки их встречи в лабораторной (неподвижной) системе отсчета,  $v_\phi^\pm$  — фазовые скорости встречных волн в лабораторной системе отсчета (см. выражение (2)).

Разность времен  $t^{K^+}$  и  $t^{K^-}$  после сверки часов составит

$$\begin{aligned} \Delta t^{K^+, K^-} &= t^{K^-} - t^{K^+} \simeq \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2 \sqrt{1 - v_\phi^2/c^2}} = \\ &= \frac{4S\Omega}{c^2 \sqrt{1 - v_\phi^2/c^2}}, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $S$  — площадь кольца.

Выражение (13) определяет разность показаний часов, движущихся в различных системах отсчета,  $K^+$  и  $K^-$ , скорости которых по отношению к неподвижной системе отсчета  $K$ , хотя и близки между собой по абсолютной величине, но все же различаются (см. выражение (2)) и имеют противоположные знаки. Вычислим разность времен  $\Delta t$  в неподвижной системе отсчета  $K$ :

$$\Delta t \sim \frac{\Delta t^{K^+, K^-}}{\sqrt{1 - v_\phi^2/c^2}} \sim \frac{4S\Omega}{c^2}. \quad (14)$$

Выражение (14) с точностью до малых релятивистских поправок совпадает с выражением (4), т.е. и вычисленная последним способом разность времен распространения встречных волн не зависит от их фазовой скорости. Отметим также, что если в выражении (4)  $t^+ > t^-$ , то в выражении (13)  $t^{K^+} < t^{K^-}$ , что связано с отличием разности времен распространения встречных волн при их движении по вращающемуся кольцу от делительного зеркала до делительного зеркала в лабораторной системе отсчета  $K$  от разности времен в собственных системах отсчета  $K^+$  и  $K^-$  при их движении от делительного зеркала до точки их встречи.

## 2.2. Эффект Саньяка в общей теории относительности

Как было показано выше, эффект Саньяка является следствием релятивистского закона сложения скоростей, т.е. является кинематическим эффектом СТО. Тем не менее в большом количестве работ эффект Саньяка рассматривается с позиций ОТО.

Рассмотрим причины, побуждавшие ряд авторов прибегать к использованию ОТО при рассмотрении данного вопроса. Вот, что пишет М.А. Тоннела в своей монографии [35] после описания результатов опыта Саньяка: "Таким образом, из этих опытов, относящихся к системам с ускорением, вытекает следующее. При наличии движений с ускорением, по-видимому, оказывается возможным определить абсолютное движение. При отсутствии систем отсчета, образованных другими твердыми телами, необходимо допустить, что такие абсолютные движения (например, вращение Земли в опыте с маятником Фуко) происходят по отношению к пустоте, т.е. к абсолютному пространству. В соответствии с критическими замечаниями, высказанными в связи со специальной теорией относительности, этот вывод нужно считать малоудовлетворительным, и может возникнуть вопрос: не связано ли такое абсолютное движение необходимым образом с наличием других масс, т.е. с существованием удаленных звезд? Такой точки зрения придерживался Мах". Из цитированного отрывка можно сделать два предположения.

1. Предполагается, что эффект Саньяка является следствием сил инерции, которые появляются во вращающейся системе отсчета.

2. Рассматривается вопрос о том, не являются ли сами силы инерции следствием воздействия больших удаленных масс, т.е. рассматривается справедливость принципа Маха [90].

Первое предположение является в определенном смысле верным, поскольку, как будет показано ниже (разделы 3.1 и 3.2), несмотря на то, что эффект Саньяка не является следствием непосредственного воздействия

сил инерции на макроскопическое тело, материальную частицу или волну во вращающейся системе отсчета, он с некоторыми ограничениями и допущениями может быть интерпретирован как следствие различных замедлений времен во вращающихся системах отсчета, сопровождающих движение фазовых фронтов встречных волн в потенциале эквивалентного гравитационного поля центробежных ускорений (что обусловлено различием скоростей встречных волн и, следовательно, различием центробежных ускорений), относительно инерциальной системы отсчета при вращении кольцевого интерферометра или как следствие различия знаков потенциала эквивалентных гравитационных полей кориолисовых ускорений для встречных волн, т.е. обусловлен силами инерции. Отметим, что в литературе часто указывают на аналогию эффекта Саньяка и маятника Фуко (см., например, [91]). Однако следует иметь в виду, что ни центробежная сила, ни сила Кориолиса не является непосредственной причиной возникновения эффекта Саньяка, поскольку и та, и другая направлена перпендикулярно движению волнового фронта (макроскопического тела или материальной частицы) при его движении по окружности и не производит работы. Эффект Саньяка является кинематическим эффектом, он не связан с какими-либо силами.

Что касается второго предположения, то тут пока нет полной ясности. В классической механике природа сил инерции не рассматривается [82, 92–94], однако долгое время велась дискуссия о том, являются они реальными или фиктивными [95]. В начальный период создания ОТО А. Эйнштейн был уверен в справедливости принципа Маха [85, 96, 97]. Однако после опубликования работы В. де Ситтера [98] к попыткам объяснения природы сил инерции с помощью принципа Маха [99] он больше никогда не возвращался. (В работе [99] прослеживается эволюция взглядов А. Эйнштейна по данному вопросу.) После опубликования работ И. Лензе и Г. Тирринга [100–103] сложилось мнение, что наличие центробежных и кориолисовых сил во вращающейся системе отсчета является следствием эффекта Лензе–Тирринга, вызванного вращением всех масс во Вселенной относительно наблюдателя, находящегося во вращающейся системе отсчета. Такой точки зрения придерживался Г. Вейль [104]. Однако к началу 60-х годов стало очевидно, что и в этой форме принцип Маха в ОТО не может быть доказан строго [99, 105, 106]. Основная трудность здесь заключается в том, что при рассмотрении относительного движения удаленных масс по отношению к вращающейся системе отсчета приходится сталкиваться со сверхсветовыми относительными скоростями, что делает вычисление эффекта Лензе–Тирринга невозможным. Действительно, если находящийся на Земле наблюдатель вращается с угловой скоростью всего  $1 \text{ об. с}^{-1}$ , то по отношению к нему Луна (не говоря уже об остальных массах во Вселенной) будет двигаться со сверхсветовой скоростью. Проблемы с применением принципа Маха в ОТО инициировали разработку альтернативных теорий гравитации, в частности теории Бранса–Дикке [107, 108] и релятивистской теории гравитации А.А. Логунова [109]. В настоящее время существует большое число отличных от ОТО теорий гравитации, описание которых приводится в [110]. Характерной особенностью большинства из таких теорий является то, что при слабых гравитационных полях (что имеет место, например, в

пределах Солнечной системы) они дают практически одинаковые предсказания с ОТО.

Классическое рассмотрение эффекта Саньяка с помощью ОТО проведено в курсе теоретической физики Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица [34], где для вычисления разности времен распространения встречных волн в сопровождающей вращение системе отсчета используется метрический тензор. Элементы метрического тензора во вращающейся системе отсчета в отсутствие гравитационных полей, т.е. в отсутствие кривизны пространства, вычисляются в [34] так же, как и в [10], — с помощью свойства инвариантности интервала. Следовательно, дискуссия о том, следует ли рассматривать чисто кинематические задачи во вращающихся системах отсчета при отсутствии гравитирующих масс с точки зрения ОТО или СТО, носит чисто схоластический характер — это вопрос определения (все расчеты как в ОТО [34], так и в СТО [10] с точки зрения математики совершенно одинаковы).

В случае наличия реальных гравитационных полей в выражение для гравитационного потенциала  $U$  войдут добавочные члены, соответствующие этим полям, и вычисления величины эффекта Саньяка можно проводить только с помощью ОТО [111–116]. Если кольцевой интерферометр вращается со значительным угловым ускорением, причем за время обхода встречными волнами кольца угловая скорость существенно меняется, то более рациональным будет использование ОТО [57, 117].

Эффект Саньяка с помощью ОТО впервые рассматривался в 1921 г. П. Ланжевеном [118] и Л. Зильберштейном [27]. Впоследствии этот подход применялся в работах Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица [34], М.А. Тоннела [35], Д. Хира [119], Е. Поста [120, 121], А.М. Хромых [122], Э.М. Беленова и Е.П. Маркина [117], А.И. Бакаляра и Д.П. Лукьянова [123], А.М. Волкова, А.А. Измestьева, В.А. Киселева, Г.В. Скромко [111, 124, 125], Б.Ф. Федорова, А.Г. Шереметьева, В.Н. Умникова [126], А. Аштекара и А. Магнон [127], С.И. Бычкова, Д.П. Лукьянова и А.И. Бакаляра [128], Л. Стодольского [129], И.В. Шпака и А.В. Соломина [116], Е. Анандана [130, 131], В.Ф. Фатеева [57, 115], В. Чоу, Д. Геабанаклоче, Л. Педротти, В. Сандерса, В. Шлейха и М. Скалли [132], А.Г. Шереметьева [36]. А. Зоммерфельд также полагал [91], что строгое рассмотрение эффекта Саньяка возможно только в рамках ОТО.

В случае когда в кольцевом интерферометре или в резонаторе кольцевого лазера отсутствует оптическая среда, вычисление эффекта Саньяка с помощью ОТО не представляет каких-либо сложностей. При наличии оптической среды вычисления эффекта Саньяка с помощью ОТО существенно сложнее, чем с помощью СТО, что часто приводит к возникновению ошибок.

Можно привести конкретные примеры таких ошибок. Так, из результатов работ [124, 125] следует, что при вращении кольцевого лазера плоскости поляризации встречных волн будут развернуты между собой на угол, численно равный разности фаз встречных волн, обусловленной эффектом Саньяка. Как будет показано ниже (см. раздел 5.6), этот результат является ошибочным и был получен ранее в работе [133] другим способом, который является некорректным, — с помощью учета орбитальных моментов фотонов во вращающейся системе отсчета.



Трудности в вычислении эффекта Саньяка с помощью ОТО возникают и при рассмотрении влияния коэффициента преломления среды, заполняющей кольцевой интерферометр или резонатор кольцевого лазера, а также дисперсии коэффициента преломления на величину эффекта Саньяка. Выше было показано, что разность фаз встречных волн кольцевого интерферометра, обусловленная эффектом Саньяка, в случае, если интерферометр (или резонатор) и среда вращаются как единое целое и вращение равномерное, не зависит ни от величины коэффициента преломления, ни от его дисперсии. Из результатов же работ [116, 134] следует, что в этом случае в выражение для разности фаз встречных волн входит величина дисперсии коэффициента преломления ОВС, причем коэффициент увлечения представлен в форме Лауба [54, 58]. Все это создает неясность при рассмотрении данного вопроса.

Не следует, однако, полагать, что использование ОТО при вычислении величины эффекта Саньяка при наличии оптической среды в интерферометре обязательно приводит к появлению ошибок. В качестве примера можно привести работы [35, 57, 115], в которых показано, что при одновременном вращении интерферометра и среды величина сдвига полос не зависит от показателя преломления и дисперсии. Однако использование ОТО позволяет решить рассматриваемые задачи существенно проще.

Основной вывод данного раздела: применение ОТО для вычисления эффекта Саньяка является вполне правомочным, но не рациональным; это существенно усложняет вычисления и в ряде случаев приводит к чисто расчетным ошибкам. В случае если кольцевой интерферометр вращается со значительным угловым ускорением, более рациональным является применение ОТО. Если требуется учесть влияние гравитационного поля, то необходимо использование ОТО.

### 2.3. Методы вычисления эффекта Саньяка для электромагнитных волн в анизотропных средах

Для вычисления величины эффекта Саньяка для электромагнитных волн часто используются уравнения Максвелла. В ряде работ (см. [5, 38, 111–116, 119, 122, 124, 125, 132, 135–147]) вычисление величины эффекта Саньяка проводится с помощью решения уравнений Максвелла во вращающейся системе отсчета. Это не является оригинальным подходом рассмотрения эффекта Саньяка, а есть лишь метод расчета: в каждом конкретном случае расчет основывается на одном из рассмотренных выше подходов — спецрелятивистском [5, 137, 142, 145, 146] или общерелятивистском [111–116, 119, 122, 124, 125, 132, 135, 138–141, 144, 147]. К данному методу прибегают в том случае, если требуется рассчитать эффект Саньяка при наличии оптической среды и, в частности, при наличии анизотропии этой среды. В работе [136] использование уравнений Максвелла сочетается с некорректным подходом к вычислению эффекта Саньяка (этот вопрос будет рассмотрен в разделе 5.7). Отметим, что уравнения Максвелла инвариантны относительно преобразований Лоренца и, таким образом, соответствуют СТО.

Хорошо известно, что учет анизотропии среды в кольцевом интерферометре можно осуществить гораздо проще методом матриц Джонса [148], поскольку они выводятся из уравнений Максвелла.

Расчетный метод матриц Джонса был использован в работах [149–163] для вычисления не связанного с вращением сдвига фазы интерференционного сигнала на выходе ВКИ, который связан с поляризационной невзаимностью контура ВКИ [149–153, 164–166], изготовленного на основе анизотропного ОВС. Этот сдвиг фазы проявляется в виде аддитивной добавки к сдвигу фазы, связанному с эффектом Саньяка, и приводит к ошибке в измерении угловой скорости вращения. В случае если ОВС, из которого изготовлен контур ВКИ, имеет случайные неоднородности двулучепреломления, имеет место дрейф нуля ВКИ, который характеризуется средним значением и дисперсией [151–163].

В 1921 г. Л. Зильберштейн [27], обсуждая предстоящие эксперименты А. Майкельсона и Х. Гэля [167, 168], которые он инициировал и частично спонсировал, указал на возможность регистрации эффекта Лензе–Тирринга [100–103] от вращения Земли с помощью оптического кольцевого интерферометра большой площади. В 1981 г. М.О. Скалли и соавторы [169] вернулись к рассмотрению данного вопроса: обсуждалась возможность использования ВКИ для измерения ряда эффектов ОТО, в том числе и эффекта Лензе–Тирринга. Проведенные нами оценки показали, что из-за наличия связи мод на неоднородностях ОВС, приводящей к появлению дрейфа нуля интерференционной картины на выходе ВКИ, для реализации данных экспериментов потребуется создание ВКИ, состоящего из одного витка ОВС диаметром примерно 7 км [161, 163]. Сложность рассматриваемых экспериментов заключается еще и в том, что из-за вращения Земли в ВКИ таких размеров будет иметь место весьма значительный сдвиг нуля интерференционной картины, обусловленный эффектом Саньяка. Применение источника монохроматического излучения позволяет существенно снизить дрейф нуля ВКИ [152–155], при этом видимость интерференционной картины падает по мере роста величины  $\Phi_S$ , поскольку, как следует из выражения (6), величина  $\Phi_S$  прямо пропорциональна оптической частоте света. Экспериментальное подтверждение этого эффекта было получено в работе [170]. В нашей работе [171] методом матриц Джонса было показано, что наличие случайных неоднородностей в ОВС приводит к заметному увеличению видности интерференционной картины при весьма больших значениях  $\Phi_S$ . Таким образом, применение расчетного метода матриц Джонса позволяет решать довольно сложные задачи для вычисления поляризационной невзаимности и видности интерференционной картины в ВКИ со случайно-анизотропной средой.

В работе [172] рассмотрена анизотропия среды, которая связана с вращением среды. Этот результат получен с помощью уравнений Максвелла. Следует, однако, отметить, что при реальных угловых скоростях вращения рассматриваемый эффект очень незначителен (наведенное вращением циркулярное двулучепреломление, по оценкам [172], составляет  $\Delta n_c \sim 10^{-18}$ ) и едва ли может быть обнаружен на эксперименте.

Если анизотропная оптическая среда движется относительно интерферометра (в качестве примера можно привести эксперименты [43, 45, 53]), то для учета искривления траектории луча, связанной с эффектом увлечения Физо, следует решать уравнения Максвелла [173].

#### 2.4. Основные результаты анализа эффекта Саньяка в рамках теории относительности

Итак, эффект Саньяка в теории относительности может быть рассмотрен следующими способами.

В рамках СТО:

— в лабораторной (неподвижной) системе координат с помощью закона релятивистского сложения скоростей,

— в сопровождающей вращение кольцевого интерферометра системе координат с помощью метрического тензора в плоском четырехмерном пространстве-времени Минковского,

— в сопровождающих волновые фронты (точки фиксированной фазы) встречных волн системах координат с помощью закона релятивистского сложения скоростей и преобразований Лоренца;

в рамках ОТО:

— в сопровождающей вращение кольцевого интерферометра системе координат с помощью метрического тензора при отсутствии кривизны пространства, т.е. при отсутствии гравитационных полей.

Вычисления величины эффекта Саньяка для электромагнитных волн и, в частности, для света в анизотропных средах могут быть выполнены с помощью решения соответствующих уравнений Максвелла или методом матриц Джонса.

### 3. Условно корректные объяснения эффекта Саньяка

Условно корректными будем считать такие объяснения эффекта Саньяка, которые позволяют получить приближенные выражения для разности фаз встречных волн во вращающемся кольцевом интерферометре при наличии ряда ограничений на параметры системы: линейной скорости вращения кольца, скорости волны (материальной частицы или материального тела) относительно сопровождающей вращение системы отсчета, массы материальной частицы и др. Кроме того, эти объяснения требуют некоторых априорных предположений, которые, вообще говоря, ниоткуда не следуют, и ряда допущений. Тем не менее условно корректные объяснения позволяют наглядно продемонстрировать физический смысл эффекта Саньяка. Все условно корректные объяснения эффекта Саньяка базируются на рассмотрении влияния ньютоновского нерелятивистского скалярного потенциала или векторного потенциала эквивалентного гравитационного поля сил инерции (центробежных или кориолисовых сил) на замедление времени во вращающейся системе отсчета или на изменение фазы волновой функции материальной частицы. Иными словами, в основе данного подхода к рассмотрению эффекта Саньяка лежит принцип эквивалентности.

Не следует, однако, считать, что в данном случае рассмотрение проводится в рамках ОТО. Использование потенциала эквивалентного гравитационного поля сил инерции для вычисления замедления времени в ускоренных системах отсчета впервые применялось в работах А. Эйнштейна [174, 175], которые были написаны до создания ОТО и далеко не во всех случаях приводили к правильному результату. Так, например, отклонение светового луча в гравитационном поле Солнца было в [175] ошибочно занижено в два раза по сравнению с реальной величиной. Правильное решение

было получено А. Эйнштейном в рамках ОТО [96] с учетом искривления пространства массой Солнца.

#### 3.1. Эффект Саньяка как следствие различия нерелятивистских гравитационных скалярных потенциалов центробежных сил в системах отсчета, сопровождающих встречные волны

Здесь мы приведем простой и физически наглядный вывод выражения для величины эффекта Саньяка, основанный на релятивистском законе сложения скоростей, принципе эквивалентности и эффекте замедления времени в гравитационном поле.

Рассмотрение будем проводить для двух вращающихся систем отсчета,  $K^+$  и  $K^-$ , сопровождающих движение точек фиксированной фазы (фазовых фронтов) встречных волн, или некоторых часов, скорость которых совпадает со скоростью фазовых фронтов (как и прежде, знак плюс соответствует волне, направление которой совпадает с направлением вращения кольцевого интерферометра, знак минус — волне, распространяющейся в противоположном направлении). В этих вращающихся системах отсчета существуют центробежные ускорения

$$a_c^\pm = (\Omega^\pm)^2 R,$$

где  $\Omega^\pm = v_\phi^\pm / R$  — угловые скорости движения точек фиксированной фазы встречных волн, измеренные в системе отсчета  $K$ . Абсолютные величины ускорений  $a_c^\pm$  различны вследствие различия величин  $(v_\phi^\pm)^2$  (см. выражение (2)). В соответствии с принципом эквивалентности [34, 35] вращающиеся системы отсчета  $K^+$  и  $K^-$  можно заменить инерциальными системами  $K_{in}^+$  и  $K_{in}^-$ , в которых действуют гравитационные поля, создающие гравитационные силы, совпадающие по величине и направлению с центробежными силами в неинерциальных системах отсчета  $K^+$  и  $K^-$ . Наличие гравитационного поля приводит к соответствующему замедлению времени [35, 41, 83]. Замедление времени в системах отсчета  $K_{in}^+$  и  $K_{in}^-$  по отношению к времени  $t$  в лабораторной (неподвижной) системе отсчета  $K$  составит [34, 35]

$$t^{K_{in}^\pm} = t \sqrt{1 + \frac{2U_{in}^\pm}{c^2}}, \quad (15)$$

где  $t = 4\pi R / (v_\phi^+ + v_\phi^-)$  — время прохождения кольца встречными волнами от делительного зеркала до точки их встречи в лабораторной (неподвижной) системе отсчета (см. раздел 2.1);  $U_{in}^\pm$  — нерелятивистские гравитационные потенциалы эквивалентных полей центробежных сил в системах отсчета  $K_{in}^+$  и  $K_{in}^-$ . Отметим, что рассматриваемый метод расчета справедлив при условии  $U/c^2 \ll 1$  [34].

Величина нерелятивистского гравитационного потенциала связана с ускорением следующим образом [34]:

$$a = -\text{grad } U.$$

Отсюда следует

$$U = - \int a dl,$$

где  $dl$  — элемент длины вдоль некоторого направления. При этом потенциал  $U$  определен с точностью до

постоянной величины, поскольку нижний предел интегрирования может быть выбран произвольно. Для гравитационных полей, соответствующих реальным массам, предел интегрирования обычно выбирается таким образом, чтобы на бесконечности выполнялось условие  $U = 0$  [34, 41]. Здесь же мы выберем его так, чтобы условие  $U = 0$  выполнялось в центре вращения ( $R = 0$ ), где центробежное ускорение отсутствует. Тогда [34]

$$U_{\text{in}}^{\pm} = - \int_0^R (\Omega^{\pm})^2 R \, dR = - \frac{(\Omega^{\pm})^2 R^2}{2} = - \frac{(v_{\Phi}^{\pm})^2}{2}.$$

Время распространения фазовых фронтов встречных волн (движения часов по окружности) в системе  $K$  в случае вращения диска составляет  $t \sim 2\pi R/v_{\Phi}$ , откуда

$$t^{K_{\text{in}}^{\pm}} = t \sqrt{1 - \frac{(v_{\Phi}^{\pm})^2}{c^2}}, \quad (16)$$

где  $t \sim 2\pi R/v_{\Phi}$ . Выражение (16) полностью совпадает с выражением (12), полученным в рамках СТО. Таким образом, если в СТО эффект Саньяка является следствием различных замедлений хода часов, движущихся во встречных направлениях на вращающемся диске, что вызвано различием лоренцевского сокращения времени в сопровождающих системах отсчета  $K^+$  и  $K^-$ , то здесь этот эффект является следствием различных замедлений хода часов, обусловленных различием гравитационных потенциалов, эквивалентных центробежным ускорениям в сопровождающих системах отсчета  $K_{\text{in}}^+$  и  $K_{\text{in}}^-$ . Таким образом, в случае отсутствия реальных гравитационных полей, соответствующих гравитирующим массам, объяснение эффекта Саньяка в рамках СТО, основанное на различии лоренцевских сокращений времени (см. выражения (12)–(14)), и приведенное выше (см. (16)) совершенно равнозначны, что является следствием принципа эквивалентности.

### 3.2. Эффект Саньяка как следствие различия знаков нерелятивистских гравитационных скалярных потенциалов сил Кориолиса для встречных волн в сопровождающей вращение системе отсчета

Используя нерелятивистский гравитационный потенциал, мы можем вычислить величину эффекта Саньяка и в инерциальной системе отсчета  $K'_{\text{in}}$ , эквивалентной сопровождающей вращение кольцевого интерферометра системе отсчета  $K'$ . В этой системе отсчета фазовые скорости встречных волн равны по абсолютной величине и составляют  $v_{\Phi}$ . Помимо центробежного ускорения для движущихся тел (и, в частности, для часов), сопровождающих точки фиксированной фазы встречных волн, имеет место ускорение Кориолиса. Его абсолютная величина составляет  $2\Omega v_{\Phi}$ , а направление зависит от того, происходит движение в направлении вращения (в этом случае его направление совпадает с направлением центробежного ускорения) или в направлении, противоположном вращению (в этом случае его направление противоположно направлению центробежного ускорения).

Здесь, однако, имеется одна особенность в определении гравитационного потенциала силы Кориолиса. Дело в том, что сила Кориолиса так же, как сила Лоренца (об аналогии между этими силами см. работы [176–178]), не

является потенциальной силой. Они называются гироскопическими силами [179] (в учебном курсе [180] И.Е.Тамм именуется силу Лоренца "соленоидальной силой"). Характерной особенностью этих сил является то, что они не производят работу, поскольку всегда направлены перпендикулярно скорости тела. Тем не менее с определенными ограничениями и оговорками можно ввести понятие скалярного потенциала для таких сил. Так, для магнитного поля роль потенциальной функции играет функция, убыль которой равна работе пондеромоторных сил магнитного поля, но которую нельзя отождествлять с потенциальной энергией магнитного поля [180]. Адекватное описание потенциальной функции магнитного поля можно получить при условии, что траектория, по которой происходит интегрирование, не охватывает источник магнитного поля — проводник с током. Так, например, потенциальную функцию можно задать внутри длинного соленоида с током. Поскольку сила Кориолиса формально, с точки зрения математического описания, аналогична силе Лоренца [176–178] внутри соленоида (в соответствующих выражениях удвоенная угловая скорость вращения  $2\Omega$  заменяется на величину магнитной индукции  $B$ ), то, следовательно, можно задать и скалярный гравитационный потенциал сил Кориолиса.

Так же, как и ранее, в выражении для гравитационного потенциала выберем пределы интегрирования таким образом, чтобы в центре вращения, где центробежное ускорение отсутствует, выполнялось условие  $U = 0$ . Это, в частности, обеспечит равенство потенциалов для встречных волн в точке, соответствующей центру вращения. Величины потенциалов для встречных волн в системе  $K'_{\text{in}}$  (которая является инерциальной и эквивалентной сопровождающей вращение неинерциальной системе  $K'$ ) составят

$$U'_{\text{in}}{}^{\pm} = - \int_0^R [\Omega^2 R \mp 2\Omega v_{\Phi}] \, dR = - \frac{\Omega^2 R^2}{2} \mp 2\Omega v_{\Phi} R.$$

Время распространения точек фиксированной фазы встречных волн (движения часов по окружности) в системе  $K'_{\text{in}}$  в случае вращения диска составит

$$(t^{\pm})^{K'_{\text{in}}} = t \sqrt{1 + \frac{(U'_{\text{in}})^{\pm}}{c^2}} = t \sqrt{1 - \frac{\Omega^2 R^2}{2c^2} \mp \frac{2\Omega v_{\Phi} R}{c^2}}, \quad (17)$$

где  $t = 4\pi R/(v_{\Phi}^+ + v_{\Phi}^-)$  — время прохождения кольца встречными волнами от делительного зеркала до точки их встречи в лабораторной (неподвижной) системе отсчета (см. раздел 2.1).

Разлагая  $(t^{\pm})^{K'_{\text{in}}}$  по малому параметру

$$\frac{2\Omega v_{\Phi} R}{2c^2} \ll 1,$$

и пренебрегая влиянием гравитационного потенциала, соответствующего центробежному ускорению

$$\frac{\Omega^2 R^2}{2c^2} \ll \frac{2\Omega v_{\Phi} R}{c^2},$$

получим приближенное выражение для разности времен прохождения точками фиксированной фазы встречных волн, или часов, скорость которых совпадает со ско-

ростью этих точек:

$$\Delta t^{K'} \simeq \frac{t 2 v_{\Phi} \Omega R}{c^2} = \frac{4S\Omega}{c^2}. \quad (18)$$

Выражение (18) с точностью до малых релятивистских поправок совпадает с выражением (5) для разности времен распространения встречных волн в сопровождающей вращение кольцевого интерферометра системе отсчета  $K'$ . Таким образом, можно сделать вывод, что эффект Саньяка в сопровождающей вращение системе отсчета можно рассматривать как следствие различия замедления времени для встречных волн из-за воздействия на них нерелятивистского гравитационного потенциала, соответствующего силам Кориолиса, который имеет различные знаки для двух встречных волн.

### 3.3. Эффект Саньяка в квантовой механике как следствие воздействия векторного потенциала силы Кориолиса на фазы волновых функций встречных волн в сопровождающей вращение системе отсчета

Если скалярный потенциал силы Кориолиса вводится с большими допущениями и оговорками, то векторный потенциал этой силы может быть введен вполне корректно. В соответствии с законами квантовой механики векторный потенциал воздействует на фазу волновой функции. Как и в случае со скалярным потенциалом силы Кориолиса, векторный потенциал силы Кориолиса не оказывает влияния на координату и скорость частицы. Вычисление разности фаз для встречных волн де Бройля во вращающемся кольцевом интерферометре проводилось в работах [9, 17, 130, 131, 181–183]. Для этих вычислений применялись решения соответствующих уравнений Шрёдингера, Дирака или Клейна–Гордона [182]. Обычно вычисления проводятся в приближении Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна (ВКБ) [9, 17, 181]. Разность фаз встречных волн определяется следующим выражением [9]:

$$\Phi_S = \frac{8\pi E S \Omega}{hc^2}, \quad (19)$$

где  $E$  — полная энергия материальной частицы,  $h$  — постоянная Планка.

Подставляя в (19)  $E = h\nu$ , где  $\nu$  — частота волны де Бройля материальной частицы или частота светового кванта, получим выражение (6) с точностью до малых релятивистских поправок. Соответственно подставляя в (6)  $\nu = E/h$ , получим выражение (19). Таким образом, для вычисления фазового сдвига встречных волн де Бройля во вращающемся кольцевом интерферометре, который обусловлен эффектом Саньяка, вовсе не обязательно прибегать к квантовомеханическим расчетам мнимой части волновой функции: результат может быть получен с помощью простых кинематических расчетов в рамках СТО, поскольку, как было отмечено выше, они справедливы для волн произвольной природы. Подставляя в (19) выражение для полной энергии материальной частицы с ненулевой массой покоя  $E = mc^2$ , где

$$m = m_0 \sqrt{1 - \frac{v_m^2}{c^2}}$$

— релятивистская масса частицы,  $m_0$  — масса покоя частицы,  $v_m$  — скорость материальной частицы, получим хорошо известное выражение для эффекта Саньяка

на волнах де Бройля [24]

$$\Phi_S = \frac{8\pi S \Omega m}{h}. \quad (20)$$

Из выражения (20), в частности, следует [24], что разность фаз, обусловленная эффектом Саньяка на волнах де Бройля, не зависит в нерелятивистском пределе от скорости частиц  $v_m$ , т.е. от длины волны де Бройля  $\lambda_m = h/(mv_m)$ . Таким образом, здесь (в отличие от электромагнитных волн) использование монохроматического пучка материальных частиц не приведет к ухудшению видности интерференционной картины.

Отметим, что в силу ряда причин кольцевые интерферометры на волнах де Бройля не изготавливаются, они выполняются в виде равноплечных интерферометров Маха–Цандера, в которых частицы встречаются, когда каждая из них прошла половину от полного замкнутого пути. Вследствие этого эффективная площадь интерферометра Маха–Цандера становится в два раза меньше по сравнению с кольцевым интерферометром той же конфигурации (и соответственно в выражениях (19), (20) вместо цифры 8 будет стоять цифра 4).

## 4. Попытки объяснения эффекта Саньяка посредством проведения аналогии с другими эффектами

Проведение аналогии между различными эффектами отнюдь не является попыткой сведения одного эффекта к другому, оно преследует цель более наглядно объяснить физический смысл одного из эффектов посредством сопоставления с другим, более простым или более известным и понятным. Вследствие этого такое рассмотрение нельзя считать некорректным. В некоторых случаях, когда рассматриваемые эффекты имеют близкий физический смысл, проведение аналогии действительно способствует лучшему пониманию. В случаях же, когда сходство двух эффектов носит формальный характер, проведение аналогии приносит мало пользы для физического понимания, однако может облегчить применение математического аппарата, хорошо разработанного для одного из эффектов, к другому эффекту.

### 4.1. Аналогия между эффектом Саньяка и эффектом Ааронова–Бома

В ряде работ [79, 127, 130, 181–186] проводится аналогия между эффектом Саньяка и эффектом Ааронова–Бома [187–189]. Последний заключается в воздействии вектор-потенциала магнитного поля (силы Лоренца) на волновую функцию элементарной частицы, имеющей заряд, и приводит к сдвигу интерференционных полос от суперпозиции волн де Бройля двух пучков частиц, причем даже в том случае, когда в области движения частиц магнитное поле отсутствует и, следовательно, ни траектории, ни скорости частиц не меняются. В упрощенном виде рассуждения авторов [79, 127, 130, 181–186] можно сформулировать следующим образом: вектор-потенциал гравитационного поля, эквивалентного силам Кориолиса во вращающейся системе отсчета, который приводит к сдвигу интерференции встречных волн как для не имеющих заряда квантовых частиц (фотонов, нейтронов, нейтральных атомов), так и для заряженных (электронов, мезонов и др.), аналогичен вектор-потенциалу сил Лоренца. Однако такая аналогия носит

формальный, поверхностный характер: все сходство этих двух эффектов заключается в том, что в обоих случаях вектор-потенциал непотенциальных, гироскопических сил воздействует на фазу волновой функции. Однако между рассматриваемыми эффектами существует большое различие: эффект Ааронова–Бома [187–189] существует только для квантовых объектов, для макроскопических тел он обращается в нуль, в то время как эффект Саньяка существует как для квантовых, так и для макроскопических объектов.

Следует отметить одну важную особенность эффектов, связанных с вращением. Вращение, в отличие от поступательного движения, является абсолютным, а не относительным явлением. Вращение реального тела, являющегося источником поля (электрического, магнитного или гравитационного), около неподвижного датчика поля и вращение датчика вокруг данного тела приводят к различным показаниям датчика. Можно привести следующие примеры [5].

1. Вращение стержня из ферромагнитного материала вызывает появление магнитного поля, т.е. в неподвижной системе отсчета датчик регистрирует наличие магнитного поля, но вращение системы отсчета (датчика) вокруг стержня не приводит к регистрации наличия магнитного поля (эксперименты Барнетта [190, 191]).

2. Как было показано Л. Шиффом [192], вращение заряженного сферического конденсатора вызывает появление внешнего магнитного поля, но вращение системы отсчета (датчика) вокруг неподвижного заряженного сферического конденсатора не вызывает регистрацию датчиком магнитного поля.

3. Эксперименты, проведенные А. Дюфо и Ф. Прюнье [53] с кольцевым интерферометром, заполненным оптической средой, показали, что в случае, когда вращается среда, а интерферометр остается неподвижным, и в случае, когда среда неподвижна, а вращается интерферометр, величины разностей фаз для встречных волн будут различными при одинаковых угловых скоростях вращения (см. выражения (9) и (10)).

При вращении массивного тела появляется вектор-потенциал гравимагнитного поля (аналогично тому, как вращение заряда приводит к появлению магнитного поля). В этом случае должен иметь место гравитационный эффект Ааронова–Бома, который вызывает для реальных вращающихся тел весьма незначительный сдвиг фазы встречных волн в оптическом кольцевом интерферометре или разность частот встречных волн в кольцевом лазере [193] (см. также [194–197]). Отметим, что данный эффект до сих пор не зарегистрирован. По мнению автора [193], гравитационный эффект Ааронова–Бома тесно связан с эффектом Саньяка, однако это не так. Во-первых, эффект Саньяка связан с вращением системы отсчета, а гравитационный эффект Ааронова–Бома связан с вращением реального массивного тела. Во-вторых, эффект Саньяка приводит к изменению скорости встречных волн, и может иметь место не только для квантовомеханических частиц (фотонов, электронов и др.), но и для обычных акустических и магнитных волн, а эффект Ааронова–Бома и, в частности, гравитационный эффект Ааронова–Бома не приводит к изменению скорости частиц во встречных пучках, меняется только фаза их волновой функции.

Отметим здесь, что вращение массивного тела также приводит к эффекту Лензе–Тирринга [100–103], кото-

рый является аналогом электромагнитной индукции и приводит, в частности, к изменению скорости материальных тел, в том числе и фотонов, т.е. приводит к изменению модуля их волновой функции. Это эффект общей теории относительности (ОТО), он до сих пор не зарегистрирован. Первые эксперименты по обнаружению увлечения света вращающимся телом с помощью кольцевого интерферометра проводил в конце прошлого века О. Лодж [198], который полагал, что свет вместе со светоносным эфиром должен увлекаться вращающейся массой. Отметим также, что вращение массивного тела должно приводить к расщеплению спектральных частот электромагнитных колебаний излучающего атома [199], изменению разности частот встречных волн кольцевого лазера [111] и повороту плоскости поляризации света [200–202]. Все эти эффекты также до сих пор не зарегистрированы.

Гравитационный эффект Ааронова–Бома и эффект Лензе–Тирринга существуют независимо от эффекта Саньяка и связаны, в отличие от последнего, с наличием вращающихся масс, а не с вращением системы отсчета. При измерениях разностей фаз встречных волн на выходе кольцевого интерферометра эти эффекты могут проявиться в виде аддитивных добавок к эффекту Саньяка. Таким образом, определенная аналогия между эффектом Саньяка и эффектом Ааронова–Бома действительно существует, но она носит формальный характер и не отражает физического смысла этих эффектов.

#### 4.2. Эффект Саньяка как проявление фазы Берри

В работах [7, 9, 80, 203] эффект Саньяка рассматривается как проявление фазы Берри [204] (см. также обзоры [203, 205–209]).

Фаза Берри (геометрическая, топологическая фаза) проявляется как изменение одного из параметров системы в процессе ее пространственной эволюции. Это может быть изменение квантовомеханического состояния потока частиц в процессе их пространственной эволюции [204] (фаза Берри) либо изменение состояния поляризации излучения при его распространении по криволинейной траектории [209–212] (эффект Рытова), которое приводит к дополнительному набегу фазы излучения [203, 205–207, 209, 213], либо накопление дополнительного набега фазы излучения в случае, когда при его распространении происходит изменение состояния поляризации [205–207, 209, 214, 215] (фаза Панчаратнама), либо изменение квантовомеханического состояния спина нейтрона в процессе его пространственной эволюции [208], либо изменение углового положения твердого тела, если в процессе его движения связанная с ним ось описывает телесный угол [94, 216, 217] (эффект Ишлинского). Отметим, что, как показано в наших работах [218, 219], эффект Ишлинского имеет релятивистский аналог, которым является томасовская прецессия [220].

Классическим примером проявления фазы Берри в квантовой механике является дополнительный набег фазы электронов, вызываемый эффектом Ааронова–Бома [187–189].

В волоконных кольцевых интерферометрах фаза Берри проявляется аддитивно по отношению к эффекту Саньяка и приводит к сдвигу фазы интерференционной картины на выходе ВКИ, не связанному с вращением, и, таким образом, приводит к ошибке в измерении угловой

скорости вращения. Так, в работе [221] было экспериментально обнаружено проявление эффекта Рытова в ВКИ, вызванного неплоскими изгибами слабоанизотропного ОВС, из которого был изготовлен контур ВКИ. Сдвиг фазы интерференционной картины на выходе ВКИ, обусловленный поляризационной невзаимностью его контура [166], можно интерпретировать как невзаимную геометрическую фазу встречных волн [164, 165], которая является проявлением фазы Берри.

В кольцевых интерферометрах на волнах де Бройля материальных частиц, имеющих заряд (например, электронов), фаза Берри, обусловленная эффектом Ааронова–Бома, вызывает не связанный с вращением сдвиг нуля интерференционной картины. Если материальные частицы не имеют заряда, но имеют отличное от нуля значение спина и магнитного момента (например, нейтроны), фаза Берри, вызванная эффектом Ааронова–Кашера [222] (см. [181]), который является следствием эволюции квантовомеханического состояния спина, также приводит к несвязанному с вращением сдвигу фазы интерференционной картины. Даже в том случае, когда в районе траекторий материальных частиц вектор-потенциал магнитного поля равен нулю и, следовательно, эффекты Ааронова–Бома и Ааронова–Кашера не имеют места, вследствие томасовской прецессии (эффекта специальной теории относительности) [218–220] спины частиц, распространяющихся в противоположных направлениях, поворачиваются в противоположные стороны, что вызывает сдвиг нуля интерференционной картины [131, 223], который не связан с вращением.

Отметим здесь, что фаза Берри приводит к ошибкам в показаниях не только ВКИ, но и в гироскопических устройствах иного типа. Так, эффект Ишлинского [94, 216, 217] вызывает ошибку в показаниях спаренных механических гироскопов и гироскопов с сильной коррекцией, которые являются пространственными гироскопами — датчиками направления. В гироскопах на ядерном магнитном резонансе [133] фаза Ааронова–Кашера [222], которая в данном случае связана с эволюцией квантовомеханического состояния спина ядра, приводит к ошибкам в измерениях угловой скорости [224, 225].

Фаза Берри является проявлением неголономности (неинтегрируемости), поскольку не может быть вычислена исходя из начального и конечного состояний системы [205–207]. В работах [226, 227] эффект Саньяка рассматривается как проявление неголономности во вращающейся системе отсчета. Работы [226, 227] были опубликованы ранее работы [204], т.е. до введения понятия фазы Берри.

Основной вывод данного раздела: проведение аналогии между эффектом Саньяка и эффектом Ааронова–Бома и рассмотрение эффекта Саньяка как проявления фазы Берри носит формальный характер и не отражает физического смысла данного эффекта.

## 5. Некорректные объяснения эффекта Саньяка

Подавляющее большинство некорректных объяснений эффекта Саньяка основаны или на прямом отрицании теории относительности или на ее игнорировании и попытке свести этот кинематический эффект СТО к

какому-либо другому хорошо известному в классической физике эффекту. Некоторые из некорректных объяснений основаны на неправильном понимании теории относительности или на расчетных ошибках.

### 5.1. Эффект Саньяка в теории неподвижного (неувлекаемого) светоносного эфира

Это объяснение эффекта Саньяка базируется на представлении о неувлекаемом вращением интерферометра "светоносном эфире", исторически было первым [8] и, как ни странно, применяется иногда и в нынешнее время.

Пусть свет движется по окружности (см. рис. 1). В случае когда интерферометр не заполнен оптической средой, выражение для фазовой скорости света  $v_{\phi}^{\pm}$  в системе координат  $K'$ , связанной с вращающимся интерферометром, имеет вид

$$(v_{\phi}^{\pm})^{\pm} = c \mp R\Omega. \quad (21)$$

Времена, затрачиваемые встречными волнами на обход кольца, составят соответственно

$$(t^{\pm})^{\pm} = \frac{2\pi R}{(v_{\phi}^{\pm})^{\pm}} = \frac{2\pi R}{c \mp R\Omega}. \quad (22)$$

Разность времен распространения составит

$$\Delta t' = (t^{\prime})^{+} - (t^{\prime})^{-} = \frac{4\pi R^2\Omega}{c^2(1 - R^2\Omega^2/c^2)}. \quad (23)$$

Полученный результат является верным с точностью до малых релятивистских поправок. Отличие выражения (23) от соответствующего выражения (5), полученного в рамках СТО, определяется коэффициентом  $(1 - R^2\Omega^2/c^2)^{1/2}$ . Объяснение этого различия может быть получено только в рамках СТО: во вращающейся системе координат  $K'$  число  $\pi$  в  $(1 - R^2\Omega^2/c^2)^{1/2}$  раз больше, чем в инерциальной [34, 35], что не было учтено в выражениях (22), (23). Домножив величину  $\Delta t'$ , полученную в выражении (23), на  $(1 - R^2\Omega^2/c^2)^{1/2}$ , получим величину  $\Delta t'$  в выражении (5).

Данный подход при расчете эффекта Саньяка использовался О. Лоджем [198, 228], А. Майкельсоном [167, 168, 229], Ж. Саньяком [1–3], которые были убежденными сторонниками теории "светоносного эфира". Концепция "светоносного эфира" в качестве одной из возможностей объяснения данного эффекта рассматривалась и Л. Зильберштейном [27]. Следует отметить, что вклад Л. Зильберштейна в рассмотрение эффекта Саньяка неоднозначен. С одной стороны, он одним из первых рассмотрел эффект Саньяка с точки зрения СТО и ОТО [27], с другой стороны, в этой же работе проводилось рассмотрение этого эффекта и с точки зрения "светоносного эфира", и с точки зрения непосредственного воздействия сил Кориолиса на траектории встречных волн в кольцевом интерферометре (см. раздел 5.5), что в значительной мере запутало рассмотрение данного вопроса. Л. Зильберштейн был автором одной из лучших монографий по СТО, вышедших в начале XX века [230]. В то же время после опубликования результатов экспериментов Д.К. Миллера [231, 232] (повторявших эксперименты Майкельсона–Морли [12, 13]), в которых, по мнению их автора, было обнаружено существование "светоносного эфира", Л. Зильберштейн опубликовал по этому поводу восторженный отзыв [233], который по смыслу был созвучен заметке А. Тимирязева [234], ярого противника теории относительности. Эксперименты Д.К. Миллера

поколебали уверенность некоторых исследователей в справедливости СТО, и С.И. Вавилов ответил на это своей знаменитой работой [4], в которой он показал несостоятельность теории "светоносного эфира". В вышедшей позднее работе [235] было показано, что в экспериментах Д.К. Миллера имела место систематическая ошибка, связанная с температурным дрейфом длин плеч интерферометра Майкельсона.

Рассмотрение эффекта Саньяка с точки зрения "светоносного эфира" не стало только достоянием истории физики, подобные работы выходят и в настоящее время. В качестве примера можно указать работу [236], в которой как эффект Саньяка, так и эффект Ааронова – Бома, рассматриваются с точки зрения концепции эфира. В работе [237] предлагается с помощью кольцевого интерферометра проводить измерение поступательной скорости движения Земли относительно некоторого абсолютного пространства, в котором эфир покоится, что явно противоречит теории относительности.

Подобного рода подходы, основанные на игнорировании СТО (при этом авторы обычно ссылаются на то обстоятельство, что эффект Саньяка является эффектом первого порядка по  $R\Omega/c$ , откуда делается совершенно ошибочный вывод, что в этом случае можно обойтись без СТО), существуют и по сей день. Характерным моментом неявного применения концепции эфира является использование при расчетах сверхсветовой скорости распространения одной из встречных волн, что явно противоречит СТО. Этот метод расчета эффекта Саньяка используется в известной экспериментальной работе И.Л. Берштейна [14], в обзорных работах [238, 239] и в некоторых учебниках, предназначенных для физических факультетов вузов. В качестве примера можно указать курс электродинамики [240] и курс оптики [241].

Этот же метод вычисления эффекта Саньяка используется у С.И. Вавилова [4], в лекциях по теории относительности Л.И. Мандельштама [84], в курсе теоретической физики Г. Иоса [242], в курсе физической оптики Р. Дитчберна [243] и в приложении к курсу СТО В.А. Угарова [244], однако эти авторы используют его в качестве дидактического приема — для доказательства невозможности существования "светоносного эфира", который, как следует из рассматриваемых опытов, не должен увлекаться вращением, что противоречит результатам экспериментов Майкельсона – Морли [12, 13].

В случае когда интерферометр заполнен оптической средой с коэффициентом преломления  $n$ , в рамках теории "светоносного эфира" для расчета эффекта Саньяка используется гипотеза Френеля о частичном увлечении эфира движущейся оптической средой [44]. Запишем, следуя работе И.Л. Берштейна [14], выражение для фазовых скоростей встречных волн в лабораторной (невращающейся) системе координат  $K$ :

$$v_{\phi}^{\pm} = \frac{c}{n} \pm (1 - \alpha)R\Omega, \quad (24)$$

где  $\alpha = 1 - 1/n^2$  — коэффициент увлечения Френеля [6, 14, 44]. В сопровождающей вращение системе координат  $K'$  выражение для  $(v'_{\phi})^{\pm}$  будет иметь вид

$$(v'_{\phi})^{\pm} = \frac{c}{n} \mp \frac{R\Omega}{n^2}. \quad (25)$$

Времена, затрачиваемые встречными волнами на обход кольца, составят

$$(t')^{\pm} = \frac{2\pi R}{c/n \mp R\Omega/n^2}. \quad (26)$$

Разность времен распространения составит

$$\Delta t' = (t')^{+} - (t')^{-} = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2(1 - R^2 \Omega^2 / (c^2 n^2))}. \quad (27)$$

Таким образом, мы снова с точностью до малых релятивистских поправок получили верный результат: как было показано выше, в случае, когда кольцевой интерферометр и заполняющая его оптическая среда вращаются как единое целое, величина эффекта Саньяка не зависит от коэффициента преломления среды.

Возникает вопрос: почему из заведомо неверной предпосылки о существовании "светоносного эфира" может быть получен верный с точностью до малых релятивистских поправок результат? Ответить на него можно следующим образом.

1. Из предположения о неувлекемом вращением интерферометра эфире делается вывод, что в невращающейся (лабораторной) системе координат эфир неподвижен, откуда следует, что в этой системе скорость света неизменна во всех направлениях, что не противоречит специальной теории относительности: невращающаяся система координат является инерциальной.

2. В случае наличия в интерферометре оптической среды в соответствии с подходом [14] используется коэффициент увлечения Френеля, который может быть получен из релятивистского закона сложения скоростей в качестве первого приближения [40, 54].

Казалось бы, из вышеизложенного можно сделать вывод о том, что теория "светоносного эфира" приводит практически к правильным результатам и ее использование в данном случае вполне допустимо. Однако это не так — данное объяснение содержит внутреннее противоречие. Для объяснения эффекта Саньяка нам потребовалось предположить, что эфир не увлекается не только вращением интерферометра, но даже вращением Земли [167, 168]. В то же время отрицательные результаты экспериментов Майкельсона – Морли [12, 13] и их дальнейших повторений (см. обзоры [4, 6]) могут быть объяснены в рамках концепции "светоносного эфира" только в случае, если эфир полностью увлекается поступательным движением Земли.

Таким образом, как это было отмечено выше, концепция светоносного эфира приводит к противоречивым требованиям: эфир должен полностью увлекаться поступательным движением Земли и совершенно не увлекаться ее вращением [4, 84, 242, 243]. Однако и это противоречие не смущает сторонников существования эфира. Как писал С.И. Вавилов [4]: "Одновременная неподвижность и движение эфира механически, однако, мыслимы... Идею эфира, увлекаемого движущимся телом и одновременно "ирротационного" или безвихревого, развивал в прошлом веке Стокс... Опровергнуть окончательно представление об эфирной оболочке, окружающей Землю... трудно, однако и для детальной разработки этой идеи нет никакой точки опоры". Следует отметить, что упомянутая здесь модель эфира, предложенная Д. Стоксом, содержит неустранимые внутренние противоречия (этот вопрос подробно рассмотрен в [6]).

Отметим здесь, что объяснение эффекта Саньяка с точки зрения концепции неувлекаемого вращением "светоносного эфира" содержит еще одно существенное противоречие, которое, насколько нам известно, ранее не рассматривалось. В рамках данной теории для получения правильного результата всякий раз приходится предполагать, что эфир покоится относительно инерциальной лабораторной системы отсчета, связанной с центром вращения кольцевого интерферометра.

Если эфир совершает равномерное поступательное движение относительно центра вращения интерферометра, то выражение для сдвига фаз встречных волн, обусловленного эффектом Саньяка, будет иметь иной вид, чем (23). Именно на этом и основана идея работы [237] об определении поступательной скорости Земли относительно эфира. По мнению автора [237], два идентичных кольцевых интерферометра, центры которых связаны с двумя различными инерциальными системами отсчета, регистрировали бы различные сдвиги фаз встречных волн, что противоречит одному из основных постулатов СТО о равноправии всех инерциальных систем отсчета.

## 5.2. Эффект Саньяка

### с точки зрения классической кинематики

Концепция неувлекаемого "светоносного эфира" может быть применена только для вычисления величины эффекта Саньяка на электромагнитных волнах. Для того чтобы рассчитать величину эффекта Саньяка в самом общем случае для волн произвольной природы [7–9, 11], можно попытаться применить классические кинематические вычисления, которые основаны на вычислении расстояния, на которое вследствие вращения сместится делительное зеркало на входе кольцевого интерферометра (см. рис. 1) за время обхода кольца встречными волнами, и на использовании галилеевского закона сложения скоростей каждой из встречных волн  $v_{\phi}$  с линейной скоростью вращения  $R\Omega$ . На первый взгляд, такой подход дает возможность рассчитать эффект Саньяка не только для электромагнитных волн, но и для волн, распространяющихся в материальной среде, коэффициент увлечения в которой равен 1 (например, для акустических, а также поверхностных акустических и поверхностных магнитостатических волн — так называемых "медленных" волн [11, 23], и, кроме того, для волн де Бройля материальных частиц — электронов [9, 16], нейтронов [17, 18], мезонов [24], атомов кальция [19], натрия [20] и цезия [21]).

Рассмотрим вначале применение классического кинематического метода для вычисления эффекта Саньяка в оптическом диапазоне в самом общем случае, когда интерферометр заполнен оптической средой с коэффициентом преломления  $n$ , которая вращается вместе с интерферометром. При отсутствии вращения интерферометра время обхода кольца для каждой из встречных волн составит  $t = 2\pi Rn/c$ . При наличии вращения за время  $t$  делительное зеркало сместится на расстояние

$$\Delta l = \frac{2\pi R^2 \Omega n}{c},$$

и длина оптического пути для встречных волн составит

$$l^{\pm} = 2\pi R \pm \frac{2\pi R^2 \Omega n}{c},$$

а скорости встречных волн в лабораторной системе отсчета определяются выражением (24). Разность времен распространения встречных волн в лабораторной системе координат  $K$  в этом случае составит

$$\begin{aligned} \Delta t &= t^+ - t^- = \frac{l^+}{v_{\phi}^+} - \frac{l^-}{v_{\phi}^-} = \\ &= \frac{2\pi R + 2\pi R^2 \Omega n/c}{c/n + \alpha R\Omega} - \frac{2\pi R - 2\pi R^2 \Omega n/c}{c/n - \alpha R\Omega} = \\ &= 4\pi R^2 \frac{\Omega}{c^2} \left[ 1 - n^2 \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right) R^2 \frac{\Omega^2}{c^2} \right]^{-1} \approx \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2}, \quad (28) \end{aligned}$$

где  $\alpha = 1 - 1/n^2$ . Полученное выражение с точностью до релятивистских поправок совпадает с выражением (4), и, таким образом, классический кинематический подход дает для эффекта Саньяка в оптическом диапазоне практически правильный результат.

Первым классический кинематический способ вычисления величины эффекта Саньяка в оптическом диапазоне применил М. Лауэ в 1911 г. [69]. В этой работе рассматривался четырехзеркальный интерферометр и для вычисления разности длин оптических путей встречных волн учитывались повороты каждого из зеркал за то время, пока его достигала каждая из встречных волн. Приведенный выше расчет для встречных волн, распространяющихся по кольцу, существенно проще и приводит к тому же результату, что и в [69]. Рассматриваемый способ вычисления величины эффекта Саньяка используется также в ряде других работ [5, 6, 36, 38, 74, 75, 91, 126, 128, 245–247]. Такое же объяснение причины возникновения эффекта Саньяка приводится и в двух последних изданиях физической энциклопедии [248, 249]. Вычисления величины эффекта Саньяка, проведенные в работах [238–242], также могут рассматриваться как классические кинематические.

В случае если рассмотрение эффекта Саньяка проводится не для электромагнитных волн, а для волн, распространяющихся в материальной среде, коэффициент увлечения в которой равен 1 (например, для поверхностных акустических и магнитостатических волн — так называемых "медленных" волн [11, 23]), классический кинематический способ расчета приводит к серьезным ошибкам. Рассмотрим, следуя [23], кольцевой интерферометр на "медленных" волнах с помощью кинематического подхода. Пусть фазовая скорость распространения "медленной" волны составляет  $v_{M\phi}$ ; тогда скорости встречных волн в лабораторной системе отсчета составят соответственно

$$v_{M\phi}^{\pm} = v_{M\phi} \pm R\Omega.$$

При отсутствии вращения интерферометра время обхода кольца для каждой из встречных волн составит

$$t = \frac{2\pi R}{v_{M\phi}}.$$

Если интерферометр вращается с угловой скоростью  $\Omega$ , то за время  $t$  устройство, возбуждающее в кольце встречные волны, которое также используется для обратного преобразования "медленных" волн в электрический сигнал (и играет ту же роль, что и делительное зеркало в оптическом кольцевом интерферометре), сместится на



расстояние

$$\Delta l = R\Omega t = \frac{2\pi R^2 \Omega}{v_{M\phi}}.$$

Длина оптического пути для встречных волн составит

$$l^{\pm} = 2\pi R \pm \frac{2\pi R^2 \Omega}{v_{M\phi}},$$

а разность времен распространения встречных волн составит

$$\begin{aligned} \Delta t &= t^+ - t^- = \frac{l^+}{v_{M\phi}^+} - \frac{l^-}{v_{M\phi}^-} = \\ &= \frac{2\pi R + 2\pi R^2 \Omega / v_{M\phi}}{v_{M\phi} + R\Omega} - \frac{2\pi R - 2\pi R^2 \Omega / v_{M\phi}}{v_{M\phi} - R\Omega} = 0. \end{aligned} \quad (29)$$

Таким образом, используя кинематический метод расчета, мы, равно как и авторы [23], пришли к выводу о том, что эффект Саньяка для "медленных" волн не существует. Аналогичный результат может быть получен и для других типов волн (например, для обычных акустических волн). Это абсолютно ошибочный результат: вычисления, проведенные с использованием СТО [11], показывают, что эффект Саньяка на медленных волнах существует, разность времен распространения встречных волн в этом случае составляет  $\simeq 4\pi R^2 \Omega \omega / c^2$ .

Причина ошибок, к которым приводит классический кинематический метод расчета эффекта Саньяка, заключается в том, что для вычисления скоростей встречных волн используется галилеевский, а не релятивистский закон сложения скоростей — скорости распространения волны в среде и скорости вращения. В случае когда рассматривается эффект Саньяка в оптическом диапазоне, использование коэффициента увлечения Френеля, как было отмечено выше, соответствует в первом приближении релятивистскому закону сложения скоростей, и в этом случае результат расчета является верным с точностью до малых релятивистских поправок. В остальных же случаях результаты расчета с помощью классического кинематического метода являются ошибочными.

Вычисление эффекта Саньяка для волн де Бройля материальных частиц с помощью классического кинематического метода также приводит к нулевому результату [79]. Автор работ [130, 131] приходит к выводу, что эффект Саньяка в оптическом диапазоне может быть и релятивистским, и классическим, а эффект Саньяка в квантовой механике (т.е. на волнах де Бройля) — исключительно релятивистским. К такому же выводу приходят авторы работ [79, 80]. Автор работы [80] пишет, что "нерелятивистский квантовый эффект Саньяка представляется парадоксальным". Однако дело здесь, разумеется, не в особой специфике эффекта Саньяка в квантовой механике (эффект Саньяка всегда является релятивистским [10, 11]), а в том, что для волн де Бройля материальных частиц так же, как и для акустических волн, невозможно ввести некоторый коэффициент, аналогичный коэффициенту увлечения Френеля в оптике, который, с одной стороны, является первым приближением релятивистского закона сложения скоростей, а с другой — дает иллюзию того, что мы пользуемся галилеевским законом сложения скоростей с некоторым поправочным коэффициентом, т.е. иллюзию того, что мы остаемся в рамках классической теории.

### 5.3. Эффект Саньяка как проявление классического эффекта Доплера от движущегося делительного зеркала

Это объяснение эффекта Саньяка основано на рассмотрении вращающегося делительного зеркала (в общем случае делительного устройства) кольцевого интерферометра в неподвижной системе отсчета как движущегося источника излучения, который излучает в направлении вращения более короткую длину волны, а в противоположном направлении — большую длину волны, чем это было бы в отсутствие вращения. При этом, по мнению сторонников данного подхода, на одинаковой длине кольца для противоположных направлений распространения укладывается разное количество длин волн, что и приводит к сдвигу фазы интерференционной картины на выходе интерферометра. Рассматриваемый подход является принципиально ошибочным: для появления эффекта Доплера необходимо наличие относительного движения источника и приемника излучения. В данном случае и источником, и приемником излучения является делительное зеркало кольцевого интерферометра, которое не может двигаться само относительно себя. Отметим здесь, что как показано в работе А. Эйнштейна [54], частота и, следовательно, длина волны света во вращающейся системе отсчета в случае, когда кольцевой интерферометр и среда вращаются как единое целое, в первом приближении по  $R\Omega/c$  остаются неизменными.

Вообще говоря, проведение вычислений, связанных с интерференцией лучей в неинерциальной системе отсчета, которая имеет некоторое ускорение вдоль прямой линии, с помощью классического эффекта Доплера вполне допустимо [250]. Оно основано на том факте, что источник излучения в момент испускания имел иную скорость, чем приемник в момент поглощения. Это можно пояснить также исходя из принципа эквивалентности: в момент излучения и в момент приема имеют место различные величины нерелятивистского гравитационного потенциала [250, 251], и частоты испущенного и принятого сигнала будут различаться. Однако во вращающейся системе отсчета при отсутствии угловых ускорений источник (он же приемник излучения — делительное зеркало) всегда имеет одну и ту же абсолютную величину линейной скорости.

Для того чтобы наглядно продемонстрировать ошибочность данного метода вычисления эффекта Саньяка, рассмотрим его применение в оптике, где величина эффекта Доплера не зависит от того, движется среда, заполняющая пространство между источником и приемником излучения, или нет [6, 39]. Длина волны света для встречных волн в кольцевом интерферометре, обусловленная эффектом Доплера, в лабораторной системе отсчета  $K$ , где делительное зеркало движется с линейной скоростью  $R\Omega$ , должна составить

$$\lambda^{\pm} = \lambda \left( 1 \pm \frac{R\Omega n}{c} \right),$$

где  $\lambda$  — длина волны света при отсутствии вращения [39]. Волновые числа и длины оптических путей для встречных волн составят соответственно

$$k^{\pm} = \frac{2\pi n}{\lambda^{\pm}}, \quad l^{\pm} = (2\pi R \pm R\Omega t)n$$

(где  $t = 2\pi Rn/c$  — время прохождения волной кольца,  $n$  — коэффициент преломления), а разность фаз встречных волн, обусловленная эффектом Саньяка, составит

$$\Phi_S = k^+ l^+ - k^- l^- = \frac{4\pi^2 Rn}{\lambda} \left( \frac{1 + R\Omega n/c}{1 - R\Omega n/c} - \frac{1 - R\Omega n/c}{1 + R\Omega n/c} \right) = \frac{16\pi S\Omega n^2}{\lambda c(1 - R^2\Omega^2/(c^2n^2))} \approx 16 \frac{\pi\Omega S n^2}{\lambda c} = 16 \frac{\pi\Omega S n^2 v}{c^2}, \quad (30)$$

где  $v = c/\lambda$  — частота света.

Даже в случае отсутствия оптической среды в интерферометре мы получили завышенный в два раза по сравнению с выражением (7) результат, кроме того, величина  $\Phi_S$  в выражении (30) пропорциональна  $n^2$ . Для получения "правильного" выражения авторы, использующие данный метод вычисления величины эффекта Саньяка, принимают длины оптических путей для встречных волн равными:

$$l^+ = l^- = 2\pi R,$$

т.е. скорости встречных волн рассматриваются в системе отсчета  $K$ , а длины оптических путей — в системе отсчета  $K'$ , и, кроме того, рассматривают случай  $n = 1$ .

Таким образом, в случае наличия в интерферометре оптической среды ошибка будет определяться коэффициентом  $2n^2$ .

Однако в действительности величина эффекта Саньяка не зависит от коэффициента преломления среды, заполняющей интерферометр. Это следует как из строгих расчетов с использованием специальной теории относительности [5, 11, 54], так и из экспериментальных работ Б. Погани [50–52] и И.Л. Берштейна [14] (см. также обзоры [4, 8]); тем не менее еще во времена создания первых ВКИ вопрос о влиянии показателя преломления на чувствительность ВКИ активно обсуждался [43, 55–57, 134]. Экспериментальные измерения эффекта Саньяка в ВКИ [43, 56] также показали, что сдвиг фазы встречных волн, обусловленный эффектом Саньяка, не зависит от коэффициента преломления ОВС.

Представляет интерес выяснить, каким образом укоренилось мнение, что эффект Саньяка можно рассматривать как следствие эффекта Доплера во вращающемся интерферометре. В работе А. Дюфо и Ф. Прюнье [252] эффект Саньяка рассматривался как проявление эффекта Доплера от вращающегося делительного зеркала. Вот, что написано по поводу эффекта Саньяка в "Оптике" А. Зоммерфельда [91], после проведения расчета классическим кинематическим способом: "Мы могли бы сократить приведенный выше расчет, если бы исходили из эффекта Доплера, который имеет здесь место вследствие того, что полупрозрачная пластинка  $H$  действует как движущийся источник, излучающий вперед и назад различные длины волн". Авторитет А. Зоммерфельда сыграл в данном случае отрицательную роль: после выхода в свет работы [91] утверждение, что причиной появления эффекта Саньяка является эффект Доплера от движущегося делительного зеркала, стало употребляться довольно часто (см., например, [36, 126]). Данное утверждение как одна из возможностей объяснения эффекта Саньяка приводится в работах [18, 80], в обзорах [36, 74, 126, 239, 253], в обзорной части работы [9], в монографии по волоконной гироскопии [75], в курсе волновой оптики [254], в двух последних изданиях

физической энциклопедии [248, 249] и в ряде других работ (см., например, [117, 126]). В энциклопедии "Квантовая электроника" [255] и в курсе квантовой электроники [256] эффект Доплера приводится как единственно возможная причина расщепления частот встречных волн во вращающемся кольцевом лазере, т.е. эффект Саньяка полностью игнорируется. В работе [135] высказывается утверждение, что эффект Саньяка представляет собой вариант эффекта Доплера — изменение частот встречных волн во вращающейся системе отсчета. Вот, что пишет известный специалист по волоконной гироскопии Э. Лефевр после объяснения причин возникновения эффекта Саньяка в рамках СТО и с помощью эффекта Доплера [74, 75]: "Эти два объяснения эквивалентны, но позабудьте не использовать их одновременно!"

Применяя рассматриваемый метод, вычислим величину эффекта Саньяка для волн, распространяющихся в материальной среде, например, для обычных акустических или "медленных" волн. Длина акустической волны для встречных направлений распространения в кольцевом интерферометре, обусловленная эффектом Доплера, должна составить в системе отсчета  $K$  [39]

$$\lambda_{зв}^{\pm} = \lambda_{зв} \left( 1 \mp \frac{R\Omega}{v_{зв}} \right),$$

где  $\lambda_{зв}$  — длина волны при отсутствии вращения,  $v_{зв}$  — скорость звука в среде. Волновые числа и длины путей для встречных волн составят соответственно

$$k_{зв}^{\pm} = \frac{2\pi}{\lambda_{зв}^{\pm}}, \quad l^{\pm} = 2\pi R \pm R\Omega t$$

(где  $t = 2\pi R/v_{зв}$  — время прохождения волной кольца), а разность фаз встречных волн, обусловленная эффектом Саньяка, составит

$$\Phi_S = k_{зв}^+ l^+ - k_{зв}^- l^- = \frac{4\pi^2 R}{\lambda_{зв}} \left( \frac{1 + R\Omega/v_{зв}}{1 - R\Omega/v_{зв}} - \frac{1 - R\Omega/v_{зв}}{1 + R\Omega/v_{зв}} \right) = \frac{16\pi^2 R^2 \Omega}{\lambda_{зв} v_{зв} (1 - R^2 \Omega^2 / v_{зв}^2)} \approx \frac{16\pi S \Omega}{\lambda_{зв} v_{зв}} = \frac{16\pi S \Omega v_{зв}}{v_{зв}^2}, \quad (31)$$

где  $v_{зв} = v_{зв}/\lambda_{зв}$  — частота звука.

Полученное выражение является неверным, в частности, в него вместо скорости света входит скорость материальной волны, что многократно, в  $2(c/v_{зв})^2$ , завышает величину эффекта Саньяка по сравнению с реальной [11]. Здесь следует также отметить, что условием появления эффекта Доплера в акустике является движение источника или приемника относительно среды, причем их скорости должны быть различными [39]. Однако в кольцевом интерферометре источник (он же приемник — делительное устройство) неподвижен относительно среды.

Авторы [18, 80] пытаются объяснить с помощью эффекта Доплера сдвиг фазы для встречных волн де Бройля материальных частиц. Длина волн де Бройля встречных волн должна составить в системе отсчета  $K$

$$\lambda_m^{\pm} = \frac{h}{mv_m^{\pm}} = \frac{h}{m(v_m \pm R\Omega)},$$

где  $h$  — постоянная Планка,  $m$  — масса частицы,  $v_m$  — скорость материальной частицы (групповая скорость

распространения волнового пакета). Волновые числа и длины путей для встречных волн в системе отсчета  $K$  составят соответственно

$$k_m^\pm = \frac{2\pi}{\lambda_m^\pm}, \quad l^\pm = 2\pi R \pm R\Omega t$$

(где  $t = 2\pi R/v_m$  — время прохождения волной кольца), а разность фаз встречных волн, обусловленная эффектом Саньяка, составит

$$\Phi_S = k_m^+ l^+ - k_m^- l^- = \frac{16\pi^2 R^2 \Omega m}{h(1 - R^2 \Omega^2 / v_m^2)} \approx \frac{16\pi S \Omega m}{h}. \quad (32)$$

Таким образом, мы снова получили неверный результат, который в два раза больше, чем в выражении (20). Для того чтобы получить правильное выражение, авторы [18, 80] принимают  $l^+ = l^-$ .

Основной вывод данного раздела: эффект Саньяка никоим образом не связан с эффектом Доплера, ошибочный вывод об этом связан с тем, что оба этих эффекта являются эффектами первого порядка по  $v/c$ .

#### 5.4. Эффект Саньяка как проявление эффекта увлечения Френеля – Физо

Первым, кто предположил, что причиной возникновения разности фаз встречных волн во вращающемся кольцевом интерферометре является эффект увлечения Френеля – Физо [44, 59, 60], был Ф. Гарресс [46], который первым проводил экспериментальные исследования рассматриваемого эффекта (см. обзоры [4–9, 49]). Он полагал, что в отсутствие среды в кольцевом интерферометре его вращение не вызовет разности фаз встречных волн. В этом случае выражение для скорости встречных волн во вращающейся системе отсчета будет иметь вид

$$v_\Phi^\pm = \frac{c}{n} \pm \alpha R \Omega,$$

где  $\alpha = 1 - 1/n^2$  — коэффициент увлечения Френеля. Соответственно при обработке результатов экспериментов он допустил ошибки, которые впоследствии были исправлены П. Гарпером [47] и А. Эйнштейном [54].

В работе [26] М. Лауэ наряду с объяснением эффекта Саньяка в рамках СТО предпринял попытку свести его к эффекту увлечения Френеля – Физо, причем эксперименты Ф. Гарресса [46] представлялись как некоторый аналог экспериментов П. Зеемана [61, 62]. В работе [257] был предложен эксперимент, который, по замыслу автора, должен был доказать справедливость этого предположения. Одно из плеч кольцевого лазера, представлявшее собой брусок стекла, должно было совершать возвратно-поступательное движение, другие два плеча должны были при этом вращаться вокруг одного из своих концов, обеспечивая непрерывность оптических путей для встречных волн, а плечо, в котором установлена газоразрядная трубка, при этом оставалось неподвижным. В действительности предложенные в [257] эксперименты представляют лазерный вариант экспериментов У. Кантора [63].

Однако, как было показано еще в работе А. Эйнштейна [54], эффект Саньяка никоим образом не является следствием эффекта увлечения Френеля – Физо — он

существует даже при отсутствии оптической среды в кольцевом интерферометре. Более того, наличие среды никак не влияет на величину эффекта Саньяка. При этом увеличение длины оптического пути для лучей в кольцевом интерферометре, возникающее из-за наличия в нем оптической среды с коэффициентом преломления  $n$ , полностью компенсируется уменьшением коэффициента увлечения Френеля  $\alpha = 1 - 1/n^2$ .

В период создания первых ВКИ данный вопрос вновь обсуждался [55–57]. В некоторых вышедших в последнее время работах эффект Саньяка при наличии оптической среды в кольцевом интерферометре [258] или кольцевом лазере [135] вновь связывается с эффектом увлечения Френеля – Физо.

#### 5.5. Эффект Саньяка и силы Кориолиса

Как было показано в разделах 3.2, 3.3, эффект Саньяка может рассматриваться как следствие различных замедлений времен или изменения фазы волны де Бройля материальной частицы для встречных волн под влиянием нерелятивистского гравитационного скалярного или соответственно векторного потенциала сил Кориолиса во вращающейся системе отсчета. В работе [27] (см. также [259]) Л. Зильберштейн среди прочих объяснений эффекта Саньяка (СТО, ОТО, "светоносный эфир") предложил объяснить существование данного эффекта с помощью рассмотрения непосредственного воздействия сил Кориолиса на встречные волны. Автор [27] полагал, что вследствие действия сил Кориолиса на встречные волны в трехзеркальном кольцевом интерферометре оптический путь волны, направление которой совпадает с направлением вращения, представляет собой треугольник с несколько выпуклыми сторонами, а путь противоположной волны — треугольник с несколько вогнутыми сторонами. В этом случае площади треугольников различаются, и поскольку добавочное время распространения каждой из встречных волн, которое обусловлено эффектом Саньяка, пропорционально площади замкнутого контура [35], для встречных волн возникает разность времен распространения.

Однако вскоре в работе А. Ланна [70] было показано, что хотя при вращении контуры треугольников для встречных волн несколько не совпадают, их площади равны: вклад в изменение площади контура вследствие отклонения каждого из встречных лучей из-за действия сил Кориолиса полностью компенсируется соответствующим вкладом от изменения угла падения на следующее зеркало. Проще всего равенство площадей контуров для встречных волн показать в неподвижной системе отсчета, где силы Кориолиса отсутствуют. В этом случае требуется учесть только повороты отражающих зеркал в соответствующие моменты времени, как это сделал М. Лауэ [69].

#### 5.6. Эффект Саньяка как следствие разности орбитальных моментов фотонов во встречных волнах

В работе [133] (см. также [260]) используется метод расчета эффекта Саньяка, основанный на учете изменения орбитальных моментов макроскопических фотонных орбит и энергии генерируемых фотонов во вращающемся кольцевом лазере. Рассматриваемый подход предполагает, что при вращении орбитальные моменты макроскопических фотонных орбит для встречных волн становятся различными и соответственно становятся

различными энергии фотонов и частоты встречных волн. В действительности различие частот встречных волн имеет место во вращающемся кольцевом лазере вследствие того, что из-за эффекта Саньяка оптические пути для встречных волн становятся различными.

Объяснение эффекта Саньяка в работе [133] близко к рассмотренному выше объяснению эффекта Саньяка как следствия эффекта Доплера — в обоих случаях используется предположение о различии частот встречных волн. Здесь следует отметить, что сам результат расчета эффекта Саньяка в кольцевом резонаторе, основанный на учете изменения орбитальных моментов макроскопических фотонных орбит во вращающейся системе отсчета, является ошибочным. Как показано в работе А. Эйнштейна [54], во вращающейся системе отсчета частота света в порядке величины  $v/c$  остается неизменной. В волоконном кольцевом резонаторе для изменения частоты фотона требуется, чтобы резонатор совершал ускоренное движение в направлении, перпендикулярном стенке световода [261].

Тем не менее в работе [133] в рамках учета изменения орбитальных моментов макроскопических фотонных орбит во вращающейся системе отсчета было получено адекватное выражение для разности частот встречных волн во вращающемся кольцевом лазере, что является (как и в рассмотренном выше случае с рассмотрением эффекта Саньяка как следствия эффекта Доплера) простым совпадением, поскольку все три этих эффекта являются эффектами первого порядка по  $v/c$ .

Однако для случая, когда встречные волны находятся в режиме захвата, из результатов [133] следует, что их плоскости поляризации будут развернуты между собой на угол, численно равный разности фаз встречных волн, обусловленной эффектом Саньяка. Иными словами, это означает, что во вращающейся системе отсчета скорости распространения для волн с правой и левой круговыми поляризациями различны, причем знак этого различия зависит от того, совпадает направление распространения волны с направлением вращения или противоположно ему. Последний эффект (несмотря на то, что он является эффектом первого порядка по  $v/c$  и, следовательно, достаточно велик), насколько нам известно, никогда экспериментально не наблюдался. Напомним, что такой же ошибочный результат был получен в работах [111, 112, 114, 124, 125, 140] в рамках ОТО (см. раздел 2.2).

Ошибка, допущенная авторами [133], близка к рассмотренной выше ошибке, допущенной в работах [127, 130, 181–186], полностью отождествляющих эффект Саньяка с эффектом Ааронова–Бома. При вращении массивного тела действительно происходит вращение плоскости поляризации распространяющегося вблизи него пучка света [111, 199–202, 262], траектория которого в этом случае имеет неплоскую кривизну. В этом случае вращение плоскости поляризации является проявлением эффекта Рытова [210–212] для оптически неоднородных сред, причем в данном случае неоднородность является следствием искривления пространства вращающейся массой, т.е. следствием влияния эффекта Лензе–Тирринга [100–103], что влияет на скорость распространения право- и левополяризованных фотонов. Таким образом, вблизи вращающейся массы даже вакуум приобретает круговое двулучепреломление. Однако, как было отмечено выше, вращение реального

тела и вращение системы отсчета приводят к различным физическим явлениям. Авторы [111, 112, 114, 124, 125, 133, 140, 260] пришли к ошибочному выводу, что во вращающейся системе отсчета также будет иметь место оптическая неоднородность, которая приводит к различию скоростей распространения право- и левополяризованных фотонов.

Отметим здесь, что для пучка света, распространяющегося в направлении вращения, действительно имеет место поворот плоскости поляризации — эффект увлечения поляризации Ферми [263, 264], который очень мал [265] и до сих пор не нашел практического применения для измерения угловой скорости вращения. Напомним, что при совпадении оси вращения с направлением распространения оптических волн, когда реализуется поляризационный эффект Ферми, эффект Саньяка не имеет места. Последнее обстоятельство позволяет рассмотреть возможность измерения поляризационного эффекта Ферми с помощью кольцевого лазера, вращающегося вокруг одного из своих плеч, которое заполнено оптической средой [266].

### 5.7. Эффект Саньяка как проявление инерциальных свойств электромагнитного поля

В работе [136] приводится вывод выражения для обусловленной эффектом Саньяка разности частот встречных волн в кольцевом лазере, основанный на инерциальных свойствах электромагнитного поля в кольцевом резонаторе. В этой работе рассматривается вызванная вращением деформация структуры стоячих волн в кольцевом резонаторе, который представляет собой идеальный металлический цилиндр с коэффициентом отражения, равным 1. Сам автор работы [136] характеризует свой подход как "разновидность эфирной теории с приспособлением последней к специальной теории относительности при малых линейных скоростях вращения". С нашей точки зрения, такой подход до некоторой степени аналогичен рассмотренному выше представлению эффекта Доплера как причины возникновения эффекта Саньяка, а правильное с точностью до релятивистских поправок выражение для разности частот встречных волн в кольцевом лазере получено в этой работе в силу того, что разность частот встречных волн пропорциональна отношению  $v/c$ , где  $v = R\Omega$ , а также потому, что в [136] рассматривается кольцевой резонатор, не заполненный оптической средой.

Здесь следует отметить, что инерциальные свойства волн (а точнее говоря, волновых пакетов) используются в таких гироскопических приборах, как волновые твердотельные гироскопы [267], а также гироскопы, принцип действия которых основан на макроскопических квантовых свойствах сверхтекучего гелия [268–270]. Эти устройства наряду с маятником Фуко и механическими гироскопами [216, 217, 271] являются датчиками углового положения в пространстве, в то время как устройства, принцип действия которых основан на эффекте Саньяка (оптические кольцевые интерферометры, кольцевые лазеры, кольцевые интерферометры на волнах де Бройля, акустических и "медленных" волнах), являются датчиками угловой скорости. В этом заключается принципиальное различие устройств, использующих свойство физических тел или волновых пакетов сохранять свою ориентацию в пространстве, и устройств, использующих эффект Саньяка.

### 5.8. Эффект Саньяка в некорректных теориях гравитации

В настоящее время среди многочисленных теорий гравитации существуют и так называемые некорректные теории гравитации, следствия которых приходят в противоречие с результатами классических экспериментов по проверке ОТО, проведенных в пределах Солнечной системы. В [110, 272, 273] приводится многоэтапная процедура, выполнив которую, можно по величине постньютоновских параметров в рассматриваемой теории гравитации определить, является ли эта теория корректной.

К некорректным теориям гравитации, согласно [110, 272, 273], относится скалярная теория Х. Йилмаза [25, 274–276], которая возникла так же, как и ряд других упомянутых выше корректных теорий гравитации [107–110, 272, 273], вследствие наличия проблем с применением принципа Маха в ОТО. Как показано в [110, 272, 273], из теории Х. Йилмаза следует, в частности, что угловая скорость вращения планет и прецессии их перигелия зависят от скорости между системой отсчета, связанной с центральным телом, вокруг которого обращается планета, и привилегированной системой отсчета, которая покоится относительно центра масс Вселенной. Отметим, что после обнаружения анизотропии реликтового излучения [277] в литературе обсуждается возможное влияние скорости системы отсчета относительно привилегированной системы отсчета на некоторые физические законы, в частности на изотропию скорости света [169, 278, 279]. Однако эксперименты, проведенные с лазером с поглощающей ячейкой [280], показали, что с точностью до  $2 \times 10^{-13}$  анизотропия скорости света не наблюдается. Точность измерения анизотропии скорости света можно повысить примерно на три порядка, используя оптоволоконный интерферометр Майкельсона с длиной плеч 1–10 км [281].

В работе Х. Йилмаза [25] приводится подробное рассмотрение эффекта Саньяка, который именуется "таинственным", в рамках теории гравитации [25, 274–276]. Из результатов [25], в частности, следует, что в сопровождающей вращение системе отсчета коэффициенты преломления вакуума для встречных волн различны:

$$\frac{1}{n^{\pm}} = 1 \pm \frac{\Omega R}{c}.$$

Это, по мнению автора [25], и является причиной возникновения эффекта Саньяка. Напомним, что, как было отмечено выше, величина эффекта Саньяка вообще не зависит от коэффициента преломления среды.

### 5.9. Другие некорректные объяснения эффекта Саньяка

Существует еще ряд некорректных объяснений эффекта Саньяка, которые, однако, встречаются существенно реже, чем рассмотренные выше. Здесь мы перечислим их почти без комментариев.

В работах [282–284] (см. также [9]) эффект Саньяка рассматривается как следствие нарушения обращения времени для встречных волн в кольцевом интерферометре (резонаторе) во вращающейся системе отсчета. Известно, что в постоянном гравитационном поле, которое создается вращающимся телом, время необратимо [34]. Однако, как было показано выше, вращение

массивного тела не эквивалентно вращению системы отсчета вокруг неподвижного массивного тела. Таким образом, во вращающейся системе отсчета время обратимо. Более того, эффект Саньяка существует вне зависимости от наличия внутри кольцевого интерферометра массивного тела.

В работе [223] эффект Саньяка рассматривается с точки зрения расширенного понимания гипотезы о локальности. Для вычисления величины эффекта Саньяка в [223] используется следующее соотношение между энергией фотона  $E$  в неподвижной системе отсчета и энергией фотона  $E'$  в сопровождающей вращение системе отсчета:

$$E' = \gamma(E - \Omega L),$$

где  $\gamma = (1 - R^2\Omega^2/c^2)^{-1/2}$ ,  $L$  — орбитальный момент фотона,  $\Omega$  — угловая скорость вращения,  $R$  — радиус вращения. Очевидно, что метод расчета, используемый в [223], аналогичен рассмотренному выше методу [133], основанному на учете изменения орбитальных моментов макроскопических фотонных орбит и энергии генерируемых фотонов во вращающемся кольцевом лазере. Как было показано выше, он является некорректным и приводит к некоторым ошибкам.

В работе [285] эффект Саньяка рассматривается как следствие справедливости принципа Ферма во вращающейся системе отсчета. Движение свободной материальной частицы в гравитационном поле определяется принципом Ферма (наименьшего действия), согласно которому частица движется так, что ее мировая точка перемещается по геодезической в четырехмерном пространстве-времени [34]. Однако фотон в кольцевом интерферометре не является свободной частицей [261], он многократно отражается от зеркал или следует по светонесущей жиле ОВС в ВКИ.

В работе [286] эффект Саньяка рассматривается как проявление адиабатического инварианта во вращающейся системе отсчета.

В работе [287] полагается, что эффект Саньяка связан с решением Шварцшильда [288] во вращающейся системе отсчета. В соответствии с предположением [287] в силу принципа эквивалентности во вращающейся системе отсчета к фотонам приложены гравитационные поля, причем для одной встречной волны в кольцевом интерферометре скорость возрастает, для другой убывает. Следует отметить, что последнее имеет место исключительно при наличии углового ускорения [117], и, следовательно, эффект Саньяка в [287] получает некорректное объяснение. Кроме того, эффект Саньяка в [287] рассматривается как аналог отклонения светового луча в гравитационном поле, причем рассмотрение проводится исходя из ранней ошибочной работы А. Эйнштейна [175]. В работе [289] высказывается точка зрения на эффект Саньяка, близкая к [287]. Однако автор [289] более осторожен, он отмечает, что не претендует на то, что стандартное вычисление эффекта Саньяка некорректно. Более того, он указывает, что этот результат может быть получен совершенно корректно в неподвижной системе отсчета в пространстве Минковского, т.е. в рамках СТО.

Автор работы [227] исходит из явно ошибочного предположения о том, что ускоренное движение (в том числе и вращение) является не абсолютным, а относительным, следствием чего, по его мнению, и является эффект Саньяка.

В работе [80] эффект Саньяка рассматривается как следствие парадокса близнецов во вращающейся системе отсчета.

## 6. Заключение

Мы ознакомились с некоторыми, наиболее интересными, с точки зрения автора, работами, посвященными эффекту Саньяка. Проведенный обзор показывает, что в настоящее время имеется большое число совершенно различных объяснений физических причин возникновения данного эффекта. По-видимому, никакой другой эффект не находил столь различных и иногда взаимно исключающих интерпретаций.

Интерес к эффекту Саньяка в различное время проявляли О. Лодж, А. Майкельсон, М. Лауэ, Ж. Саньяк, А. Эйнштейн, П. Ланжевэн, Л. Зильберштейн, К. Рунге, Б. Погани, А. Зоммерфельд, Ф. Цернике, К. Мёллер, М.А. Тоннела, Ж. Сакураи, Я. Ааронов, а в нашей стране С.И. Вавилов, Л.И. Мандельштам, Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц, И.Л. Берштейн, Г.В. Скоцкий, В.А. Угаров, А.А. Логунов.

Как было показано выше, эффект Саньяка является следствием релятивистского закона сложения скоростей — скорости распространения волны произвольной природы и скорости вращения интерферометра — и, следовательно, является кинематическим эффектом СТО [10, 11]. Было также показано, что при отсутствии гравитирующих масс, т.е. при отсутствии кривизны пространства, вычисление эффекта Саньяка с точки зрения СТО и ОТО совершенно эквивалентно. Тем не менее в настоящее время некоторые исследователи задаются вопросом, можно ли проводить расчеты в ускоренных системах отсчета (в частности, во вращающихся системах отсчета) с помощью СТО. 2 февраля 1952 г. Р. Шенкланд обратился с этим вопросом к А. Эйнштейну (в связи с обсуждением влияния вращения Земли на результаты экспериментов Майкельсона–Морли [12, 13] и Д.К. Миллера [231, 232]) и получил следующий ответ [290]: "О да, это верно, пока нет тяготения; во всех остальных случаях специальная теория относительности применима. Хотя, возможно, подход общей теории относительности лучше, но он не необходим".

Подводя итоги данной работы, можно сделать вывод, что все объяснения физической природы эффекта Саньяка, кроме релятивистского, являются неверными, хотя в ряде частных случаев и приводят к правильному с точностью до релятивистских поправок результату. Последнее связано с тем обстоятельством, что эффект Саньяка наряду с рядом других эффектов, которыми его пытаются подменить, является эффектом первого порядка по  $v/c$ . Это и привело к большому числу различных некорректных объяснений рассматриваемого эффекта: от сведения его к следствию галилеевского закона сложения скоростей или к какому-либо другому известному эффекту первого порядка (эффекту Доплера, Френеля–Физо, Ааронова–Бома, Лензе–Тирринга и ряду других) до туманных и запутанных построений в рамках некорректной теории гравитации [25] или реанимации теории светоносного эфира [136, 236, 237]. Как было показано выше, часто помимо эффекта Саньяка имеют место и другие рассмотренные выше эффекты, что также затрудняет рассмотрение и в

ряде случаев приводит исследователей к неадекватным выводам.

Численное совпадение результата, полученного некорректным способом, с результатом корректных расчетов вовсе не свидетельствует о возможности объяснения одного и того же явления двумя или более различными способами. В качестве примера можно привести выражение для скорости света в движущейся среде, полученное в 1818 г. О. Френелем на основании теории частичного увлечения светоносного эфира [44]. Это выражение используется в оптике и по сей день, оно дает правильный результат с высокой точностью, в нем не учитывается лишь очень малая поправка, связанная с дисперсией среды, которая может быть получена только с помощью СТО [54]. Но при этом не следует забывать о том, что работа О. Френеля [44] сыграла в развитии физики не только положительную, но и отрицательную роль: благодаря ей около 90 лет, вплоть до создания СТО, просуществовала теория светоносного эфира. Не выскажи в свое время О. Френель предположение о частичном увлечении светоносного эфира движущейся средой, противоречие между результатами экспериментов Майкельсона–Морли [12, 13] и теорией светоносного эфира заставило бы исследователей задуматься и это, возможно, привело бы к открытию закона релятивистского сложения скоростей (и, быть может, даже к созданию СТО) раньше, чем это произошло в действительности. Можно привести и другой пример — полностью игнорирующее выводы ОТО объяснение гравитационного красного смещения как следствия изменения его потенциальной энергии при движении в гравитационном поле, дающее тем не менее правильный по абсолютной величине результат. Некорректность этой точки зрения показана в работе [41].

Таким образом, получение правильного результата "неправильным" способом может затруднить физическое понимание рассматриваемого эффекта и отсрочить построение адекватной теории.

Я благодарен памяти моего отца Б.Ф. Малыкина (04.05.1912–26.06.1999), побудившего меня заняться этой интереснейшей физической проблемой.

В заключение автор выражает благодарность Вл.В. Кочаровскому за ряд полезных замечаний к разделу 2.1 и В.И. Поздняковой за помощь в работе.

Работа частично поддержана грантами РФФИ (№ 00-15-96732 и № 00-02-17344).

## Список литературы

1. Sagnac M G *C.R. Acad. Sci.* **157** 708 (1913)
2. Sagnac M G *C.R. Acad. Sci.* **157** 1410 (1913)
3. Sagnac M G *J. Phys. – Paris Ser. 5* **4** 177 (1914)
4. Вавилов С И "Экспериментальные основания теории относительности" *Собрание сочинений Т. 4* (М.: Изд. АН СССР, 1956) с. 9
5. Post E J *Rev. Mod. Phys.* **39** 475 (1967)
6. Франкфурт У И, Френк А М *Оптика движущихся тел* (М.: Наука, 1972)
7. Anderson R, Bilger H R, Stedman G E *Am. J. Phys.* **62** 975 (1994)
8. Малыкин Г Б *УФН* **167** 337 (1997)
9. Hasselbach F, Nicklaus M *Phys. Rev. A* **48** 143 (1993)
10. Логунов А А, Чугреев Ю В *УФН* **156** 137 (1988)
11. Вугальтер Г А, Малыкин Г Б *Изв. вузов. Радиофизика* **42** 373 (1999)
12. Michelson A A *Am. J. Sci. Ser. III* **22** 120 (1881)
13. Michelson A A, Morley E W *Am. J. Sci. Ser. III* **34** 333 (1887)

14. Берштейн И Л *ДАН СССР* **75** 635 (1950)
15. Высоцкий В И и др. *УФН* **164** 309 (1994)
16. Neutze R, Hasselbach F *Phys. Rev. A* **58** 557 (1998)
17. Werner S A, Staudenmann J L, Colella R *Phys. Rev. Lett.* **42** 1103 (1979)
18. Dresden M, Yang C N *Phys. Rev. D* **20** 1846 (1979)
19. Riehle F et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 177 (1991)
20. Lenef A et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 760 (1997)
21. Gustavson T L, Bouyer P, Kasevich M A *Phys. Rev. Lett.* **78** 2046 (1997)
22. Wallace A "Electromagnetic wave gyroscopes or angular velocity measuring system" US Patent No. 3102953 (Sept. 3, 1963, filed Jul. 9, 1958)
23. Newburgh R G et al. *P. IEEE* **62** 1621 (1974)
24. Малыкин Г Б *Изв. вузов. Радиофизика* **41** 767 (1998)
25. Yilmaz H, in *Proc. of the Fourth Marcel Grossmann Meeting on General Relativity* (Ed. R Ruffini) (Amsterdam: Elsevier Science Publ., 1986) p. 1753
26. Laue M *Ann. Phys. – Leipzig* **62** 448 (1920)
27. Silberstein L T *J. Opt. Soc. Am.* **5** 291 (1921)
28. Corps C.R. *Acad. Sci.* **190** 623 (1930)
29. Metz A C.R. *Acad. Sci.* **232** 1185 (1951)
30. Metz A C.R. *Acad. Sci.* **234** 597 (1952)
31. Metz A C.R. *Acad. Sci.* **234** 705 (1952)
32. Metz A *J. Phys. Radium.* **13** 224 (1952)
33. Ezekiel S, in *Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies* (Springer Series in Optical Sciences, Vol. 32, Eds S Ezekiel, H J Arditty) (Berlin: Springer-Verlag, 1982) p. 2
34. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теоретическая физика Т. 2 Теория поля* (М.: Наука, 1967)
35. Тоннела М-А *Основы электромагнетизма и теории относительности* (М.: ИЛ, 1962) с. 295 [Tonnelat M-A *Les Principes de la Théorie Électromagnétique et de la Relativité* (Paris: Masson, 1959)]
36. Шереметьев А Г *Волоконный оптический гироскоп* (М.: Радио и связь, 1987)
37. Lefevre H C, Arditty H J *Appl. Optics* **21** 1400 (1982)
38. Arditty H J, in *Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies* (Springer Series in Optical Sciences, Vol. 32, Eds S Ezekiel, H J Arditty) (Berlin: Springer-Verlag, 1982) p. 44
39. Ландсберг Г С *Оптика* 5-е изд. (М.: Наука, 1976)
40. Эйнштейн А *Собрание сочинений Т. 1* (М.: Наука, 1965) с. 7 [Einstein A *Ann. Phys. – Leipzig* **17** 891 (1905)]
41. Окунь Л Б, Селиванов К Г, Телегди В Л *УФН* **169** 1141 (1999)
42. Най Y J et al. *Phys. Rev. Lett.* **4** 165 (1960)
43. Гурьянов А Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **32** 240 (1980)
44. Френель О *Избранные труды по оптике* (М.: Гостехиздат, 1955) с. 516 [Ann. Chimie Physique **9** 57 (1818)]
45. Carvalho R T, Blake J *Proc. SPIE* **2837** 183 (1996)
46. Hargress F *Die Geschwindigkeit des Lichtes in Bewegten Korpern. Dissertation* (Jena, 1912)
47. Harzer P *Astron. Nach.* **198** N4748 377 (1914)
48. Knopf O *Ann. Phys. – Leipzig* **62** 389 (1920)
49. Zernike F *Physica* **13** 279 (1947)
50. Pogany B *Ann. Phys. – Leipzig* **80** 217 (1926)
51. Pogany B *Naturwissenschaften* **15** 177 (1927)
52. Pogany B *Ann. Phys. – Leipzig* **85** 244 (1928)
53. Dufour A, Prunier F *J. Phys. Radium. Ser. 8* **3** 153 (1942)
54. Эйнштейн А *Собрание сочинений Т. 1* (М.: Наука, 1965) с. 313 [Einstein A *Astron. Nach.* **199** 8 (1914)]
55. Vali V, Shorthill R W, Bergh M F *Appl. Opt.* **16** 2605 (1977)
56. Leeb W R, Schiffner G, Scheiterer E *Appl. Opt.* **18** 1293 (1979)
57. Фатеев В Ф *Оптика и спектроскопия* **54** 697 (1983)
58. Laub J *Ann. Phys. – Leipzig* **25** 175 (1908)
59. Fizeau H C.R. *Acad. Sci.* **33** 349 (1851)
60. Fizeau H *Chimie Physique* **57** 385 (1859)
61. Zeeman P *Amst. Verslag. Afd. Natuurk* **23** 245 (1914)
62. Zeeman P *Amst. Verslag. Afd. Natuurk* **24** 18 (1915)
63. Kantor W J. *Opt. Soc. Am.* **52** 978 (1962)
64. Франкфурт У И *Специальная и общая теория относительности* (М.: Наука, 1968)
65. Bilger H R, Stowell W K *Phys. Rev. A* **16** 313 (1977)
66. Bilger H R, Zavodny A T *Phys. Rev. A* **5** 591 (1972)
67. Witte H *Verhandl. deut. Physik. Ges.* **16** 143 (1914)
68. Witte H *Verhandl. deut. Physik. Ges.* **16** 754 (1914)
69. Лайэ М *Статьи и речи* (М.: Наука, 1969) с. 52 [Sitz. Bayer. Academie 405 (1911)]
70. Lunn A C J. *Opt. Soc. Am.* **6** 112 (1922)
71. Runge C *Naturwissenschaften* **13** 440 (1925)
72. Langevin P C.R. *Acad. Sci.* **205** 304 (1937)
73. Мёллер К *Теория относительности* 2-е изд. (М.: Атомиздат, 1975) [Møller C *The Theory of Relativity* (Oxford: Clarendon Press, 1972)]
74. Lefevre H C, in *Optical Fiber Sensors: Systems and Applications* Vol. 2 (Eds B Culshaw, J Daikin) (Norwood, MA: Artech House, 1989) p. 381
75. Lefevre H *The Fiber-Optic Gyroscope* (Boston: Artech House, 1993)
76. Wilkinson J R *Prog. Quant. Electron.* **11** 1 (1987)
77. Allan D W, Weiss M A, Ashby N *Science* **228** 69 (1985)
78. Логунов А А, Чугреев Ю В *Вестн. МГУ. Сер. 3: физика, астрономия* **29** (1) 3 (1988)
79. Dieks D, Nienhuis G *Am. J. Phys.* **58** 650 (1990)
80. Dieks D *Found. Phys. Lett.* **3** 347 (1990)
81. Hehl F W, Ni W-T *Phys. Rev. D* **42** 2045 (1990)
82. Хайкин С Э *Механика* 2-е изд. (М.-Л.: Гостехиздат, 1947)
83. Эддингтон А С *Теория относительности* (М.-Л.: ГТТИ, 1934) [Eddington A S *The Mathematical Theory of Relativity* (Cambridge: Univ. Press, 1924)]
84. Мандельштам Л И "Лекции по физическим основам теории относительности (1933–1934)" *Полное собрание трудов Т. 5* (Л.: Изд. АН СССР, 1950) с. 90
85. Эйнштейн А *Собрание сочинений Т. 1* (М.: Наука, 1965) с. 326 [Einstein A *Sitzungsber. preuss. Akad. Wiss.* **2** 1030 (1914)]
86. Вин В "Теория относительности", в кн. Минковский Г *Пространство и время* (СПб.: Физика, 1911) с. 56
87. Минковский Г "Пространство и время", в кн. *Принцип относительности* (Л.: ОНТИ, 1935) с. 181 ["Raum und zeit" *Phys. Z.* **10** 104 (1909)]
88. Мизнер Ч, Торн К, Уилер Дж *Гравитация Т. 1* (М.: Мир, 1977) с. 207 [Misner C W, Thorne K S, Wheeler J A *Gravitation* (San Francisco: W.H. Freeman and Co., 1973)]
89. Логунов А А *Лекции по специальной теории относительности и гравитации* (М.: Наука, 1987)
90. Мах Э *Механика* (СПб: Общественная польза, 1909) с. 186 [Mach E *Die Mechanik in ihrer Entwicklung* (Leipzig, 1904)]
91. Зоммерфельд А *Оптика* (М.: ИЛ, 1953) с. 111 [Zommerfeld A *Optik* (Wiesbaden, 1950)]
92. Ишлинский А Ю *Классическая механика и силы инерции* (М.: Наука, 1987)
93. Ишлинский А Ю, Препринт ИПМех РАН № 561 (Москва: ИПМех РАН 1996)
94. Журавлев В Ф *Основы теоретической механики* (М.: Наука, Физматлит, 1997)
95. Харламов П В *Очерки об основаниях механики* (Киев.: Наукова думка, 1995)
96. Эйнштейн А *Собрание сочинений Т. 1* (М.: Наука, 1965) с. 452 [Einstein A *Ann. Phys. – Leipzig* **49** 769 (1916)]
97. Эйнштейн А *Собрание сочинений Т. 1* (М.: Наука, 1965) с. 613 [Einstein A *Ann. Phys. – Leipzig* **55** 241 (1918)]
98. де Ситтер В, в сб. *Альберт Эйнштейн и теория гравитации* (М.: Мир, 1979) с. 299 [de Sitter W *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **78** 3 (1917)]
99. Хёнль Г, в сб. *Эйнштейновский сборник 1968* (Ред. И Е Тамм, Г И Наан) (М.: Наука, 1968) с. 258 [Hönl H *Naturwissenschaften Reihe* **15** (1) (1966)]
100. Thirring H *Phys. Z.* **19** 33 (1918)
101. Lense J, Thirring H *Phys. Z.* **19** 156 (1918)
102. Thirring H *Phys. Z.* **19** 204 (1918)
103. Thirring H *Phys. Z.* **22** 29 (1921)
104. Вейль Г *Пространство, время, материя* 5-е изд. (М.: Янус, 1996) [Weyl H *Raum Zeit Materie* (Berlin: Springer, 1923)]
105. Дикке Р *Гравитация и относительность* (Под ред. Х Цзю, В Гоффмана) (М.: Мир, 1965) с. 221 [Dicke R F *Gravitation and Relativity* (Eds H Y Chiu, W F Hoffmann) (New York: W A Benjamin Inc., 1964)]
106. Уилер Дж *Гравитация и относительность* (Под ред. Х Цзю, В Гоффмана) (М.: Мир, 1965) с. 468 [Wheeler J A *Gravitation and*

- Relativity* (Eds H Y Chiu, W F Hoffmann) (N.Y.: W A Benjamin Inc., 1964)]
107. Brans C, Dicke R H *Phys. Rev.* **124** 925 (1961)
  108. Brans C *Phys. Rev.* **125** 2194 (1962)
  109. Логунов А А *УФН* **165** 187 (1995)
  110. Уилл К М *Теория и эксперимент в гравитационной физике* (М.: Энергоатомиздат, 1985) [Will C M *Theory and Experiment in Gravitational Physics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1981)]
  111. Волков А М, Киселев В А *ЖЭТФ* **58** 1857 (1970)
  112. Волков А М, Измestьев А А, Скроцкий Г В *Оптика и спектроскопия* **30** 762 (1971)
  113. Коростелев А А, Фатеев В Ф *Оптика и спектроскопия* **45** 132 (1978)
  114. Волков А М, Киселев В А *ЖЭТФ* **57** 1353 (1969)
  115. Фатеев В Ф *Оптика и спектроскопия* **50** 30 (1981)
  116. Шпак И В, Соломин А В *Оптика и спектроскопия* **46** 133 (1979)
  117. Беленов Э М, Маркин Е П *Письма в ЖЭТФ* **7** 497 (1968)
  118. Langevin P C.R. *Acad. Sci.* **173** 831 (1921)
  119. Heer C V *Phys. Rev.* **134** 799 (1964)
  120. Post E J *Phys. Rev. Lett.* **15** 177 (1965)
  121. Post E J *J. Opt. Soc. Am.* **62** 234 (1972)
  122. Хромых А М *ЖЭТФ* **50** 281 (1966)
  123. Бакаляр А И, Лукьянов Д П *Основы теории лазерных гироскопов и их применение в навигационных комплексах* (Л.: ЛВИКА, 1967)
  124. Волков А М, Скроцкий Г В *Оптика и спектроскопия* **29** 965 (1970)
  125. Волков А М, Измestьев А А, Скроцкий Г В *ЖЭТФ* **59** 1254 (1970)
  126. Федоров Б Ф, Шереметьев А Г, Умников В Н *Оптический квантовый гироскоп* (М.: Машиностроение, 1973)
  127. Ashtekar A, Magnon A *J. Math. Phys.* **16** 341 (1975)
  128. Бычков С И, Лукьянов Д П, Бакаляр А И *Лазерный гироскоп* (М.: Сов. радио, 1975)
  129. Stodolsky L *Gen. Relativ. Gravit.* **11** 391 (1979)
  130. Anandan J *Phys. Rev. D* **15** 1448 (1977)
  131. Anandan J *Phys. Rev. D* **24** 338 (1981)
  132. Chow W W et al. *Rev. Mod. Phys.* **57** 61 (1985)
  133. Померанцев Н М, Скроцкий Г В *УФН* **100** 361 (1970)
  134. Шпак И В, Соломин А В, Разгоняев И В *Оптика и спектроскопия* **60** 210 (1986)
  135. Сардыко В И *Оптика и спектроскопия* **82** 598 (1997)
  136. Schulz-DuBois E O *IEEE J. Quantum Elect.* **QE-2** (8) 299 (1966)
  137. Trocheris M G *Philos. Mag. Ser. 7* **40** 1143 (1949)
  138. Yildiz A, Tang C H *Phys. Rev.* **146** 947 (1966)
  139. Anderson J L, Ryon J W *Phys. Rev.* **181** 1765 (1969)
  140. Волков А М, Киселев В А *Оптика и спектроскопия* **29** 365 (1970)
  141. Мо Т С *J. Math. Phys.* **11** 2589 (1975)
  142. van Bladel J P. *IEEE* **61** 260 (1973)
  143. Shiozava T P. *IEEE* **61** 1694 (1973)
  144. Lianis G, Whicker D *Arch. Ration. Mech. Anal.* **57** 325 (1975)
  145. Шпак И В и др. *ЖЭТФ* **79** 2057 (1980)
  146. Prade V, Vinet J Y *Nuovo Cimento B* **101** 323 (1988)
  147. Scorgie G C *J. Phys. A – Math. Gen.* **23** 5169 (1990)
  148. Шерклифф У *Поляризованный свет* (М.: Мир, 1965) [Shurkliff W A *Polarized Light* (Cambridge, Mass.: Harvard Univ. Press, 1962)]
  149. Kintner E *Opt. Lett.* **6** 154 (1981)
  150. Pawlath G A, Shaw H J *Appl. Opt.* **21** 1400 (1982)
  151. Burns W K, Moeller R P *J. Lightwave Techn.* **LT-2** 430 (1984)
  152. Козел С М и др. *Оптика и спектроскопия* **61** 1295 (1986)
  153. Малыкин Г Б *Изв. вузов. Радиофизика* **34** 817 (1991)
  154. Малыкин Г Б *Изв. вузов. Радиофизика* **35** 189 (1992)
  155. Малыкин Г Б *Оптика и спектроскопия* **75** 1314 (1993)
  156. Малыкин Г Б *Оптика и спектроскопия* **76** 540 (1994)
  157. Малыкин Г Б, Нефедов И М, Шершевский И А *Изв. вузов. Радиофизика* **37** 1473 (1994)
  158. Малыкин Г Б и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **37** 1567 (1994)
  159. Малыкин Г Б, Позднякова В И, Поздняков Е Л *Изв. вузов. Радиофизика* **38** 1293 (1995)
  160. Малыкин Г Б *Оптика и спектроскопия* **83** 1013 (1997)
  161. Малыкин Г Б, Позднякова В И *Оптика и спектроскопия* **84** 145 (1998)
  162. Малыкин Г Б, Позднякова В И *Оптика и спектроскопия* **86** 505 (1999)
  163. Малыкин Г Б, Позднякова В И *Оптика и спектроскопия* **86** 513 (1999)
  164. Малыкин Г Б *Оптика и спектроскопия* **81** 474 (1996)
  165. Малыкин Г Б *Оптика и спектроскопия* **84** 515 (1998)
  166. Андропова И А, Геликонов Г В, Малыкин Г Б *Квантовая электроника* **26** 271 (1999)
  167. Michelson A A *Astrophys. J.* **61** 137 (1925)
  168. Michelson A A, Gale H G, Assisted by Pearson F *Astrophys. J.* **61** 140 (1925)
  169. Scully M O, Zubairy M S, Haugan M P *Phys. Rev. A* **24** 2009 (1981)
  170. Burns W K, Moeller R P *J. Lightwave Techn.* **LT-5** 1024 (1987)
  171. Малыкин Г Б, Позднякова В И *ЖТФ* **69** (7) 140 (1999)
  172. Silverman M P *Phys. Lett. A* **146** 175 (1990)
  173. Гладышев В О *ЖТФ* **69** (5) 97 (1999)
  174. Эйнштейн А *Собрание сочинений* Т. 1 (М.: Наука, 1965) с. 65 [Einstein A *Jarb. Radioaktivität Elektronik* **4** 411 (1907)]
  175. Эйнштейн А *Собрание сочинений* Т. 1 (М.: Наука, 1965) с. 165 [Einstein A *Ann. Phys. – Leipzig* **35** 898 (1911)]
  176. Coisson R *Am. J. Phys.* **41** 585 (1973)
  177. Semon M D, Schmieg G M *Am. J. Phys.* **49** 689 (1981)
  178. Opat G I *Am. J. Phys.* **58** 1173 (1990)
  179. Тарг С М, в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 1 (М.: Сов. энциклопедия, 1988) с. 489
  180. Тамм И Е *Основы теории электричества* 3-е изд. (М.-Л.: Гостехиздат, 1946)
  181. Anandan J *Nuovo Cimento A* **53** 221 (1979)
  182. Sakurai J J *Phys. Rev. D* **21** 2993 (1980)
  183. Hendriks B H, Nienhuis G *Quantum Opt.* **2** 13 (1990)
  184. Xu H H, Tsai C H *Phys. Rev. A* **41** 4046 (1990)
  185. Fearn H *Quantum Semiclass. Opt.* **7** (3) 205 (1995)
  186. Linet B, Tourrenc P *Can. J. Phys.* **54** 1129 (1976)
  187. Aharonov Y, Bohm D *Phys. Rev.* **115** 485 (1959)
  188. Olariu S, Popescu I I *Rev. Mod. Phys.* **57** 339 (1985)
  189. Скаржинский В Д, в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 1 (М.: Сов. энциклопедия, 1988) с. 7
  190. Barnett S J *Phys. Rev. Ser. II* **6** 239 (1915)
  191. Барнетт С *УФН* **18** 392 (1937) [Barnett S J *Rev. Mod. Phys.* **7** 129 (1937)]
  192. Schiff L I *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **25** 391 (1939)
  193. Harris E G *Am. J. Phys.* **64** 378 (1996)
  194. Aharonov Y, Carmi G *Found. Phys.* **3** 493 (1973)
  195. Aharonov Y, Carmi G *Found. Phys.* **4** 75 (1974)
  196. Harris J H, Semon M D *Found. Phys.* **10** 151 (1980)
  197. Semon M D *Found. Phys.* **12** 49 (1982)
  198. Lodge O J *Philos. T. Roy. Soc. A* **184** 727 (1893)
  199. Зельдович Я Б *Письма в ЖЭТФ* **1** (3) 40 (1965)
  200. Скроцкий Г В *ДАН СССР* **114** 73 (1957)
  201. Balazs N L *Phys. Rev.* **110** 236 (1958)
  202. Plebanski J *Phys. Rev.* **118** 1396 (1960)
  203. Клышко Д Н *УФН* **163** (11) 1 (1993)
  204. Berry M V *P. Roy. Soc. Lond. A Mat.* **392** 45 (1984)
  205. Виницкий С И и др. *УФН* **160** (6) 1 (1990)
  206. Berry M *Phys. Today* **43** (12) 34 (1990)
  207. Anandan J *Nature* **360** 307 (1992)
  208. Боднарчук В И, Давтян Л С, Корнеев Д А *УФН* **166** 185 (1996)
  209. Малыкин Г Б *Изв. вузов. Радиофизика* **40** 265 (1997)
  210. Рытов С М *ДАН СССР* **18** 263 (1938)
  211. Рытов С М *Труды ФИАН* **2** (1) 41 (1940)
  212. Владимирский В В *ДАН СССР* **31** 222 (1941)
  213. Berry M *Nature* **326** 277 (1987)
  214. Berry M V *J. Mod. Optic.* **34** 1400 (1987)
  215. Pancharatnam S *Proc. Ind. Acad. Sci. A* **44** 247 (1956)
  216. Ишлинский А Ю *Приборостроение* (4–5) 3 (1944)
  217. Ишлинский А Ю *Механика гироскопических систем* (М.: Изд. АН СССР, 1963)
  218. Малыкин Г Б *УФН* **169** 585 (1999)
  219. Малыкин Г Б *ПММ* **63** 775 (1999)
  220. Малыкин Г Б, Пермитин Г В, в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 5 (М.: Рос. энциклопедия, 1998) с. 123
  221. Frins E M, Dultz W *Opt. Commun.* **136** 354 (1997)
  222. Aharonov Y, Casher A *Phys. Rev. Lett.* **53** 319 (1984)



223. Mashhoon B *Phys. Rev. Lett.* **61** 2639 (1988)
224. Appelt S, Wackerle G, Mehring M *Phys. Rev. Lett.* **72** 3921 (1994)
225. Appelt S, Wackerle G, Mehring M *Phys. Lett. A* **204** 210 (1995)
226. Corum J F *J. Math. Phys.* **18** 770 (1977)
227. Burghardt R *Ann. Phys. – Leipzig* **40** 140 (1983)
228. Lodge O *Philos. T. Roy. Soc. A* **189** 149 (1897)
229. Michelson A A *Philos. Mag. Ser. 6* **8** 716 (1904)
230. Silberstein L *The Theory of Relativity* (London: MacMillan and Co., Limited, 1914)
231. Миллер Д К *ПЗМ* (8–9) 194 (1925) [Miller D *Nature* 11 July (1925)]
232. Миллер Д К *УФН* **5** 177 (1925) [Miller D *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **11** 311 (1925)]
233. Зильберштейн Л *ПЗМ* (8–9) 192 (1925) [Silberstein L *Nature* 23 May (1925)]
234. Тимирязев А *ПЗМ* (8–9) 191 (1925)
235. Shankland R S et al. *Rev. Mod. Phys.* **27** 167 (1955)
236. Winterberg F Z. *Naturforsch. A* **44** 1145 (1989)
237. Marinov S *Phys. Lett. A* **54** 19 (1975)
238. Аронович Ф, в кн. *Применения лазеров* (М.: Мир, 1974) с. 182 [Aronowitz F, in *Laser Applications* Vol. 1 (New York: Acad. Press, (1971) p. 133]
239. Bergh R A, Lefevre H C, Shaw H J *J. Lightwave Tech.* **LT-2** 91 (1984)
240. Новаку В *Введение в электродинамику* (М.: ИЛ, 1963) [Novacu V *Introducere in Electrodinamica* (Romine: Ed. Acad. Rep. Romine Popul, 1955)]
241. Бутиков Е И *Оптика* (М.: Высшая школа, 1986) с. 413
242. Иос Г *Курс теоретической физики Ч. 1 Механика и электродинамика* Т. 1 (М.: Учпедгиз, 1963) с. 490 [Joos G *Lehrbuch der Theoretischen Physik* (Leipzig: Geest&Porting, 1964) p. 448]
243. Дитчберн Р *Физическая оптика* (М.: Наука, 1965) с. 332 [Ditchburn R W *Light* (London: Blackie&Son, 1963)]
244. Угаров В А *Специальная теория относительности* (М.: Наука, 1977)
245. Гершт Е П *Квантово-генераторные (лазерные и ядерные) гироскопы* (Л.: ЛВИКА, 1967)
246. Ищенко Е Ф, Климов Ю М *Оптические квантовые генераторы* (М.: Сов. радио, 1968) с. 432
247. Arditty H J, Lefevre H C *Opt. Lett.* **6** 401 (1981)
248. Столяров С Н, в кн. *Физический энциклопедический словарь* Т. 4 (М.: Сов. энциклопедия, 1965) с. 466
249. Столяров С Н, в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 4 (М.: БРЭ, 1994) с. 417
250. Толмен Р *Относительность, термодинамика и космология* (М.: Наука, 1974) с. 199 [Talman R C *Relativity, Thermodynamics and Cosmology* (Oxford: Clarendon Press, 1969)]
251. Тоннела М А, в сб. *Эйнштейновский сборник* (Ред. И Е Тамм, Г И Наан) (М.: Наука, 1967) с. 175 [Tonnelat M A *Ann. Inst. Henri Poincaré* **1** (1) 79 (1964)]
252. Dufour A, Prunier F C.R. *Acad. Sci.* **204** 1322 (1937)
253. Привалов В Е, Фридрихов С А *УФН* **97** 377 (1969)
254. Калигиевский Н И *Волновая оптика* (М.: Высшая школа, 1995) с. 372
255. Полуэктов И А, Беленов Э М, в кн. *Квантовая электроника. Маленькая энциклопедия* (Отв. ред. М Е Жаботинский) (М.: Сов. энциклопедия, 1969) с. 293
256. Страховский Г М, Успенский А В *Основы квантовой электроники* (М.: Высшая школа, 1973) с. 277
257. Kovacs K P *J. Opt. Soc. Am.* **62** 1264 (1972)
258. Leonhardt U, Piwnicki P *Phys. Rev. A* **60** 4301 (1999)
259. Silberstein L *Philos. Mag. Ser. 6* **48** 395 (1924)
260. Молчанов В Я, Скроцкий Г В *ЖПС* **18** 485 (1973)
261. Ривлин Л А *УФН* **167** 309 (1997)
262. Скроцкий Г В, Измestьев А А *ДАН СССР* **178** 77 (1968)
263. Ферми Э *Научные труды* Т. 1 (М.: Наука, 1971) с. 104 [*Rend. Lincei* **32** 115 (1923)]
264. Player M A P. *Roy. Soc. Lond. A Mat.* **349** 441 (1976)
265. Jones R V P. *Roy. Soc. Lond. A Mat.* **349** 423 (1976)
266. Шпак И В, Соломин А В, Разгоняев И В *Укр. физ. ж.* **30** 1637 (1985)
267. Журавлев В Ф, Климов Д М *Волновой твердотельный гироскоп* (М.: Наука, 1985)
268. Packard R E, Vitale S *Phys. Rev. B* **46** 3540 (1992)
269. Avenel O, Hakonen P, Varoquaux E *Phys. Rev. Lett.* **78** 3602 (1997)
270. Schwab K, Bruckner N, Packard R E *Nature* **386** 585 (1997)
271. Schulz-DuBois E O *Am. J. Phys.* **38** 173 (1970)
272. Will C M *Phys. Today* **25** (10) 23 (1972)
273. Will C M, in *Experimental Gravitation* (Proc. of the Intern. Scholl of Phys. "Enrico Fermi", Course 56, Ed. B Bertotti) (New York: Academic Press, 1974) p. 1
274. Yilmaz H *Phys. Rev.* **111** 1417 (1958)
275. Yilmaz H *Phys. Rev. Lett.* **27** 1399 (1971)
276. Yilmaz H *Ann. Phys. (N.Y.)* **81** 179 (1973)
277. Smoot G F, Gorenstein M V, Muller R A *Phys. Rev. Lett.* **29** 898 (1977)
278. Chang T *Phys. Lett. A* **70** (1) 1 (1979)
279. Rembielinsky J *Phys. Lett. A* **78** (1) 33 (1980)
280. Hils D, Hall J L *Phys. Rev. Lett.* **64** 1697 (1990)
281. Malykin G B, in *Proc. of XVIII Workshop on High Energy and Field Theory, Protvino, June 26–30, 1995* (Protvino, 1996) p. 31
282. Ihm J *Phys. Rev. Lett.* **67** 251 (1991)
283. Ihm J *Int. J. Mod. Phys. B* **7** 2109 (1993)
284. Stedman G E et al. *Opt. Lett.* **20** 324 (1995)
285. Kuriyagawa A, Mori S *Phys. Rev. D* **20** 1290 (1979)
286. Forder P W *J. Phys. A – Math. Gen.* **17** 1343 (1984)
287. Rosenbloom J H B. *Am. Phys. Soc.* **39** 1152 (1994)
288. Шварцшильд К, в сб. *Альберт Эйнштейн и теория гравитации* (М.: Мир, 1979) с. 199 [Schwarzschild K *Sitzungsber. d. Acad. Wiss.* (Berlin, 1916) p. 189]
289. Nikolić H *Phys. Rev. A* **61** 032109 (2000)
290. Шенкланд Р С, в сб. *Эйнштейновский сборник* (Ред. И Е Тамм, Г И Наан) (М.: Наука, 1967) с. 57 [Shankland R S *Am. J. Phys.* **31** 47 (1963)]

### The Sagnac effect: correct and incorrect explanations

G.B. Malykin

*Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences,  
ul. Ul'yanova 46, 603600 Nizhniy Novgorod, Russian Federation  
Tel. (7-8312) 38-45 67  
E-mail: malykin@appl.sci-nnov.ru*

Different explanations of the Sagnac effect are discussed. It is shown that this effect is a consequence of the composition of velocities law of relativity theory and that it can also be explained adequately within the framework of general relativity. When certain rotation velocity restrictions are imposed, the Sagnac effect can be attributed to the difference in the time retardation (phase shift) of material particle wave functions in the scalar (vector) gravity potential of the inertial forces in a rotating reference frame for counter-propagating waves. It is also shown that all the non-relativistic interpretations of the Sagnac effect, which unfortunately are sometimes found in scientific papers, monographs and textbooks, are wrong in principle, even though the results they yield are accurate up to relativistic corrections in some special cases.

PACS numbers: **01.65. + g**, **03.30. + p**, 07.60.Ly, 42.87.Bg

Bibliography — 290 references

Received 19 July 2000