

Краткие сообщения

01:07

Допплеровский релятивистский метод расчета невзаимности оптических контуров с произвольно изменяющимся по длине показателем преломления

© А.С. Беланов, Л.М. Некрасова, А.Т. Полухин

Московская государственная академия приборостроения и информатики,
107846 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 17 апреля 1995 г.)

Для оценки невзаимных релятивистских эффектов, возникающих при вращении кольцевого контура, обычно используются методы общей теории относительности. Такие оценки выполнены без учета показателя преломления в контуре [1,2]. Кроме этого, эти методы являются малодоступными для широкого круга разработчиков волоконно-оптических датчиков. В настоящей работе общая теория относительности не используется, расчеты выполнены с применением специальной теории относительности.

Определенное упрощение, которое можно использовать при построении теории волоконного кольцевого интерферометра, обусловлено кольцевым характером движения оптических интерферирующих волн в его оптическом контуре. Движение оптических импульсов в таком контуре всегда представляет неинерциальный процесс, независимо от того, покоится или нет контур в целом. Кольцевой оптический контур начинается и заканчивается (условно) в точке ответвителя. Время прихода импульса по кольцевому контуру определяется разностью моментов прихода и ухода в точке ответвителя. Оно интегрально зависит от всех особенностей движения оптического импульса на всех отдельных участках оптического контура: относительной скорости их движения, геометрии, показателя преломления. Весь замкнутый контур можно разбить на отдельные малые элементы и рассмотреть вклад каждого элемента в общий интегральный эффект в отдельности. При этом для малых линейных элементов можно оперировать локально однородными оптическими параметрами и линейной скоростью их движения. Все расчеты для каждого из них можно производить в сопутствующей инерциальной системе координат и не обращать внимания на вращение вокруг некоторого общего центра. Физическое значение имеет только результат интегрирования по всему замкнутому контуру, куда вращение войдет естественным путем.

Разместим вдоль оптической оси рассматриваемого волоконно-оптического контура непрерывное множество инерциальных систем отсчета. Каждому малому элементу контура $d\mathbf{l}$ для рассматриваемого физически малого интервала времени можно сопоставить

некоторую инерциальную систему координат, взятую из данного набора инерциальных систем координат, которая будет в данный момент времени находиться на оси этого малого элемента контура и иметь нулевую скорость относительно некоторой опорной системы координат, например в приведенном центре вращения всего замкнутого волоконно-оптического контура. Положим, что в рассматриваемый момент времени скорость элемента $d\mathbf{l}$ относительно его локальной инерциальной системы координат равна \mathbf{v} , причем угол между векторами \mathbf{v} и $d\mathbf{l}$ равен ϑ . Если измерять частоту встречных волн, проходящих в рассматриваемый момент времени через элемент $d\mathbf{l}$, в локальной инерциальной системе координат, то значения частоты окажутся различными для встречных волн и равными [3]

$$\omega^{\pm} = \omega_0 / \gamma \left(1 \mp \frac{v \cos \vartheta}{c/n} \right), \quad (1)$$

где $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$; c — скорость света в вакууме; ω_0 — частота в системе координат, движущейся вместе с элементом $d\mathbf{l}$; n — показатель преломления света на участке элемента $d\mathbf{l}$; индексами "плюс" и "минус" обозначены величины, относящиеся соответственно к прямой и обратной волне.

Чтобы получить фазовые набег встречных волн на элементе $d\mathbf{l}$, необходимо частоты ω^{\pm} умножить на время прохождения встречных волн через элемент $d\mathbf{l}$, которое также различно для каждой встречной волны. В локальной инерциальной системе координат имеем

$$dt^{\pm} = dl/c^{\pm}, \quad d\varphi^{\pm} = \omega^{\pm} dt^{\pm}, \quad (2)$$

где c^{\pm} — скорости встречных волн в локальной системе координат.

Для c^{\pm} с учетом релятивистского сложения скоростей находим

$$c^{\pm} = \left(\frac{c}{n} \pm v \cos \vartheta \right) / \left(1 \pm \frac{v \cos \vartheta}{cn} \right). \quad (3)$$

В первом приближении по v/c

$$c^{\pm} = \frac{c}{n} \pm \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) v \cos \vartheta. \quad (4)$$

Фазовая невязимность, которая возникает между встречными волнами на элементе $d\mathbf{l}$, определяется разностью величин $d\varphi^+$ и $d\varphi^-$. Полная фазовая невязимность встречных интерферирующих на выходе волоконного кольцевого интерферометра волн определяется интегрированием по всем элементам замкнутого контура, в результате

$$\Delta\Phi = \frac{2\omega_0}{c^2} \oint \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} v d\mathbf{l}}{1 - \frac{v^2 \cos^2 \vartheta}{c^2 n^2}}. \quad (5)$$

Эта формула переходит в известные выражения, полученные для эффекта Саньяка с применением общей теории относительности для оптических волн, распространяющихся в равномерно вращающемся замкнутом оптическом канале, содержащем вакуум, если положить $n = 1$. Кроме этого, полученная формула выполняется и для случаев, когда различные части замкнутого контура вращаются с различными скоростями, так что в процессе вращения происходит изменение его формы.

Примененный в работе доплеровский релятивистский метод расчета позволяет оценить фазовые сдвиги интерферирующих волн в интерферометрах не только с кольцевой, но и разноплечной оптической схемой, где роль встречных волн выполняет фактически одна и та же волна, проходящая канал в прямом и обратном направлениях, а также и других схемах, например интерферометре Маха–Цендера. В связи с появлением интерферометров с протяженным волоконно-оптическим контуром появился практический интерес к регистрации с их помощью различных релятивистских эффектов и соответственно к методам их оценки в волоконно-оптических интерферометрах с учетом реальных свойств волоконных световодов. Для усиления релятивистских эффектов в работах [4,5] рассмотрены интерферометры со значительной геометрической асимметрией интерферирующих лучей и каналов их распространения, что в реальных условиях определяет резкое нарастание невязимных фазовых шумов из-за неоднородных тепловых и акустических воздействий на разнесенные в пространстве волоконные протяженные контуры. Учет неоднородного распределения показателя преломления в волокне позволяет не только повысить точность оценок, но и специально использовать оптическую неоднородность, создаваемую за счет именно показателя преломления в едином для интерферирующих волн канале, сводя таким образом к минимуму геометрическую невязимность интерферирующих волн по отношению к случайным внешним воздействиям.

Список литературы

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973. 504 с.
- [2] Шереметьев А.Г. Волоконный оптический гироскоп. М.: Радио и связь, 1987. 151 с.
- [3] Галантин М.Д. Допплера эффект. Физический энциклопедический словарь. М.: Сов. энциклопедия, 1960.
- [4] Kennedy R.J., Thorndike E.M. // Phys. Rev. 1932. Vol. 42. N 1. P. 400–418.
- [5] Bohm M. Fider-optical Inertial Velocimeters. 4th Intern. Conf. on Optical Fibersensors. Tokyo, 1986. P. 299–302.