

Искривление световых лучей во вращающемся диске

Эффект искривления траектории электромагнитной волны возникает в известном опыте Саньяка [1] при показателе преломления среды между зеркалами $n > 1$ и вынесении из подвижной системы координат источника и приемника излучения. При отсутствии последнего условия, как справедливо отмечалось ранее [2,3], данная система в нерелятивистском приближении не зависит от показателя преломления. При отсутствии тангенциальной составляющей скорости среды $U_{2t} = 0$, $U_{2n} \neq 0$ возникает продольное увлечение в классическом опыте Физо [4].

Решение дисперсионного уравнения для распространения электромагнитной волны в среде применимо для атомарного слоя порядка нескольких длин волн излучения [5]. Для расчета каждого слоя среды существует лишь частота ω_0 и угол падения \mathcal{G}_0 на границу раздела двух сред. Движение предыдущего слоя среды влияет на координаты пересечения фронта волны со следующим слоем. В общем случае, для области среды, в которой скорость движения не является постоянной, необходимо решать волновое уравнение для каждой соседней локальной области среды. Полное решение будет представлять набор локальных решений для областей, в которых скорость движения среды с физически необходимой точностью является постоянной.

Рассмотрим среду в полупространстве $Z < 0$, обладающую в системе покоя ε_1, μ_1 , и среду в $Z > 0$ с ε_2, μ_2 в системе покоя. Выберем систему отсчета, в которой среда в $Z < 0$ покоится, а другая среда движется с $U_2 = U_{2x}e_x + U_{2y}e_y + U_{2z}e_z$, где e_x, e_y, e_z - единичные векторы. Пусть из первой среды на поверхность тангенциального разрыва падает плоская монохроматическая волна с частотой ω_0 . Волновой вектор \vec{k}_0 падающей волны расположен в плоскости X, Z и составляет с осью Z угол \mathcal{G}_0 . Из требования равенства фаз на границе раздела падающей, преломленной и отраженной волн тангенциальный инвариант соответствует $I_t = k_{0x} = k_{1x} = k_{2x}$, а равенству частот вследствие нулевой нормальной составляющей скорости границы раздела сред соответствует инвариант $I_1 = -\omega_0 = -\omega_1 = -\omega_2$. Тогда, для рассматриваемой системы, координатное решение дисперсионного уравнения [6] для преломленной волны, в пренебрежении поглощением и дисперсией движущейся среды, принимает вид

$$k_{2z} = \frac{\omega_0}{c} \left[-\kappa_2 \gamma_2^2 \beta_{2x} \xi_2 \eta_2 + \left(\eta_2 \cos^2 \mathcal{G}_0 + \kappa_2 \gamma_2^2 \xi_2^2 \eta_2^2 \right)^{1/2} \right], \quad (1)$$

где $\xi_2 = 1 - \beta_{2x} \sin \mathcal{G}_0$, $\eta_2^{-1} = 1 - \kappa_2 \gamma_2^2 \beta_{2x}^2$,

$$\kappa_2 = \varepsilon_2 \mu_2 - 1, \quad \beta_{2x} = \frac{u_{2x}}{c}, \quad \beta_{2z} = \frac{u_{2z}}{c},$$

$$\gamma_2^{-2} = 1 - (\beta_{2z}^2 + \beta_{2x}^2) \quad \beta_2^2 = \beta_{2x}^2 + \beta_{2y}^2$$

Для заданного закона вращения с центром в точке с координатами $x = 0$, $z = a_0$ тангенциальная и нормальная составляющие U_2 соответствуют

$$u_{2x} = \omega(R_0 - z), \quad u_{2z} = \omega x \quad (2)$$

Угол преломления электромагнитной волны \mathcal{G}_2 определяется из $\operatorname{tg} \mathcal{G}_2(x=0, z=0) = k_{2x} / k_{2z}$, где $k_{2x} = (\omega/c) \sin \mathcal{G}_0$. Ограничим траекторию распространения электромагнитной волны во второй среде поверхностью с радиусом $R = a_0$ и потребуем выполнения условия $R \gg \lambda_0$, $k_0 = 2\pi / \lambda_0$.

Траектория распространения будет лежать в плоскости X, Z и ей будет соответствовать неявное уравнение

$$z = \int_0^{x_{\max}(x,z)} \frac{k_{2z}}{k_{2x}} dx,$$

$$\text{где } x_{\max}(x,z) = \frac{1}{2} \sin 2\mathcal{G}_2 \left[R_0 - ktg \mathcal{G}_2 + \left(R_0^2 - 2R_0 ktg \mathcal{G}_2 - k^2 \right)^{1/2} \right]$$

$$k(x,z) = x - ztg \mathcal{G}_2(x,z)$$

представляет собой дрейфующую вместе с x, z координату ожидаемого пересечения траектории распространения электромагнитной волны с цилиндрической поверхностью.

Так как явное решение (3) в общем виде отсутствует, с точки зрения точности для численных оценок величины искривления траектории целесообразнее использовать выражение $tg \mathcal{G}_2(x,z)$. Тогда геометрическая длина траектории распространения электромагнитной волны во вращающейся среде будет описываться уравнением

$$L_t = \int_0^{x_{\max}(x,z)} \sqrt{1 + ctg^2 \mathcal{G}_2(x,z)} dx \quad (5)$$

Используя выражение для геометрической длины прямолинейной траектории до точки с координатой z_{\max} : $L_{0t} = \sqrt{2a_0 z_{\max}}$, можно получить эквивалентную разность хода для волн, прошедших путь из точки $(0,0)$ в точку (x_{\max}, z_{\max}) с $\Omega = 0$ и $\Omega \neq 0$, следующим образом:

$$dL_{cr} = n_2(L_t - L_{0t}) \quad (6)$$

Ясно, что, так как n_2 не является функцией скорости среды, в dL_{cr} не входит разность хода за счет продольного эффекта Физо. Исходя из соотношения для скорости распространения электромагнитной волны в среде $c' = -I_1 \cos \mathcal{G}_2 / k_{2z}$, можно записать уравнение для эквивалентной длины траектории

$$L_e = \int_0^{x_{\max}(x,z)} \frac{k_{2z}}{(-I_1) \sin 2\mathcal{G}_2(x,z)} dx. \quad (7)$$

Измеряемое в эксперименте накопление разности хода двух электромагнитных волн, пришедших на границу раздела двух сред с \mathcal{G}_0 , одна из которых распространялась в среде с $\Omega = 0$, а вторая с $\Omega \neq 0$, соответствует

$$dL_e = L_e - L_{0e} \quad (8)$$

Накопление разности хода за счет поперечного и продольного эффектов увлечения соответственно равны

$$dL_t = n_2(L_t - L_0), \quad (9)$$

$$dL_l = L_e - n_2 L_t. \quad (10)$$

Формулы (5)-(10) определяют физические и геометрические характеристики трансформации электромагнитной волны в системе с вращением.

Рассмотрим результаты численных расчетов и некоторые следствия. Основным результатом расчетов является подтверждение наличия в среде с $\Omega \neq 0$ криволинейных траекторий распространения электромагнитных волн, что следует из (1), (2). Это явление находит физически ясное объяснение, основанное на том, что в движущейся среде изменяется только одна компонента волнового вектора \vec{k}_2 , а поскольку уравнения электродинамики записаны в инерциальной системе координат, то в каждой локальной области траектории изменяется $\mathcal{G}_2 = \arctg(k_{2x}/k_{2z}(U_2))$. Иными словами, вторичные электромагнитные волны, вследствие

изменения проекции скорости движения атомов среды на волновой вектор волны возбуждения, в каждой локальной области траектории меняют свое направление, что приводит к дрейфу фазовой скорости и искривлению траектории суперпозиции всех волн.

Интересным обстоятельством является пересечение траекторий волн при $\Omega = 0$ и $\Omega \neq 0$ на прямой $z = a_0$ при любом ϑ_0 . Численные значения для эффектов поперечного и продольного увлечения представлены для сравнения на графиках (см. рисунок) как зависимости от ϑ_0 для следующих параметров:

$k_0 = 10^{-7} \lambda^{-1}$, $n_2 = 1,5$, $a_0 = 0,1 \lambda$, $\Omega = 10^4 \delta \ddot{a} / \tilde{n}$. Из формы графиков для dL_t, dL_l можно сделать вывод о конкуренции эффектов с ростом ϑ_0 . При интегрировании размер локальной области соответствовал $10^{-5} \lambda$, и его уменьшение практически не влияло на результаты расчетов.

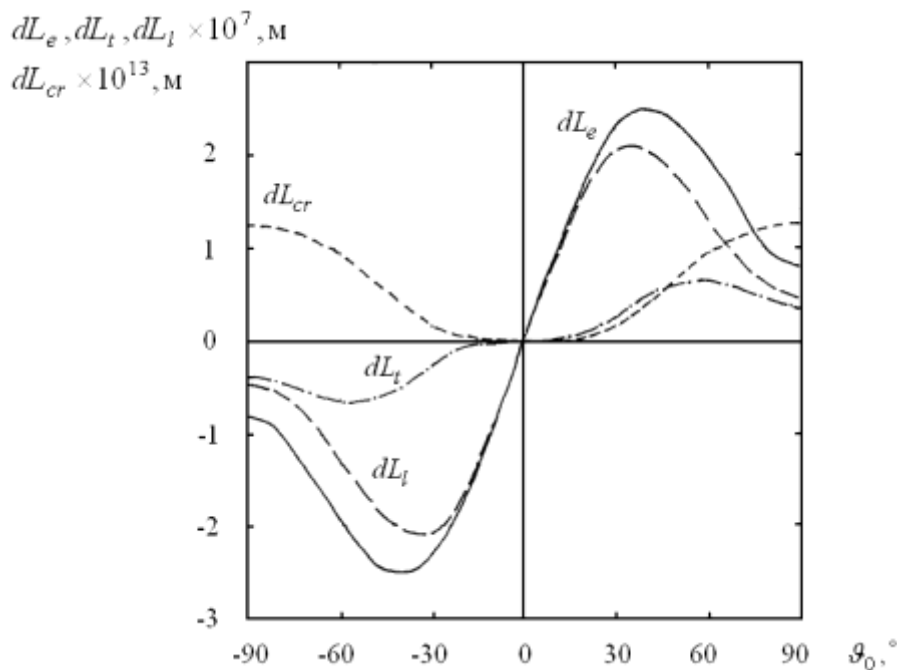


Рис. 1. Зависимости эквивалентной разности хода dL_e , разности хода за счет поперечного dL_t , продольного dL_l эффектов увлечения двух электромагнитных волн, одна из которых распространялась в среде с $\Omega = 0$, а вторая с $\Omega \neq 0$, от угла падения на границу раздела двух сред ϑ_0 с учетом смещения точки выхода электромагнитного излучения на поверхности оптического диска. Зависимость эквивалентной разности хода за счет искривления траектории без смещения точки выхода излучения представлена как

$dL_{cr}(\vartheta_0)$.

Отметим, что известные эксперименты [7,8], хорошо согласовывались с решением уравнений электродинамики движущихся сред, но являлись экспериментальным тестом только части уравнений, связанной с движением границы, но не самой среды. Прохождение электромагнитной волны в среде с вращением открывает возможность экспериментальной проверки части решения волнового уравнения, содержащей члены с U_{2x} , U_{2z} . Из рисунка следует, что для принятого Ω и $\vartheta_0 \approx 45^\circ$, величина накопления разности хода находится на уровне λ_0 для однократного прохождения среды. Эта величина линейно растет при многократном переотражении на цилиндрической поверхности радиуса a_0 , образующей симметричный неконфокальный резонатор, позволяя с большим запасом точности исследовать релятивистский эффект искривления траектории распространения светового луча в лазерном интерференционном эксперименте.

Таким образом, с точки зрения эксперимента, исследование физического явления искривления траектории распространения плоской монохроматической электромагнитной волны в среде с $\Omega \neq 0$ связано не только с определением кривизны и возможностью проведения нового экспериментального теста электродинамики движущихся сред, но также с построением релятивистского интерферометра нового типа.

Также можно заметить, что эффект искривления луча связан с геометрией поверхности, через которую вводится и выводится излучение. Для уменьшения влияния эффекта искривления необходимо вводить и выводить излучение через плоские поверхности ОД.

Литература

- [1]. M.G.Sagnac, J. de Phys. V.4, 177 (1914)
- [2]. А.А.Логунов, Ю.В.Чугреев, УФН, V.156, №1, 138 (1988)
- [3]. C.V.Heer, Phys. Rev. V.134, A799 (1964)
- [4]. D'Н.Fizeau, Ann. de Chimie et de Phys. V.57, 385 (1859)
- [5]. D.Sensor, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-16, 565 (1968)
- [6]. Б.М.Болотовский, С.Н.Столяров, УФН, V.159, №1, 155 (1989)
- [7]. J.S.Hey, J.T.Pinson, P.Smith, Nature, V.179, 1184, (1957)
- [8]. О.Г.Загороднов, Я.Б.Файнберг, А.М.Егоров, ЖЭТФ, V.38, 7 (1960)