РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ *ТОМ 58, ВЫПУСК 8*
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД *25 ОКТЯБРЯ, 1993*

Письма в ЖЭТФ, том 58, вып.8, стр.593 - 597 ©1993 г. 25 октября

ИСКРИВЛЕНИЕ ТРАЕКТОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛОСКОЙ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В СРЕДЕ С ВРАЩЕНИЕМ

В.О.Гладышев

Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана
107005 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 апреля 1993 г.

В среде с диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостями, обладающей вращением Ω, обнаружен новый релятивистский эффект искривления траектории плоской монохроматической электромагнитной волны. Предложен интерференционный способ измерения кривизны траектории на основе вращающегося симметричного неконфокального резонатора, заполненного средой с ϵ, μ.

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 ϑ_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 $\mathbf{U}_2 = U_{2x}\mathbf{e}_x + U_{2y}\mathbf{e}_y + U_{2z}\mathbf{e}_z$, где $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$, – единичные векторы. Пусть из первой среды на поверхность тангенциального разрыва падает плоская монохроматическая электромагнитная волна с частотой ω_0. Волновой вектор $\mathbf{k}_0$ падающей волны расположен в плоскости X, Z и составляет с осью Z угол ϑ_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

$$k_{2z} = \frac{\omega_0}{c}[-\kappa_2\gamma_2^2\beta_{2z}\xi_2\eta_2 + (\eta_2\cos^2\vartheta_0 + \kappa_2\gamma_2^2\xi_2^2\eta_2^2)^{1/2}], \tag{1}$$

где

$$\xi_2 = 1 - \beta_{2x}\sin\vartheta_0, \qquad \eta_2^{-1} = 1 - \kappa_2\gamma_2^2\beta_{2z}^2,$$

$$\kappa_2 = \epsilon_2\mu_2 - 1, \quad \beta_{2z} = \frac{U_{2z}(x)}{c}, \quad \beta_{2x} = \frac{U_{2x}(z)}{c},$$

$$\gamma_2^{-2} = 1 - \beta_2^2, \qquad \beta_2^2 = \beta_{2z}^2 + \beta_{2x}^2.$$

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

$$U_{2x} = \Omega(a_0 - z), \qquad U_{2z} = \Omega x. \tag{2}$$

Угол преломления электромагнитной волны ϑ_2 определяется из $\mathrm{tg}\vartheta_2(x = 0, z = 0) = k_{2x}/k_{2z}$, где $k_{2x} = (\omega_0/c)\sin\vartheta_0$. 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

$$z = \int\limits_0^{x_{max}(x,z)} \frac{k_{2z}dx}{k_{2x}}, \tag{3}$$

где

$$x_{max}(x, z) = \frac{1}{2}\sin 2\vartheta_2\{a_0 - k\,\mathrm{tg}\vartheta_2 + [a_0(a_0 - 2k\,\mathrm{tg}\vartheta_2) - k^2]^{1/2}\}, \tag{4}$$

$$k = x - z\,\mathrm{tg}\vartheta_2$$

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 $\operatorname{tg}\vartheta_2(x,z)$. Тогда геометрическая длина траектории распространения электромагнитной волны во вращающейся среде будет описываться уравнением

$$L_t = \int\limits_0^{x_{max}(x,z)} \sqrt{1+\operatorname{ctg}^2\vartheta_2(x,z)}dx. \tag{5}$$

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:

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

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 $c' = -I_1\cos\vartheta_2/k_{2z}$, можно записать уравнение для эквивалентной длины траектории:

$$L_e = 2c\int\limits_0^{x_{max}(x,z)} \frac{k_{2z}dx}{(-I_1)\sin 2\vartheta_2(x,z)}. \tag{7}$$

Измеряемое в эксперименте накопление разности хода двух электромагнитных волн, пришедших на границу раздела двух сред с ϑ_0, одна из которых распространялась в среде с $\Omega=0$, а вторая с $\Omega\neq 0$, соответствует

$$dL_e = L_e - L_{0e}. \tag{8}$$

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

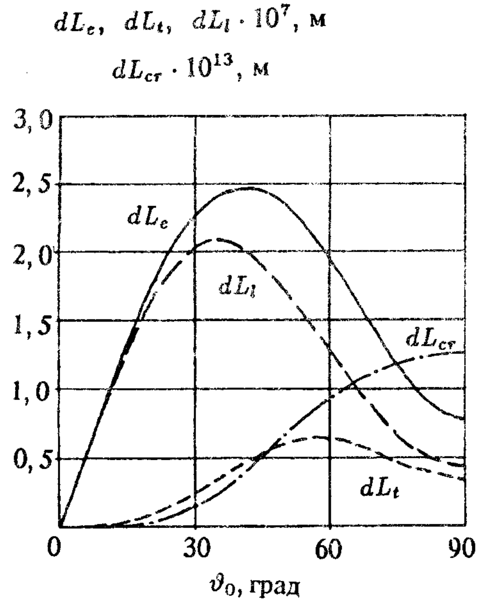
$$dL_t = n_2(L_t - L_0), \tag{9}$$

$$dL_l = L_e - n_2 L_t. \tag{10}$$

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 k_2, а поскольку уравнения электродинамики записаны в инерциальной системе координат, то в каждой локальной области траектории изменяется $\vartheta_2 = \operatorname{arctg}(k_{2x}/k_{2z}(U_2))$. 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: $k_0 = 10^{-7}\,м^{-1}$, $n_2 = 1,5$, $a_0 = 0,1\,м$, $\Omega = 10^4$ рад/с. Из формы графиков для dL_t, dL_l можно сделать вывод о конкуренции эффектов с ростом ϑ_0. При интегрировании размер локальной области соответствовал $\sim 10^{-5}\,м$, и его уменьшение практически не влияло на результаты расчетов.



Зависимости эквивалентных разностей хода электромагнитных волн $dL_e(\vartheta_0)$, $dL_t(\vartheta_0)$, $dL_l(\vartheta_0)$ при $\Omega = 0$ и $\Omega = 10^4$ рад/с, а также геометрическая разность хода вследствие кривизны траектории $dL_{ст}(\vartheta_0)$

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 $\vartheta_0 \sim 45°$, 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.

1. M.G.Sagnac, J. de Phys. **4**, 177 (1914).
2. А.А.Логунов, Ю.В.Чугреев, УФН **158**, N1, 133 (1988).
3. C.V.Heer, Phys. Rev. **134**, A799 (1964).
4. d'H.Fizeau, Ann. de Chimie et de Phys. **67** 385 (1859).
5. D.Censor, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-16, 565 (1968)
6. Б.М.Болотовский, С.Н.Столяров, УФН **159**, N1 155 (1989).
7. J.S.Hey, J.T.Pinson, and P.Smith, Nature **179** 1184 (1957).
8. О.Г.Загороднов, Я.Б.Файнберг, А.М.Егоров, ЖЭТФ **38**, 7 (1960).