

**Региональные секции
редакционного совета***Восточная*

Председатель – А. Г. Вострецов, д-р техн. наук, профессор, проректор по научной работе Новосибирского государственного технического университета.

Заместитель председателя – А. А. Спектор, д-р техн. наук, профессор, зав. кафедрой теоретических основ радиотехники Новосибирского государственного технического университета.

630092, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20.

Новосибирский государственный

технический университет.

Тел.: (3832)460457, 460633.

E-mail: vostretsov@adm.nstu.ru

Западная

Председатель – В. А. Пахотин, д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры общей физики Калининградского государственного университета им. И. Канта.

236041, г. Калининград обл., ул. А. Невского, 14.

Калининградский государственный

университет им. И. Канта.

Тел.: (4012)465917. Факс: (4012)465813.

E-mail: vpakhotin@kantiana.ru

Поволжская

Председатель – А. Д. Плужников, д-р техн. наук, профессор кафедры информационных радиосистем Нижегородского государственного технического университета.

Заместитель председателя – Е. Н. Приблудова, канд. техн. наук, доцент кафедры информационных радиосистем Нижегородского государственного технического университета.

603950, г. Нижний Новгород,

ул. К. Минина, 24.

Нижегородский государственный

технический университет.

Тел.: (831)4367880. Факс: (831)4367880, (831)4362311.

E-mail: pluzhnikov@nntu.nnov.ru

Северокавказская

Председатель – Т. А. Исмаилов, д-р техн. наук, профессор, ректор Дагестанского государственного технического университета.

Заместитель председателя – О. В. Евдулов, канд. техн. наук, доцент, проректор по научной работе Дагестанского государственного технического университета.

367015, Республика Дагестан, г. Махачкала,

пр. Имама Шамиля, 70.

Дагестанский государственный

технический университет.

Тел.: (8722)623761, (8722)623715.

E-mail: dstu@dstu.ru

СОДЕРЖАНИЕ**Теория сигналов**

Гадзиковский В. И. Банк цифровых фильтров для многоканальной системы связи с частотным разделением каналов 3

Петров Б. М. Волны во вращающемся волноводе. Эффект Саньяка 13

Савченко М. П. Стационарный режим и флуктуации в автогенераторе на транзисторно-емкостном двухполюснике с отрицательным сопротивлением 21

Богачев М. И. К вопросу о прогнозируемости выбросов динамических рядов с фрактальными свойствами при использовании информации о линейной и о нелинейной составляющих долговременной зависимости 31

**Системы телекоммуникации,
устройства передачи, приема
и обработки сигналов**

Савченко В. В. Метод фонетического декодирования слов в задаче автоматического распознавания речи на основе принципа минимума информационного рассогласования 41

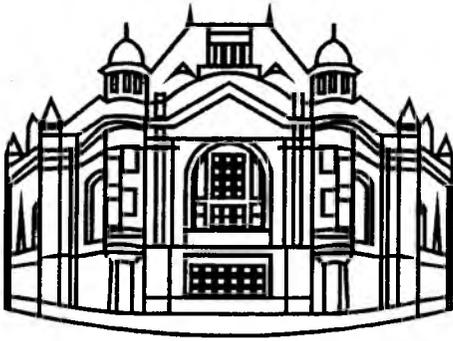
Лысенко Н. В., Садыкова Н. А. Оценка физиологического состояния организма летчика во время полета 49

**Телевидение
и обработка изображений**

Разин И. В. Сравнительный количественный анализ отклика дифференциальных операторов на перепад яркости 57

**Радиолокация
и радионавигация**

Бородин М. А., Леонтьев В. В. Когерентное поле, рассеянное шероховатой поверхностью в зеркальном направлении при скользящих углах облучения



Региональные секции редакционного совета

Уральская

Председатель – Б. А. Панченко, д-р техн. наук, профессор кафедры высокочастотных средств радиосвязи и телевидения Уральского государственного технического университета – УПИ им. первого Президента России Б. Н. Ельцина.

620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, 19.

Уральский государственный технический университет – УПИ им. первого Президента России Б. Н. Ельцина.

Тел.: (343)3754886. E-mail: Shab@ieeee.org

Южная

Председатель – В. А. Обуховец, д-р техн. наук, профессор, декан радиотехнического факультета Таганрогского политехнического института Южного федерального университета.

347928, г. Таганрог, ГСП-17А, Некрасовский пр., 44.

Таганрогский политехнический институт

Южного федерального университета.

Тел.: (8634)310599. Факс: (8634)310598.

E-mail: vao@tsure.ru

Свидетельство о регистрации ПИ № ФС2-8341 от 02.11.2006 выдано Управлением Федеральной службы по надзору за соблюдением законодательства в сфере массовых коммуникаций и охране культурного наследия по Северо-Западному федеральному округу.

Издание входит в перечень изданий ВАК России

Учредитель: Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина)»

Электроника СВЧ

Плахотник А. С. Микроскопический механизм неустойчивости скоростей электронов релятивистского пучка 71

Редакционный отдел

Наши авторы 76

Требования к оформлению статей, предлагаемых для публикации в журнале "Известия вузов России. Радиоэлектроника" 79

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ ЖУРНАЛА

Председатель совета

Д. В. Пузанков

Заместитель председателя

В. М. Кутузов

Члены совета

В. М. Балашов, Р. Е. Быков,
Ю. А. Быстров, Д. И. Воскресенский,
А. Г. Вострецов, А. Д. Григорьев,
Ю. В. Гуляев, В. П. Ипатов,
Т. А. Исмаилов, Ю. М. Казаринов,
Ю. А. Коломенский, В. Н. Кулешов,
И. Г. Мироненко, В. А. Обуховец,
В. А. Пахотин, А. Д. Плужников,
В. В. Попов, Ю. М. Таиров,
В. Н. Ушаков, И. Б. Федоров,
И. А. Цикин, Ю. А. Чаплыгин

Секретарь совета

А. М. Мончак

Редактор

И. Б. Синишева

Компьютерная верстка

Е. Н. Паздниковой

Подписано в печать 30.10.09.

Формат 60×84 1/8. Бумага офсетная.

Печать офсетная.

Гарнитура "Times New Roman".

Печ. л. 10,0.

Тираж 300 экз. (1-й завод 1–150 экз.).

Заказ 88.

Редакционный совет

197376, С.-Петербург, ул. Проф. Попова, 5

Издательство СПбГЭТУ "ЛЭТИ"

Тел.: (812) 346-47-84

Факс: (812) 346-28-52

Издательство СПбГЭТУ "ЛЭТИ"

197376, С.-Петербург, ул. Проф. Попова, 5

Факс: (812) 346-28-56

V. I. Gadzikovsky
Ural state technical university – UPI

Digital filter bank for multi-channel communication with channel frequency separation

Digital filter bank of bi-orthogonal wavelet transform based quadrature-mirror filter for receiving part of a multichannel digital communication system with channel frequency separation is observed.

Filter bank, multi-channel communication, wavelet transform, quadrature mirror filter, aliasing

Статья поступила в редакцию 24 июля 2009 г.

УДК 538.3(075.8)

Б. М. Петров

Таганрогский технологический институт
Южного федерального университета

Волны во вращающемся волноводе. Эффект Саньяка

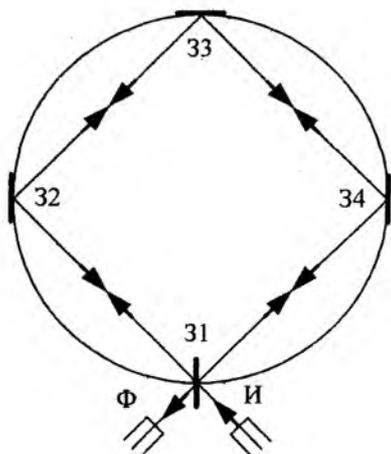
Приведено решение задачи о возможности существования волны магнитного типа во вращающемся цилиндрическом волноводе. Установлены эффекты зависимости длины волны, фазовой и групповой скоростей распространяющихся парциальных гармоник и независимости фазовой и групповой скоростей переотражающихся в поперечном сечении парциальных гармоник от частоты вращения волновода. Строго определена применяемая для оценки результатов опытов в эффекте Саньяка формула для разности фаз парциальных гармоник.

Эффект Саньяка, строгая теория, новые эффекты

Задача о возможности существования направляемых электромагнитных (ЭМ) волн во вращающемся волноводе имеет принципиальное значение для обоснования главных положений электродинамики общей теории относительности (ОТО). Она ставилась в ряде работ, поскольку результаты ее решения необходимы и для объяснения опытов над ЭМ-полями в различного рода интерферометрах [1]–[4], и для расчета лазеров с вращающимися резонаторами [5], [6]. Решения задач получены на основе разного рода допущений, так как ковариантная формулировка уравнений электродинамики либо не применялась [3], [6], либо при ее применении использовались различного рода приближения.

Сложность постановки и решения граничных задач о возможности распространения направляемых ЭМ-волн во вращающихся волноводах связана с тем, что вращающаяся система отсчета (СО) является неинерциальной, центробежные силы и силы Кориолиса в ней влияют на распространяющееся ЭМ-поле, имеющее инертную массу. Поэтому параметры ЭМ-поля во вращающихся и "неподвижных" (инерциальных) системах отсчета различаются.

В опытах Гарреса, Саньяка и Погани (см. рисунок) интерферометр с приборами вращался с постоянной угловой частотой Ω вокруг общей оси, а световой пучок распространялся по замкнутой ломаной линии, плоскость которой перпендикулярна оси вращения. Световой луч, выходящий из источника, разделялся на два луча в точке полупрозрачным зеркалом Z_1 , расположенным под углом 45° к направлению распространения пучка. Оба луча в противоположных направлениях проходили по одному и тому же оптическому



пути, получаемому с помощью набора зеркал 32–34 (опыт Саньяка), в стеклянных призмах (опыт Гарреса) или в наполненной водой трубке (опыт Погани) [3], [4], расположенных на вращающемся диске. В опыте Саньяка лучи отражались от зеркал 32–34, расположенных по окружности диска; при этом оптический путь лучей в воздухе имел форму многоугольника, который при увеличении количества зеркал стремился к окружности, лежащей на ограничивающей поверхности, имеющей площадь S . Источник света И и интерферометр вместе с зеркалами образовывали единую вращающуюся систему. Считалось, что во всех случаях интерференционная установка позволяет методами

классической электродинамики [5] или СТО [3], [4] при малых по сравнению со скоростью света линейных скоростях всех точек диска определить разность времен прохождения одного и того же оптического пути двумя лучами, движущимися в противоположных направлениях. Предполагалось, что для исключения искажений, возникавших от влияния центробежных сил, достаточно было провести два измерения при смене направления вращения. Один из методов измерений состоял в том, что сначала измерялся (с помощью фотографической пластинки Φ) сдвиг фаз между лучами при вращении по часовой стрелке, а затем измерения производились при вращении интерферометра против часовой стрелки.

При постановке опытов проверялась гипотеза остающегося неподвижным и вовлекаемого в движение эфира. Если обозначить через v скорость движения материи в направлении распространения луча, то в рамках теории об остающемся неподвижным эфире предполагалось возможной распространение ЭМ-энергии в направлении вращения со скоростью $(v_\phi - v)$, меньшей скорости v_ϕ света в среде, заполняющей интерферометр, а в противоположном направлении – со скоростью $(v_\phi + v)$, большей скорости света. В рамках этой гипотезы в [3], [4] получено выражение для разности времен прохождения лучами одинаковых путей в указанных направлениях: $\Delta t = 8\pi FS/c^2$, где $F = \Omega/2\pi$ – число оборотов интерферометра в секунду.

За счет разности хода ожидалось возникновение разности фаз лучей:

$$\Delta\Phi = \omega_0 \Delta t = 8\pi S \Omega / c \lambda_0, \quad (1)$$

где ω_0 – частота тока излучающего источника; λ_0 – длина волны.

Поскольку при выводе формулы для Δt использованы предположения о возможности существования во вращающемся интерферометре скоростей лучей, больших и меньших скорости света, то расчетное соотношение (1) является некорректным. Указанное допущение привело к появлению длительных дискуссий и различного рода теорий, пытающихся объяснить появление формулы (1) [7], [8].

В настоящей статье на основе строгого решения задачи о возможности существования волн магнитного типа во вращающемся металлическом волноводе получено выражение, уточняющее (1), и изучены новые эффекты зависимости параметров поля от частоты вращения.

Постановка задачи. Введем в свободном пространстве инерциальную (декартову) СО $K'(x', y', z', iv_{\phi}t) = K'(r', \varphi', z', iv_{\phi}t) = K'(x^{j'})$ (i – мнимая единица; t – время; $x^{j'} = (x^{1'}, x^{2'}, x^{3'}, x^{0'})$, $x^{\alpha'} = (r', \varphi', z')$, $\alpha' = 1, 2, 3$ – цилиндрические координаты) и покоящуюся в ней точку наблюдения $P'(x^{\alpha'}, iv_{\phi}t)$. Бесконечно длинная металлическая цилиндрическая труба радиуса a , вдоль оси которой направлена ось z' , заполненная изотропной однородной линейной средой с диэлектрической и магнитной проницаемостями $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon'$ и $\mu = \mu_0 \mu'$ соответственно (ϵ_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные соответственно) вращается относительно точки P' с постоянной угловой частотой $\Omega = 2\pi F$. Введем жесткую вращающуюся СО $K(r, \varphi, z, t)K(x^j)$ с осью $z = z'$, направленной вдоль оси трубы и являющейся осью вращения. Обозначим через $P(x^j) = P(p^{\alpha}, t)$ ($j = 1, 2, 3, 0$; $p^{\alpha} = p^{\alpha}(r, \varphi, z)$), покоящуюся в СО K точку наблюдения ЭМ-поля. Параметры ϵ , μ и a считаем измеренными в СО K .

Если $x^{\alpha} = (r, \varphi, z)$ – цилиндрические координаты, то $r' = r$, $\varphi' = \varphi + \Omega t$; $z' = z$. Считаем, что область сторонних источников V_{in} , возбуждающих ЭМ-поле на частоте ω_0 , измеренной во времени t , расположена при $z' \rightarrow -\infty$. Тогда уравнения Максвелла в СО K однородны при $p^{\alpha} \notin V_{in}$ и для ковариантного вектора напряженности электрического поля в виде $E_{\alpha} = (E_1, E_2, E_3) = \mathbf{E}$, контравариантной бивекторной плотности веса +1 – напряженности магнитного поля $\hat{H}^{\alpha\beta} = (\hat{H}^{23}, -\hat{H}^{13}, \hat{H}^{12}) = \hat{\mathbf{H}}$, контравариантной векторной плотности веса +1 – электрической индукции $\hat{D}^{\alpha} = (\hat{D}^1, \hat{D}^2, \hat{D}^3) = \hat{\mathbf{D}}$ и ковариантного бивектора магнитной индукции $B_{\alpha\beta} = (B_{23}, -B_{13}, B_{12}) = \mathbf{B}$ могут быть записаны в трехмерной форме [9]:

$$\text{rot } \hat{\mathbf{H}} = \partial_t \hat{\mathbf{D}}; \text{rot } \mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{B}; \text{div } \hat{\mathbf{D}} = 0; \text{div } \mathbf{B} = 0. \quad (2)$$

ЭМ-Поле в СО K , удовлетворяющее (2), с помощью электрического v_z и магнитного v_M потенциалов Дебая разделяется на ЭМ-поле волн электрического типа (E -волн), для которых $B_{r\varphi} = r^{-1}B_{12} = 0$, и ЭМ-поле волн магнитного типа (H -волн), для которых $\hat{D}^z = r^{-1}\hat{D}^3 = 0$. Потенциалы Дебая являются решениями волновых уравнений [9]:

$$Lv_{z,M} = 0, \quad (3)$$

где $L = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1-\beta^2}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{2\beta}{v_{\phi} r} \frac{\partial^2}{\partial \varphi \partial t} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{v_{\phi}^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$ – оператор ($\beta = \Omega r / v_{\phi}$).

Введя обозначения $v_M = v$, $W = \sqrt{\mu/\epsilon}$, для H -волн имеем

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{\mu}{r} \frac{\partial^2 v}{\partial t \partial \varphi} - W \frac{\partial}{\partial r} (\beta \partial v / \partial r); H_{\varphi} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 v}{\partial \varphi \partial z}; E_{\varphi} = \mu \frac{\mu}{r} \frac{\partial^2 v}{\partial t \partial r} - W \frac{\beta}{r} \frac{\partial^2 v}{\partial \varphi \partial r}; \\ B_{rz} &= -\frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{\mu}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \varphi^2}; H_r = \frac{\partial^2 v}{\partial r \partial z}; E_z = -W \beta H_r; H_z = \frac{1-\beta^2}{\mu} B_{r\varphi} + W^{-1} \beta E_r. \end{aligned} \quad (4)$$

В математической модели проводимость стенок трубы считаем идеальной. Тогда на внутренней поверхности цилиндра для ЭМ-поля H -волн должно выполняться граничное условие [9]:

$$\partial H_z / \partial r |_{r=a} = 0. \quad (5)$$

Составляющие векторов напряженностей и продольная составляющая бивектора магнитной индукции определяются по формулам (4), а потенциал Дебая при $z \geq 0$ может быть представлен линейной комбинацией элементарных цилиндрических волн в пространстве, соответствующем СО K [9]:

$$v = e^{i\omega_0 t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n Z_n(\chi r) e^{-in\varphi} e^{-i\chi_n z}, \quad (6)$$

где a_n – коэффициенты; $Z_n(\cdot)$ – функция Бесселя или Ханкеля порядка n ; χ – параметр, подлежащий определению; $\chi_n = \sqrt{k_n^2 - \chi^2}$ – коэффициент распространения волны порядка n ($k_n = \omega_n / v_\Phi$, $\omega_n = \omega_0 + n\Omega$).

Представим коэффициент распространения в виде суммы действительной и мнимой частей: $\chi_n = \chi'_n - i\chi''_n$. Характер волнового процесса в трубе зависит от величин этих частей. В том случае, когда действительная часть – коэффициент фазы положительна ($\chi'_n > 0$), труба является направляющей системой для ЭМ-поля H -волн. При $\chi'_n = 0$, $\chi''_n > 0$ волновой процесс в трубе отсутствует, а все составляющие векторов напряженностей ЭМ-поля затухают по экспоненциальному закону с ростом z ; при $\chi_n = 0$ происходит переотражение ЭМ-поля между стенками трубы.

Таким образом, необходимо найти решение волнового уравнения (3) при граничном условии (5) и условии распространения волн вдоль направляющей системы.

Решение задачи. Потенциал Дебая v в (6) удовлетворяет уравнению (3), полученному из уравнений Максвелла в ковариантной форме. Учтем, что составляющие векторов напряженностей ЭМ-поля должны иметь конечные значения на оси волновода. При этом условии из (6) имеем

$$v = e^{i\omega_0 t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n J_n(\chi r) e^{-in\varphi} e^{-i\chi_n z}, \quad (7)$$

где $J_n(\chi r)$ – функция Бесселя.

Определим составляющую H_z по (4). Подставив выражения для продольной составляющей $B_{r\varphi}$ и радиальной составляющей E_r в формулу для H_z в (4), получим

$$H_z = \frac{1-\beta^2}{\mu} \left[-\frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{\mu}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \varphi^2} \right] - W^{-1} \beta \left[\frac{\mu}{r} \frac{\partial^2 v}{\partial t \partial \varphi} + W \frac{\partial}{\partial r} \beta \frac{\partial v}{\partial r} \right]. \quad (8)$$

Из волнового уравнения (3) имеем

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v}{\partial r} \right) = \frac{1-\beta^2}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \varphi^2} + \frac{2\beta}{v_\Phi r} \frac{\partial^2 v}{\partial t \partial \varphi} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - \frac{1}{v_\Phi^2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}.$$

Подставив это выражение и (7) в правую часть формулы (8) и продифференцировав по φ и t , получим

$$H_z(r, \varphi, z, t) = e^{i\omega_0 t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n [k_0 k_n - \chi_n^2] e^{-in\varphi} J_n(\chi r) e^{-i\chi_n z}.$$

Граничное условие (5) удовлетворяется, если $\partial J_n(\chi r) / \partial r|_{r=a} = 0$. Корнями этого дисперсионного уравнения являются значения v_{nm} , $m = 1, 2, \dots$. Тогда потенциал Дебая рассматриваемой задачи

$$v(r, \varphi, z, t) = e^{i\omega_0 t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} a_{nm} e^{-in\varphi} J_n(k_{\perp nm} r) e^{-i\chi_{nm} z}, \quad (9)$$

откуда

$$H_z(p) = e^{i\omega_0 t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} a_{nm} A_{nm} e^{-in\varphi} J_n(k_{\perp nm} r) e^{-i\chi_{nm} z}, \quad (10)$$

где $A_{nm} = k_0 k_n - \chi_{nm}^2$; $k_{\perp nm} = v_{nm}/a$ и χ_{nm} – поперечный и продольный коэффициенты распространения азимутальной гармоники соответственно.

Найдем продольный коэффициент распространения χ_{nm} . Подставив потенциал Дебая (9) в (3), получим

$$e^{i\omega_0 t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \left[-k_{\perp nm}^2 + \frac{(\beta n)^2}{r^2} + \frac{2\beta}{v_{\phi} r} n\omega_0 - \chi_{nm}^2 + \frac{\omega_0^2}{v_{\phi}^2} \right] a_{nm} J_n(k_{\perp nm} r) e^{-in\varphi} e^{-i\chi_{nm} z} = 0$$

или после приведения подобных членов

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} [k_n^2 - k_{\perp nm}^2 - \chi_{nm}^2] a_{nm} J_n(k_{\perp nm} r) e^{-in\varphi} e^{-i\chi_{nm} z} = 0.$$

Для существования в трубе ЭМ-поля необходимо выполнение условия $a_{nm} J_n(k_{\perp nm} r) e^{-in\varphi} e^{-i\chi_{nm} z} \neq 0$. Тогда $k_n^2 - k_{\perp nm}^2 - \chi_{nm}^2 = 0$, откуда $\chi_{nm} = \sqrt{k_n^2 - k_{\perp nm}^2}$.

Анализ решения. Распространяющиеся азимутальные гармоники. При отсутствии джоулевых потерь критическим значением продольного коэффициента распространения является $\chi_{nm_{кр}} = 0$. При этом $k_{n_{кр}} = k_{\perp nm} = v_{nm}/a$, т. е. критическое значение $k_{n_{кр}}$ зависит от номера азимутальной гармоники m . Обозначим его через $k_{nm_{кр}} = 2\pi/\lambda_{nm_{кр}}$, где $\lambda_{nm_{кр}}$ – критическая длина волны азимутальной гармоники. С другой стороны, $k_{nm_{кр}} = \omega_{0nm_{кр}}/v_{\phi} + n\Omega/v_{\phi} = 2\pi/\lambda_{0nm_{кр}} + n\Omega/v_{\phi}$, где $\omega_{0nm_{кр}}$ и $\lambda_{0nm_{кр}}$ – критические частота и длина волны генератора соответственно. При этом $k_{nm_{кр}} = 2\pi/\lambda_{0nm_{кр}} + n\Omega/v_{\phi} = v_{nm}/a$. Отсюда определим критическую длину волны и ее частоту: $\lambda_{0nm_{кр}} = 2\pi/(v_{nm} - n\beta a)$; $\beta a = \Omega a/v_{\phi}$; $\omega_{0nm_{кр}} = v_{\phi} v_{nm}/a - n\Omega$.

Поэтому парциальные H_{nm} -волны, распространяющиеся в направлении возрастающих значений z и ϕ (т. е. при $n > 0$ в (9) и в (10)), имеют следующие критические длину волны и частоту: $\lambda_{0|n|m_{кр}}^+ = 2\pi a / v_{nm} - n\beta_a$; $\omega_{0nm_{кр}}^+ = v_\phi v_{nm} / a - n\Omega$, а парциальные волны, распространяющиеся вдоль возрастающих значений z , но при уменьшающихся ϕ (при $n < 0$), имеют следующие критические длину волны и частоту: $\lambda_{0,|n|m_{кр}}^- = 2\pi a / v_{|n|m} + |n|\beta_a$, $\omega_{0nm_{кр}}^- = v_\phi v_{nm} / a + |n|\Omega$.

Обозначим длину волны в волноводе через $\lambda_{v nm}$ (при $\lambda_0 < \lambda_{0nm_{кр}}^\pm$). Тогда

$$\lambda_{v nm} = 2\pi / \chi_{nm} = 2\pi / \sqrt{k_n^2 - k_{\perp nm}^2} = \lambda_n / \sqrt{1 - (v_{nm} \lambda_n / 2\pi a)^2}.$$

где $\lambda_n = v_\phi / f_n$; $f_n = f_0 + nF$; $f_0 = \omega_0 / 2\pi$; $F = \Omega / 2\pi$.

$$\text{Фазовая скорость } v_{\phi nm} = \omega_n / \chi_{nm} = v_\phi / \sqrt{1 - (k_{\perp nm} / k_n)^2} = v_\phi / \sqrt{1 - (v_{nm} \lambda_n / 2\pi a)^2}.$$

Если определить групповую скорость азимутальных гармоник выражением $v_{гр nm} = (d\chi_{nm} / d\omega_0)^{-1}$ и учесть, что $dk_n / d\omega_0 = v_\phi^{-1}$, то $v_{гр nm} = v_\phi \sqrt{1 - (v_{nm} \lambda_n / 2\pi a)^2}$. Поэтому $v_{гр nm} v_{\phi nm} = v_\phi^2 = c^2 / \epsilon' \mu'$.

Таким образом, критическая длина волны, длина волны, фазовая и групповая скорости парциальных H_{nm} -волн, распространяющихся вдоль вращающегося волновода, зависят от частоты его вращения. Гармоники, распространяющиеся по часовой стрелке и против нее, имеют разные длины волн, разные фазовые и групповые скорости в волноводе (причем фазовые скорости больше, а групповые – меньше скорости света).

Вычислим разность фаз $\Delta\Phi_{nm}$ двух пространственных гармоник, распространяющихся в противоположных относительно орта 1_ϕ направлениях. Считаем, что $a \gg \lambda_0$, поэтому $k_0 a \gg 1$ и длина волны генератора значительно меньше критической длины волны H_{nm} -типа, т. е. $\lambda_0 \ll \lambda_{0,|n|m_{кр}}^-$, откуда $k_{\perp nm}^2 \ll k_{\pm|n|}^2$ при $\beta_a = \Omega a / v_\phi \ll 1$. В этих условиях на длине L имеем фазовый набег

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_{nm} &= (\chi_{+|n|m} - \chi_{-|n|m}) L = \left(\sqrt{k_{|n|}^2 - k_{\perp nm}^2} - \sqrt{k_{-|n|}^2 - k_{\perp nm}^2} \right) L = \\ &= \left\{ k_{|n|} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{k_{\perp nm}}{k_{|n|}} \right)^2 \right] - k_{-|n|} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{k_{\perp nm}}{k_{-|n|}} \right)^2 \right] \right\} L \approx \frac{\omega_0}{v_\phi} 2\beta_a L = \frac{4\pi a \Omega}{\lambda_0 v_\phi} L. \end{aligned}$$

Если задать длину L равной длине окружности волновода, т. е. $L = 2\pi a$, то эта формула совпадает с формулой (1).

Нераспространяющиеся пространственные "волны". Парциальные волны. В условиях опытов Гарреса, Саньяка и Погани и др. пространство, в котором распростра-

лась волна, ограничено цилиндром, однако ЭМ-поле вдоль оси цилиндра не распространялось (перенос ЭМ-энергии вдоль трубы был исключен). Таким образом, труба использовалась как "запредельный" волновод. В данном случае $\lambda_0 > \lambda_{0nm_{кр}}^-$, поэтому $\chi_{nm} = -i\chi_{nm}^*$,

где $\chi_{nm}^* = \sqrt{k_{\perp nm}^2 - k_n^2}$, причем амплитуды продольных составляющих вектора $H_{z nm}$ в соответствии с (10) определены как $H_{z nm}(p) = e^{i\omega_0 t} a_{nm} A_{nm} e^{-im\varphi} J_n(k_{\perp nm} r) e^{-\chi_{nm}^* z}$.

Они затухают вдоль оси z по экспоненциальному закону. Наибольшими по амплитуде являются азимутальные гармоники с индексами $n = N$ и $m = M$, соответствующими критическому случаю $\chi_{nm}^* = \sqrt{k_{\perp nm}^2 - k_n^2} = 0$, при котором $\exp(-\chi_{nm}^* z) = 1$, т. е. при

$$k_N = k_{\perp NM}. \quad (11)$$

Определим сдвиг фаз полей парциальных волн. Выражение (11) означает, что коэффициент распространения в поперечном направлении $k_{\perp NM}^+$ парциальных азимутальных гармоник с индексом $n = |N|$ равен k_N^+ , а коэффициент распространения парциальных азимутальных гармоник с отрицательным индексом $n = -|N|$ равен $k_{\perp |N|M}^- = k_{-|N|}^-$. Волны парциальных азимутальных гармоник с положительным и с отрицательным индексами при проходе в поперечном направлении пути длиной L получают разность фаз

$$\Delta\Phi_N = Lk_{|N|}^+ - Lk_{-|N|}^- = (L/v_\phi)(\omega_{|N|} - \omega_{-|N|}) = (L/v_\phi)2|N|\Omega.$$

Для парциальных волн, падающих в поперечной плоскости на поверхность цилиндра под углом к нормали в точке падения, мало отличающимся от $\pi/2$, имеем $L \approx 2\pi a$. Поэтому

$$\Delta\Phi_{N \max} = (4\pi a/v_\phi)|N|\Omega, \quad (12)$$

причем при вращениях трубы по часовой стрелке и против нее разность фаз имеет разный знак. Определим значение $|N|$, соответствующее критическому случаю. Из (11) имеем $k_N = k_{0_{кр}} + N\Omega/v_\phi$, где $k_{0_{кр}} = (\omega_0/v_\phi)_{кр}$. Тогда $k_{0_{кр}}^\pm = v_{nm}/a \mp |N|\Omega/v_\phi$. Умножив это выражение на a , получим $(k_0 a)_{кр}^\pm = v_{nm} \mp |N|\beta_a$. При $|n| = |N| \gg 1$ приближенным значением первого корня v_{n1} является [10]: $v_{n1} \approx n + 0.8086n^{1/3}$. Подставив это значение в предыдущее выражение, получим уравнение для определения N : $|N| + 0.8086n^{1/3} \mp |N|\beta_a \approx k_0 a$. В первом приближении при $k_0 a \gg 1$, $\beta_a \ll 1$ получим $|N| \approx k_0 a$. Подставив это значение в (12) и обозначив $\pi a^2 = S_0$, имеем $\Delta\Phi_{N \max} \approx [8\pi S_0/(v_\phi \lambda_0)]\Omega$.

Определим второе приближение индекса $|N|$. Аргумент функции Бесселя $J_n(k_{\perp nm} a)$ в (10) в критическом случае при $r = a$ равен $k_{\perp NM} a$. Асимптотическое значение этой функции на уровне κ определяется при $|N| \gg 1$, $k_{\perp NM} a \gg 1$ выражением

$|N| = v_{\kappa} k_{\perp NM} a = v_{\kappa} (k_0 a + N\beta_a)$, откуда получим $|N| = v_{\kappa} k_0 a / (1 - v_{\kappa} \beta_a)$, причем коэффициент $v_{\kappa} > 1$ [9]. Подставив значение $|N|$ в (12), получим

$$\Delta\Phi_{N \max} = v_{\kappa} \left\{ 8\pi S_0 / \left[(1 - v_{\kappa} \beta_a) v_{\phi} \lambda_0 \right] \right\} \Omega.$$

Это значение разности фаз больше вычисляемого по формуле (1). Оно согласуется с результатами опытов Мачека и Девиса, полученными с помощью вращающихся лазеров [11].

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

В случае распространяющихся вдоль волновода H_{nm} -волн все параметры ЭМ-поля (критическая длина волны, длина волны, фазовая и групповая скорости) зависят от его частоты вращения, так как на ЭМ-поле, переносящее энергию вдоль волновода, влияют возникающие из-за вращения трубы гравитационные силы в виде центробежных сил и сил Кориолиса.

ЭМ-Поле нераспространяющихся пространственных гармоник представляет собой наложение парциальных волн, переотражающихся между стенками трубы и имеющих поперечный коэффициент фазы, зависящий от частоты вращения трубы, что приводит к фазовому сдвигу между этими волнами.

Задача о вращающемся интерферометре в настоящей статье решена строго на основе электродинамики. Это решение дало возможность количественно описать ЭМ-явления во вращающихся волноводах и установить зависимости параметров ЭМ-поля от частоты вращения.

Результаты, изложенные в настоящей статье, получены без использования понятия эфира или некорректных предположений о скорости распространения ЭМ-поля.

Список литературы

1. Vildiz A., Tang G. H. Electromagnetic cavity resonances in accelerated systems // Phys. rev. 1966. Vol. 146, № 4. P. 2100–2111.
2. Post E. J., Vildiz A. Cavity resonances in accelerated systems. // Phys. rev. let. 1965. Vol. 15, № 5. P. 410–416.
3. Зоммерфельд А. Оптика. М.: Иностран. лит., 1953. 486 с.
4. Вавилов С. И. Собрание сочинений. Т. 4: Экспериментальные основания теории относительности. М.: Изд-во АН СССР, 1956. 470 с.
5. Белоногов А. М. Электромагнитные колебания в объемном резонаторе во вращающейся системе отсчета // ЖЭТФ. 1969. Т. 39. Вып. 7. С. 1170–1176.
6. Хромых А. М. Кольцевой генератор во вращающейся системе отсчета // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. Вып. 1. С. 716–721.
7. Логунов А. А., Чугреев Ю. В. Специальная теория относительности и эффект Саньяка // Успехи физ. наук. 1988. Т. 156. Вып. 1. С. 137–143.
8. Заказчиков А. И. Возвращение эфира. М.: Изд-во «Компания "Спутник+"», 2001. 228 с.
9. Петров Б. М. Прикладная электродинамика вращающихся тел. М.: Горячая линия – Телеком, 2009. 288 с.
10. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. 2-е изд. М.: Наука. 1968. 344 с.
11. Masek W. M., Devis D. T., jr. Rotating note sensing with traveling – wave ring lasers // Appl. phys. let. 1963. Vol. 2. P. 67–68.

B. M. Petrov

Taganrog technological institute of South federal university

Waves in the rotating waveguide. Sagnac effect

Problem of an occurrence of magnetic wave in the rotating cylindrical is solved. Effects of wave-length, phase and envelope velocities of propagating partial harmonics dependence on rotating frequency of waveguide and effects of phase and envelope velocities of re-reflected in the transverse section partial harmonics independence on rotating frequency of waveguide are