

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы.

Одной из задач современной физики ускорителей является внедрение новых типов ускорительных структур, а также мощных узкополосных источников излучения в терагерцовом диапазоне. Получению высокочастотного излучения с помощью сгустков заряженных частиц высокой энергии в однослойных, двухслойных и многослойных волноводах в настоящее время придается большое значение. Наиболее изученными являются одномодовые структуры. В качестве одномодовых конструкций обычно применяют двухслойные трубки или трубки с дисковой нагрузкой.

Однородные многослойные трубки имеют высокий КПД, так как при соответствующем подборе параметров можно добиться отсутствия в них мод высоких порядков. Немаловажным обстоятельством является сравнительная простота их структуры. Необходимость работы в терагерцовом диапазоне привела к исследованию различных структур, например металлодиэлектрических, биметаллических и гофрированных. Металло-диэлектрические волноводы вызывают большой интерес и широко используются в физике ускорителей и смежных областях. Биметаллические волноводы менее изучены, хотя благодаря их электродинамическим особенностям они имеют ряд преимуществ перед металлодиэлектрическими. Диссертация посвящена комплексному исследованию функционирования цилиндрических металлодиэлектрических и биметаллических волноводов, а также волноводов с многослойными стенками и полу бесконечных волноводов в качестве пучкопроводов в ускоряющих и излучающих структурах. В диссертации исследуются кильватерные поля и импедансы, разрабатываются методы определения собственных значений собственных функций, резонансных частот полей излучения частиц и коэффициентов затухания собственных мод на резонансных частотах в многослойных волноводах как при линейном, так и при спиралеобразном движении частицы.

Цель работы:

Целью диссертационной работы является:

1. Разработка алгоритма расчета собственных значений собственных функций цилиндрического волновода с многослойными стенками с произвольным количеством слоев при произвольном их заполнении.
2. Комплексное исследование продольных и поперечных кильватерных полей в двухслойном металло-диэлектрическом волноводе.
3. Комплексное исследование продольных и поперечных кильватерных полей в биметаллическом волноводе. Демонстрация возможности его использования в качестве пучкопровода с НЕГ-покрытием и в качестве источника узкополосного излучения в терагерцовой области частот.
4. Исследование дисперсионных характеристик тонкостенного однослойного волновода.
5. Установка связи переходного излучения в полубесконечном волноводе с законами геометрической оптики.
6. Демонстрация возможности фокусировки или канализации пучка в двухслойном металло-диэлектрическом волноводе с помощью привнесенной извне волноводной модой TE₀₁.

Научная новизна работы:

1. Впервые разработан метод, обеспечивающий единый подход к расчету дисперсионных характеристик собственных мод многослойного волновода и частотных распределений его кильватерных функций (импедансов).
2. Полученные дисперсионные уравнения позволяют получать значения резонансных частот кильватерного поля и коэффициенты затухания собственных мод на этих частотах как при прямолинейном, так и при геликоидальном движении частицы.
3. Впервые выведено явное выражение дисперсионного уравнения для собственных частот двухслойного цилиндрического волновода.
4. Впервые доказана принципиальная необходимость учета конечной проводимости материала внешней стенки и потерь во внутреннем диэлектрическом слое в металло-диэлектрическом волноводе при расчетах характеристик его кильватерного поля.
5. Впервые разработана эквивалентная схема продольного импеданса для двухслойного металло-диэлектрического волновода.
6. Впервые проведено комплексное исследование импеданса, кильватерных функций и дисперсионных кривых в метало-диэлектрическом волноводе и обнаружено принципиальное различие его электродинамических свойств при тонком и толстом внутреннем покрытии.
7. Исследовано влияние конечной проводимости металла внешней стенки и потерь в диэлектрике внутреннего слоя.
8. Впервые всесторонне исследовано воздействие НЕГ-покрытия внутренней стенки металлического пучкопровода на его электродинамические характеристики и продемонстрирована возможность его использования в качестве источника узкополосного излучения в терагерцовой области частот при малой толщине НЕГ-покрытия. Покрытие в этом случае выполняет двойную функцию.
9. Впервые получены равномерные асимптотические выражения для продольного импеданса цилиндрического металло-диэлектрического волновода, отображающие его тонкую структуру.
10. Установлены закономерности вырождения и расщепления мод в тонкостенном металлическом волноводе.
11. Впервые установлено соответствие между переходным излучением точечной частицы в полубесконечном круглом волноводе и законами геометрической оптики.
12. Впервые показана возможность фокусировки или канализации пучка в в двухслойном метало-диэлектрическом цилиндрическом волноводе с помощью привнесенной волноводной моды TE_{01} .

Практическая ценность:

1. Метод расчета собственных значений для многослойного волновода и его связь с импедансами предоставляет возможность для исследования слоистых систем, содержащих разнообразные комбинации слоев различной толщины и содержащих различные материалы. Подбор оптимальной их комбинации позволит создать систему с заданными электродинамическими характеристиками.
2. Двухслойные метало-диэлектрические и биметаллические структуры, рассмотренные в диссертации, могут найти применение в качестве вставных устройств комплекса АРЕАЛ в КЕНДЛ для экспериментальной их апробации в качестве источников узкополосного терагерцового излучения. Особо эффективным будет их применение в модифицированном (50 МеВ-ном) комплексе АРЕАЛ.
3. На базе двухслойного метало-диэлектрического волновода и привнесенной в нее извне волноводной моды TE_{01} планируется осуществление канализования

электронного пучка на модифицированном комплексе APEAL и комплексе PITZ (DESY, Zeuthen, Germany).

4. Апробация упомянутых двухслойных структур возможна также в AANL (YerPhI) на 70 MeV-ном линейном ускорителе.

На защиту выносятся следующие основные положения:

- Разработан матричный алгоритм определения собственных значений гибридных векторных электромагнитных собственных функций цилиндрического волновода с многослойными стенками с произвольным числом слоев и их заполнением.
- Установлена связь между дисперсионным детерминантом и частотным распределением импеданса для произвольных членов мультиполюного разложения.
- Подробно исследованы свойства продольного и поперечного кильватерных полей в металлодиэлектрическом волноводе при учете потерь в диэлектрике и металле. Показана принципиальная необходимость учета этих потерь при расчете характеристик кильватерного поля в двухслойном металлодиэлектрическом волноводе.
- Сравниваются свойства кильватерных полей металлического волновода без и с внутренним НЭГ-покрытием. Показано, что последний существенно не искажает характеристики волновода, а при уменьшении толщины покрытия в волноводе появляется возможность использовать его в качестве источника узкополосного терагерцового излучения и устройства для двухпучкового ускорения.
- Полученные асимптоты продольного импеданса наглядно демонстрируют его структуру, отражая его тонкие особенности.
- Показано, что поле ПИ в полубесконечном волноводе строго подчиняется геометро-оптическим законам отражения.
- Показано, что при соответствующем выборе мощности генерируемой моды может происходить фокусировка или каналирование электронного пучка на определенном участке волновода под действием введенной извне моды TE₀₁ двухслойного металлодиэлектрического волновода

Апробация работы:

Основные научные положения диссертации докладывались и обсуждались на семинарах в КЕНДЛ а также докладывались на международных конференциях PIERS и IPAC21.

Всего по теме диссертации опубликовано 7 работ.

Структура и объем работы:

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Основной объем работы составляет 116 страниц, включая 74 рисунков и 2 таблицы. Диссертация написана на английском языке.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** излагаются актуальность, цель, основные задачи, научная новизна и практическая ценность работы, перечисляются положения, выносимые на защиту и приводятся данные об апробации и публикациях по теме диссертации.

Первая глава диссертации посвящена разработке алгоритма построения уравнений для собственных значений гибридных электромагнитных собственных функций цилиндрического волновода с многослойными стенками с произвольным числом слоев и их произвольным изотропным заполнением.

Векторные собственные моды цилиндрического волновода с многослойными стенками в общем случае наличия азимутальной зависимости являются гибридными модами, содержащими как электрическую, так и магнитную продольные составляющие. Задача определения собственных значений собственных мод многослойного волновода может быть решена для произвольного числа слоев методом частичных областей. Связь между соседними областями осуществляется путем сшивки тангенциальных составляющих поля на границах, разделяющих слои. Поскольку полученная система уравнений относительно произвольных весовых коэффициентов является однородной (с нулевой правой частью), к ней применяется правило Крамера о равенстве ее детерминанта нулю, что является необходимым условием того, чтобы эта система имела нетривиальное решение. Отметим, что продольное волновое число, хотя и зависит от частоты, тем не менее неизменно от слоя к слою, а поперечные волновые числа для каждого из слоев могут быть выражены через него и через текущую частоту распространения. Каждое значение частоты

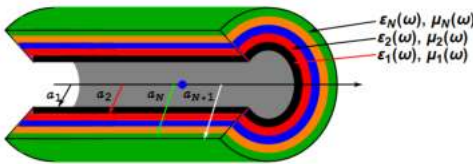


Рис. 1. Многослойный цилиндрический

соответствует дискретному набору комплексных поперечных собственных значений. При наличии высокопроводящего внешнего слоя (этот случай в основном рассматривается в диссертации) естественно принять в качестве начальных условий при нулевой

частоте поперечные собственные значения волновода с идеально проводящими стенками. Эти собственные значения являются нормированными на радиус волновода корнями функций Бесселя для ТМ-мод и их производными для ТЕ-мод. Дисперсионные уравнения с учетом начальных собственных значений решаются последовательно, для все возрастающих частот, с дополнительным требованием непрерывности получаемых дисперсионных кривых.

Вышеописанный метод имеет один существенный недостаток: каждый новый слой добавляет в систему четыре новых уравнения. При большом количестве слоев это создает трудности при вычислении определителей, особенно когда их численные значения близки к нулю. Эта трудность преодолевается предварительным сведением системы уравнений для произвольного числа слоев к линейной однородной системе, состоящей из четырех уравнений. Создан матричный метод, аналогичный созданному ранее для расчета импедансов в многослойных трубах. Используются условия согласования полей на границах слоев и в виде матричных соотношений устанавливаются связи между полями мод в соседних слоях. Детерминант системы с произвольным количеством слоев N выглядит следующим образом:

$$\bar{D} = \hat{Q}W_H(v_{N+1}a_{N+1}) - W_J(v_0a_1) \quad (1)$$

$$\hat{Q} = \hat{Q}^{(1)}\hat{Q}^{(2)} \dots \hat{Q}^{(N)}, \hat{Q}^{(i)} = W(v_i a_i)W^{-1}(v_i a_{i+1}), W(v_i r) = W_J(v_i r) + W_H(v_i r),$$

$$W_j(v_i r) = \left\{ \begin{array}{cccc} -\frac{mp}{v_i^2 r} J_m(v_i r) & 0 & -\frac{j\mu_i' k_0}{v_i} J_m'(v_i r) & 0 \\ J_m(v_i r) & 0 & 0 & 0 \\ \frac{j\varepsilon_i' k_0}{v_i} J_m'(v_i r) & 0 & -\frac{mp}{v_i^2 r} J_m(v_i r) & 0 \\ 0 & 0 & J_m(v_i r) & 0 \end{array} \right\} W_H(v_i r) \left\{ \begin{array}{cccc} 0 & -\frac{mp}{v_i^2 r} H_m(v_i r) & 0 & -\frac{j\mu_i' k_0}{v_i} H_m'(v_i r) \\ 0 & H_m(v_i r) & 0 & 0 \\ 0 & \frac{j\varepsilon_i' k_0}{v_i} H_m'(v_i r) & 0 & -\frac{mp}{v_i^2 r} H_m(v_i r) \\ 0 & 0 & 0 & H_m(v_i r) \end{array} \right\}. \quad (2)$$

В (2) J_m и H_m функции Бесселя и Ханкеля первого рода, $v_i^2 = k_0^2(\varepsilon_i' \mu_i' - 1) + v_0^2$, v_0 -поперечное волновое число моды во внутренней вакуумной области волновода, ε_i' , μ_i' -относительные диэлектрические и магнитные проницаемости материала i -того слоя. Для двухслойного волновода дисперсионное уравнение сводится к виду:

$$Det\{\bar{D}\} = R_4 m^4 + R_2 m^2 + R_0 = 0 \quad (3)$$

Который при $\varepsilon_1' = \varepsilon_2'$, $\mu_1' = \mu_2'$, $v_1 = v_2$ сводится к общеизвестной формуле для однослойного волновода с резистивными стенками.

Основное отличие метода определения поперечных собственных значений многослойного волновода от метода определения полей излучения частицы в том же волноводе заключается в наличии в последнем случае в исходных уравнениях (также образованных из условия согласования тангенциальной электрической и магнитной составляющих на границах слоев) ненулевых правых частей, обусловленных зарядом и током частицы, движущейся по прямолинейной (параллельной оси волновода) или по винтовой (осесимметричной) траектории.

Наличие правых частей в исходных уравнениях делает эти уравнения неоднородными. Форма фазовых факторов, входящих в их решения, теперь определяется формой фазового фактора, содержащегося в фурье-представлениях зарядов и токов, формируемых частицей

Особенностью фазовых множителей, входящих в правые части уравнений, является зависимость продольного волнового числа от рабочей частоты излучаемого поля. Переход от определителя однородной системы (содержащего два параметра: частоту и продольное волновое число) к определителю неоднородной системы (содержащего один параметр, а именно частоту) можно осуществить, подставив в первый из них зависимость продольного волнового числа от частоты, содержащейся в неоднородных уравнениях: $D_l(\omega) = \bar{D}\left(\frac{\omega}{c}, j\frac{\omega}{v\gamma}\right)$ для параллельного оси линейного движения частицы $D_h(\omega) = \bar{D}\left(\frac{\omega}{c}, \sqrt{\omega^2/c^2 - (\omega - m\omega_0)^2/V_z^2}\right)$ для симметричного относительно оси винтообразного движения частицы (ω_0 – частота вращения, V_z – продольная скорость частицы, γ – Лоренц – фактор). Равенство нулю записанных таким образом определителей дает уравнения для резонансных частот поля излучения частицы. Таким способом можно определить комплексные резонансные собственные частоты мод, генерируемых полем излучения, действительные части которых соответствуют резонансной частоте (Рис.2), а мнимые определяют степень их затухания на той же резонансной частоте (Рис.3).

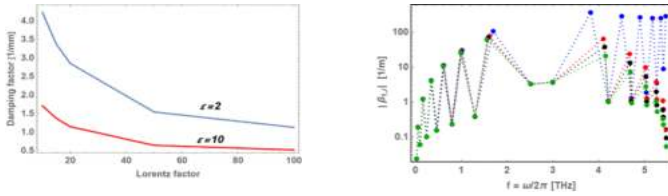


Рис. 3. Слева, **линейное движение Лоренца.** Фактор затухания моды в зависимости от энергии частицы, радиус волновода 2мм , $d = 1\ \mu\text{м}$. Справа, **винтообразное движение.** Геликоидальный ондулятор, установленный в двухслойный металло-диэлектрический волновод. Фактор затухания моды; $\varepsilon = 1$ (отсутствие диэлектрического слоя, синий), $\varepsilon = 2$ (красный), $\varepsilon = 3$ (черный), $\varepsilon = 10$ (зеленый). Параметры ондулятора: $K = 0.42$ (безразмерный ондуляторный параметр), период ондулятора: $8\ \text{ст}$, энергия частицы: $15\ \text{MeV}$, радиус волновода $1\ \text{ст}$, толщина внутреннего слоя: $d = 1\ \mu\text{м}$.

Как в случае прямолинейного (Рис. 3, слева), так и в случае винтообразного (Рис. 3, справа) движения частицы наблюдается понижение степени затухания с ростом величины диэлектрической проницаемости.

До сих пор дисперсионные уравнения и импедансы рассчитывались отдельно. Формально это выражается в том, что при расчете дисперсионных уравнений используются функции Бесселя первого рода и функции Ганкеля, а при расчете импедансов - модифицированные функции Бесселя первого и второго рода. Теперь можно объединить два независимых метода в единую систему, выразив m -ый член мультипольного разложения импеданса через детерминант матрицы $\hat{D}_l(\omega)$ и ее минор. Как продольный, так и компоненты (радиальная и угловая) поперечного импеданса, определяемого для линейного движения частицы, выражаются через силу Лоренца, действующую на тестовую частицу. В цилиндрической системе координат $\{r, \varphi, z\}$ компоненты m -ого члена ее Фурье-разложения при линейном движении запишутся в виде:

$$\vec{F} = \left\{ \frac{A_m^{(0)}}{c^2 \gamma} J'_m(j\lambda r), \frac{A_m^{(0)}}{c^2} \frac{mV}{r\omega} J_m(j\lambda r), A_m^{(0)} J_m(j\lambda r) \right\} \exp\{jm\varphi\} \quad (4)$$

где $A_m^{(0)} = B_\theta^0 \det\{\hat{D}_l^{(3,1)}(\omega)\} / \det\{\hat{D}_l(\omega)\}$ и $\hat{D}_l^{(3,1)}(\omega)$ – алгебраическое дополнение элемента $\{3,1\}$ матрицы $\hat{D}_l(\omega)$,

$$B_\theta^0 = -j \frac{qZ_0 h_m}{\pi \beta a_1} \frac{J_m(j\lambda r_q)}{J_m(j\lambda a_1)}, \quad \beta = \frac{v}{c}, \quad \lambda = \frac{\omega}{v\gamma}, \quad h_0 = 1, \quad h_{m>0} = 2. \quad (5)$$

Здесь a_1 – внутренний радиус волновода (Рис.1), r_q – смещение от оси траектории частицы.

Таким образом, разработан метод расчета собственных функций и собственных значений многослойных волноводов. Установлена связь с поперечным и продольным импедансами и дисперсионными уравнениями таких волноводов. С помощью уравнений $\det\hat{D}_l(\omega) = 0$ и $\det\hat{D}_h(\omega) = 0$ можно вычислить резонансные частоты мод, формирующих излучение и определить коэффициенты затухания, обусловленные прямолинейным и геликоидальным движением частицы, на этих частотах (Рис.3).

Вторая глава диссертации, где исследованы продольные характеристики металло-диэлектрического и биметаллического волноводов, состоит из трех частей.

Первая часть второй главы диссертации посвящена исследованию формирования кильватерного поля в двухслойном металлодиэлектрическом волноводе в продольном

направлении. Исследованиям предшествует анализ сложившейся ситуации: отмечается, что, несмотря на значительный прогресс, сопровождающий экспериментальные работы, уровень теоретических исследований, призванных интерпретировать результаты экспериментов, не соответствует уровню достижений экспериментальной науки. Теоретические исследования проводятся, как правило, по упрощенной схеме: не учитываются потери в диэлектрике (мнимая часть диэлектрической проницаемости считается равной нулю) и наличие конечной проводимости материала металла стенки волновода не учитывается (внешняя металлическая стенка считается идеально проводящей). В результате мы имеем лишь качественное описание процессов излучения, происходящих в металлодиэлектрическом волноводе. На конкретных графических примерах в диссертации наглядно показаны принципиальные различия форм распределений импедансных кривых и кильватерных функций при отсутствии и наличии потерь в диэлектрике и металле: формы кривых радикально деформируются даже при наличии сколь угодно малых потерь в диэлектрике или в металле (Рис.4).

Естественно, кроме всего прочего, учет затухания в диэлектрике и использование реального металла в качестве заполнения внешней стенки приближает исходную математическую модель устройства к реальности.

В основу исследования положены точные формулы для монополюсного импеданса двухслойной металлодиэлектрической трубы с неограниченной внешней металлической стенкой и точные дисперсионные соотношения для осесимметричных мод той же трубы.

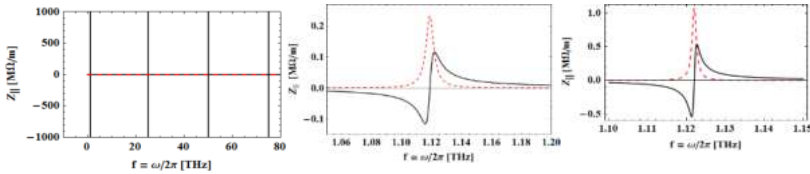


Рис.4. Действительная (красная, штриховая) и мнимая (черная, сплошная) составляющие продольного импеданса волновода с идеально проводящей стенкой нагруженного диэлектриком без потерь (слева), с конечно-проводящей (медной, с проводимостью $\sigma = 58 \cdot 10^6 \Omega^{-1}m^{-1}$) стенкой, нагруженного диэлектриком без потерь (середина) и идеально-проводящего волновода с тонким диэлектрическим слоем с малыми потерями ($\varepsilon_1'' = 0.1$) (справа); $a_1 = 2\pi t$, $d = 2\mu m$, $\varepsilon_1' = 10$.

Формула для продольного импеданса металло-диэлектрического волновода может быть приведена к виду, интерпретируемому эквивалентной схемой в виде параллельного колебательного контура:

$$Z_{||} = j \frac{Z_0}{\pi k a_1^2} \left\{ 1 - \frac{2\varepsilon_1}{a_1 \beta_1} \frac{\beta_2 \varepsilon_1 U_4 + \beta_1 \varepsilon_2 U_3 \alpha}{\beta_2 \varepsilon_1 U_2 + \beta_1 \varepsilon_2 U_1 \alpha} \right\}^{-1} = \{Z_{diel}^{-1} + Z_{res}^{-1}\}^{-1}, \quad \alpha = \frac{K_1(a_2 \beta_2)}{K_0(a_2 \beta_2)} \rightarrow 1 \quad (6)$$

$$Z_{diel} = j \frac{Z_0}{\pi k a_1^2} \left[1 - \frac{2\varepsilon_1}{a_1 \beta_1} \frac{U_3}{U_1} \right]^{-1}, \quad Z_{res} = -j \frac{Z_0}{2\pi k \varepsilon_1} \beta_1^3 a_2 U_1 \left(U_2 + \frac{\beta_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 \beta_2} U_1 \alpha \right)$$

$$U_1 = I_0(\beta_1 a_2) K_0(\beta_1 a_1) - I_0(\beta_1 a_1) K_0(\beta_1 a_2) \approx \sinh(\beta_1 d) / \beta_1 \sqrt{a_1 a_2}$$

$$U_2 = I_1(\beta_1 a_2) K_0(\beta_1 a_1) + I_0(\beta_1 a_1) K_1(\beta_1 a_2) \approx \cosh(\beta_1 d) / \beta_1 \sqrt{a_1 a_2}$$

$$U_3 = -I_0(\beta_1 a_2)K_1(\beta_1 a_1) - I_1(\beta_1 a_1)K_0(\beta_1 a_2) \approx -\cosh(\beta_1 d)/\beta_1 \sqrt{a_1 a_2}$$

$$U_4 = I_1(\beta_1 a_1)K_1(\beta_1 a_2) - I_1(\beta_1 a_2)K_1(\beta_1 a_1) \approx -\sinh(\beta_1 d)/\beta_1 \sqrt{a_1 a_2}$$

$$\beta_{1,2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \varepsilon_{1,2} \mu_{1,2}}, \quad \varepsilon_1 = \varepsilon'_1 + j\varepsilon''_1, \quad \varepsilon_2 = 1 + j \frac{\sigma_2 Z_0 c}{\omega}$$

Здесь $I_{0,1}, K_{0,1}$ модифицированные функции Бесселя первого и второго рода, σ_2 – проводимость металла внешней стенки. Емкостная составляющая Z_{diel} описывает волновод с идеально проводящими стенками, покрытыми изнутри диэлектриком. Численные исследования включают всестороннее сравнение графиков импеданса, кильватерных функций и дисперсионных кривых для медных волноводов с толстым (Рис.5, $d = 200\mu\text{m}$) и тонким (Рис.6, $d = 2\mu\text{m}$) внутренним диэлектрическим слоем при различной степени затухания в нем.

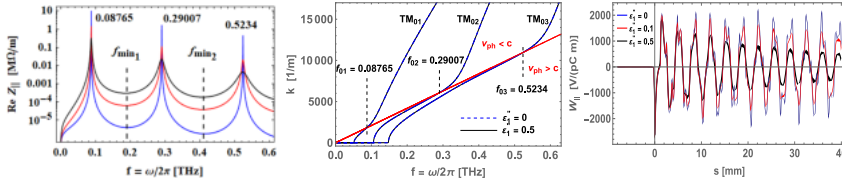


Рис.5. $d = 200\mu\text{m}$. Слева: действительная часть продольного монополярного импеданса двухслойного металлодиэлектрического волновода для $\varepsilon'_1 = 10$ и для трех различных значений ε''_1 : 0 (синий), 0,1 (красный), 0,5 (черный); середина: перекрывающиеся дисперсионные кривые первых трех ТМ мод того же волновода для диэлектрика без потерь $\varepsilon''_1 = 0$ (синий, пунктир) и с малыми потерями $\varepsilon''_1 = 0.5$ (черный, сплошной); справа: продольная кильватерная функция для того же волновода при различных значениях ε''_1 : $\varepsilon''_1 = 0$ (синий), $\varepsilon''_1 = 0.1$ (красный), $\varepsilon''_1 = 0.5$ (черный).

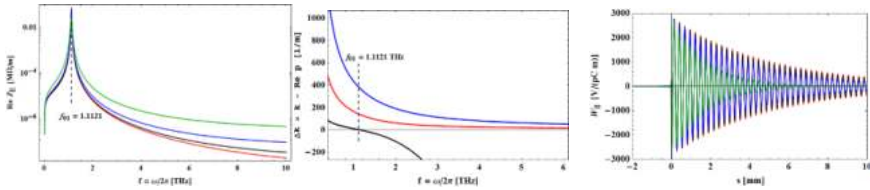


Рис.6. $d = 2\mu\text{m}$, $\varepsilon'_1 = 0$. Продольный монополярный импеданс двухслойной металлодиэлектрической структуры для различных значений ε''_1 : $\varepsilon''_1 = 0$ (красный), 0,1 (черный), 0,5 (синий), 3 (зеленый); центр: дисперсионные кривые для мод TM_{01} (черный), TM_{02} (красный) и TM_{03} (синий). Синхронные частоты соответствуют $\Delta k=0$, что достигается только для моды TM_{01} ; справа: кильватерные функции ($\varepsilon'_1=10$) для случаев $\varepsilon''_1 = 0$ (красный), 0,1 (черный), 0,5 (синий) и 3 (зеленый); $a=2$ мм, $d=2$ мкм.

В ходе исследований были установлены закономерности, свидетельствующие о важности учета затухания в диэлектрике: в частности, установление одномодового режима не только в случае тонкого слоя, но и при достаточно толстом слое в случае высокой степени затухания в диэлектрике. Обращает на себя внимание совпадение резонансных частот (Рис. 5,6, слева) с синхронными частотами собственных мод (Рис. 5,6, середина) как при толстом, так и при тонком слое. Для толстого слоя характерно наличие множества резонансных частот, тогда как тонкому слою присуща единственная резонансная частота (одномодовый режим), что приводит к

периодичности кильватерной функции (Рис.6, справа). Кильватерная функция при толстом слое аперидична (Рис.5, справа).

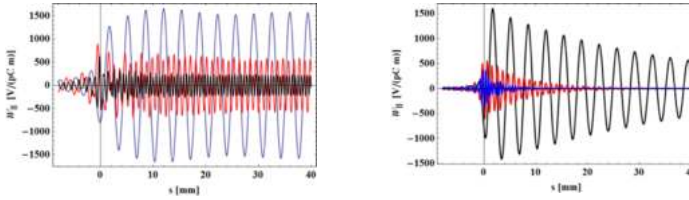


Рис.7. $\epsilon_1' = 10$, $d = 200\mu\text{m}$. Выделенные вклады первых трех резонансов в кильватерную функцию; $\epsilon_1'' = 0$ (слева); $\epsilon_1'' = 0.5$ (справа).

Разработан и реализован визуальный метод демонстрации вклада отдельных гармоник в кильватерную функцию (Рис.7). Высокое затухание в диэлектрике ($\epsilon_1'' = 0.5$) гасит вклады высших гармоник (Рис 7, справа).

Во второй части **Второй Главы** выводятся асимптотические выражения для продольного импеданса двухслойной трубы (6). Получены различные асимптотические представления для продольного монополюного импеданса двухслойного металл-диэлектрического цилиндрического волновода с конечно-проводящими внешними стенками и внутренним диэлектрическим слоем с потерями. Определены области их применимости и исследованы их свойства. Выявлены и описаны новые особенности резонансных свойств рассматриваемой структуры.

1. Равномерная коротковолновая асимптотика, справедлива при $|\beta_1|a_1 \gg 1$:

$$Z_{||} = j \frac{Z_0}{\pi k a_1^2} \left\{ 1 + \frac{2 \epsilon_1 \tanh(\beta_1 d_1) + u}{\beta_1 (1 + u \tanh(\beta_1 d_1))} \right\}^{-1}, \quad u = \frac{\epsilon_2 \beta_1}{\epsilon_1 \beta_2} \quad (7)$$

Наложение дополнительного условия $u \gg 1$ дает следующее асимптотическое представление, справедливое в полосе частот:

$$\frac{1}{a_1} \sqrt{|1 - \epsilon_1|} \ll k \ll |(1 - \epsilon_1) \epsilon_1^{-2} | \sigma_2 Z_0$$

$$Z_{||} = j \frac{Z_0}{\pi k a_1^2} \left\{ 1 + \frac{2 \epsilon_1 \coth(y)}{\beta_1} \right\}^{-1}, \quad y = \beta_1 d_1 + u^{-1}. \quad (8)$$

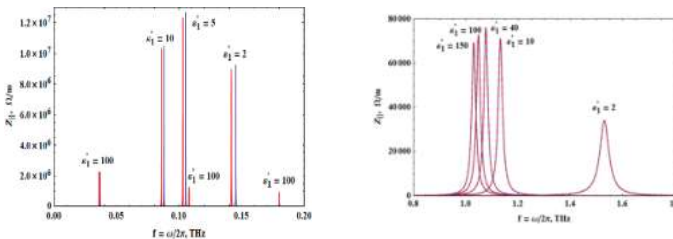


Рис.8. Продольный монополюный импеданс металлдиэлектрического волновода при различных значениях диэлектрической проницаемости, рассчитанный по точной формуле (синий) и по аппроксимации (8) (красный); $d_1 = 200\mu\text{m}$ (слева) и $2\mu\text{m}$ (справа); $a_1 = 2\text{mm}$, $\epsilon_1'' = 0$.

Отметим, что основной резонанс описывается с помощью (7), если его резонансная частота удовлетворяет условию $|\beta_1 a_1| \gg 1$. При малых потерях в диэлектрике ($\varepsilon'_1 \gg \varepsilon''_1$) это условие сводится к требованию малой толщины внутреннего слоя: $d_1/a_1 \ll 2\varepsilon'_1$. Таким образом, степень совпадения асимптотического выражения (8) с точным решением для импеданса (6) зависит от малости отношения d_1/a_1 по отношению к диэлектрической проницаемости внутреннего покрытия (Рис.8).

2. Адекватные однорезонансные асимптотики (описывающие только основной резонанс) могут быть получены из (8) после подстановки $\coth(y) \approx 1/y$ ($Z_{||}^a$) или $\coth(y) \approx 1/y + y/3$ ($Z_{||}^b$), с точностью до второго знака после запятой описывающей исходную функцию при $y \leq 0.6$:

$$Z_{||}^a = j \frac{Z_0}{\pi k a_1^2} \left\{ 1 + \frac{2}{a_1} \frac{\varepsilon_1}{\beta_1 y} \right\}^{-1}, \quad Z_{||}^b = j \frac{Z_0}{\pi k a_1^2} \left\{ 1 + \frac{2}{a_1} \frac{\varepsilon_1}{\beta_1} \left(\frac{1}{y} + \frac{y}{3} \right) \right\}^{-1} \quad (9)$$

При малых потерях в диэлектрики необходимым условием для действительности асимптотики $Z_{||}^a$ является $d_1/a_1 \ll 1/(2\varepsilon'_1)$. Сравнение (9) с точным решением приведено на Рис.9.

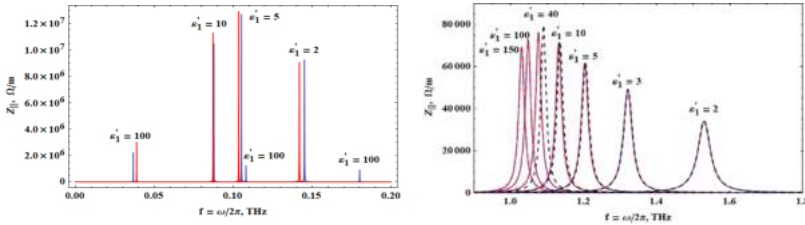


Рис.9. Продольный монополярный импеданс металло-диэлектрического волновода для различных значений диэлектрической проницаемости, рассчитанный по точной формуле (синий) и по приближениям $Z_{||}^b$ (красный) и $Z_{||}^a$ (черный, пунктир); $d_1 = 200 \mu\text{m}$ (слева) и $d_1 = 2 \mu\text{m}$ (справа); $a_1 = 2 \text{mm}$, $\varepsilon''_1 = 0$.

Из асимптотики $Z_{||}^b$ (9) следует, что максимальные значения амплитуд, наблюдаемые на Рис.8 и Рис.9, имеют место при определенных сочетаниях электромагнитных и геометрических параметрах волновода:

$$d/a_1 = 3/\{2(\varepsilon'_1{}^2 - 2\varepsilon'_1 + \varepsilon''_1{}^2)\} \quad (10)$$

Имеет место совпадение максимумов на графиках, построенных с помощью точных формул и с использованием асимптотических представлений.

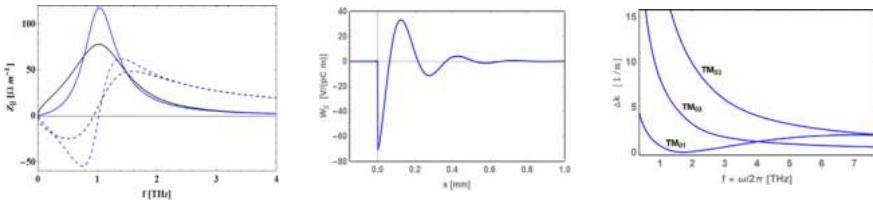


Рис.10. Слева: монополярный продольный импеданс биметаллического пучкопровода; действительная (сплошная) и мнимая (штриховая) составляющие. Дополнительно показан импеданс однослойной трубы, полностью изготовленной из материала NEG (черный). Центр: дисперсионные кривые первых трех TM_{0l} мод биметаллического волновода. Справа: продольная

кильватерная функция двухслойной трубы с внутренним NEG-покрытием; s - расстояние между ведущей и идущей позади ($s > 0$) или впереди ($s < 0$) тестовой частицы; $d = 500$ нм.

В третьей части **Второй Главы** рассматривается двухслойный биметаллический волновод с высокопроводящей (медной) внешней стенкой и относительно тонким низкопроводящим внутренним слоем. Метод тот же: параллельные рассмотрению импедансов, кильватерных функций и дисперсионных кривых. Исследуются продольные кильватерные поля. Биметаллический волновод имеет определенные преимущества перед металлодиэлектрическим. В отличие от металлодиэлектрического волновода его импеданс имеет единственный резонанс при произвольной толщине внутреннего низкопроводящего металлического слоя: широкополосный и несинхронизированный со скоростью частицы при достаточно толстом слое, и узкополосный и синхронизированный со скоростью частицы при сужении внутреннего слоя. Вторым преимуществом является возможность использования NEG-покрытия (non-evaporable getter, неиспаряющийся геттер) в

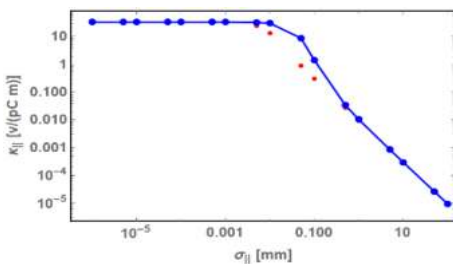


Рис. 11. Зависимость факторопотерь от среднего - квадратичной длины гауссова сгустка; медная труба (красные точки), медная труба, покрытая NEG-материалом (синяя линия с точками).

качестве внутреннего слоя. Если этот слой достаточно тонкий, он может выполнять двойную функцию: поглощая молекулы остаточного газа, он может одновременно способствовать возникновению синхронного со скоростью частицы резонанса кильватерной волны. Исследования проведены на примере медной вакуумной камеры SLS 2 с внутренним NEG-покрытием ($a_1 = 9$ мм, $d = 500$ нм, $\sigma_1 = 8 \cdot 10^5 \Omega^{-1}m^{-1}$ и $\sigma_2 = 58 \cdot 10^6 \Omega^{-1}m^{-1}$). Исследование состоит из двух частей. Сначала рассматривается

NEG-покрытие толщиной, планируемой к использованию. В данном случае это покрытие призвано служить материалом, поглощающим молекулы остаточного газа. Целью исследований является установление степени искажения кильватерного поля за счет добавления NEG-покрытия. Установлен широкополосный характер возникающего при этом резонанса (Рис.10, слева), не синхронизированного со скоростью частицы. Дана количественная оценка: проведено сравнение факторов потерь (loss-factor) чистой медной трубы и трубы, покрытой NEG-материалом (Рис.11).

Во второй части исследования рассматривается NEG -покрытие половинной толщины (Рис.12). В этом случае резонанс импеданса приобретает узкополосный характер, мода, ответственная за его формирование, становится медленно распространяющейся: на частоте, близкой к резонансной, ее фазовая скорость становится равной скорости распространения частицы. Устройство с такими свойствами может служить как для двухпучкового ускорения, так и в качестве источника узкополосного излучения в терагерцовом диапазоне.

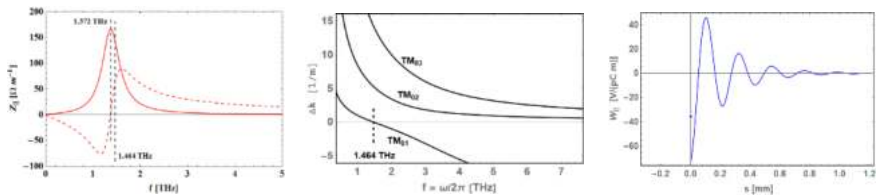


Рис.12. Биметаллическая структура. Действительная (сплошная линия) и мнимая (пунктир) составляющие продольного монополюсного импеданса (слева); дисперсионные кривые (центр) и кильватерная функция (справа); $d=250$ нм.

В Третьей главе обсуждаются и сопоставляются закономерности поперечных характеристик излучения упомянутых волноводов, таких как поперечные импедансы и кильватерные функции, а также деформации дисперсионных кривых при различных потерях в диэлектрике. Сочетание с продольными характеристиками, полученными в Главе 2, позволит выработать алгоритм оптимизации механических и электромагнитных параметров волновода в зависимости от его функционального предназначения (генерация одномодового излучения, пространственная или энергетическая модуляция сгустка, создание сверх излучающих и узконаправленных

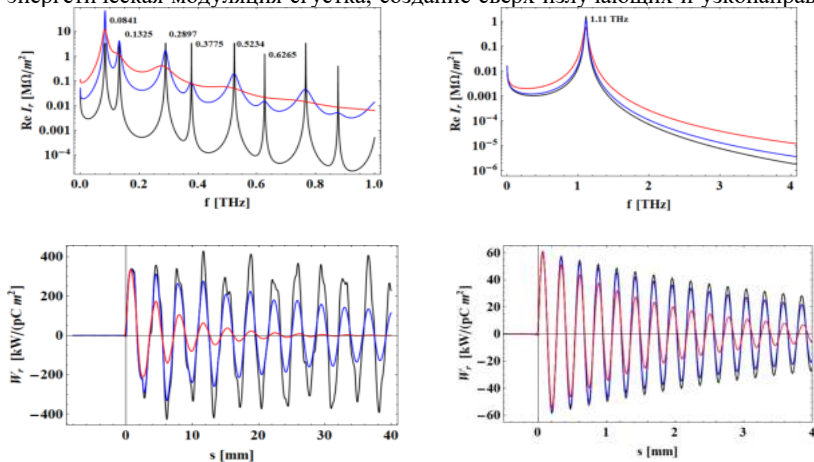


Рис.13. Импеданс (сверху) и кильватерная функция (снизу) при $d = 200$ мкм (слева) и при $d = 2$ мкм (справа); $\epsilon_1'' = 0$ (черный), 0,5 (синий) и 3 (красный).

монохроматических источников излучения и т. д.).

1. Металло-диэлектрический волновод; $a_1 = 2mm$, $\epsilon_1' = 10$.

Канонический вид с соизмеримыми действительной и мнимой составляющими импеданс металло-диэлектрического волновода приобретает только при наличии потерь хотя бы в одном из слоев (конечная проводимость металла или потери в диэлектрике). Нами рассмотрено реальное затухание в обоих компонентах двухслойной структуры при толстом ($d = 200\mu m$) и тонком ($d = 2\mu m$) диэлектрическом слое (как и при рассмотрении продольных характеристик во Второй Главе).

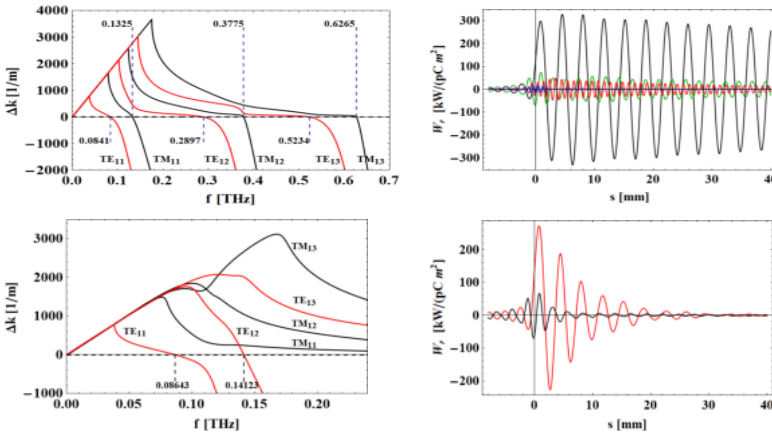


Рис.14. Дисперсионные кривые (слева) и вклады отдельных синхронных мод в кильватерную функцию (справа) для $\epsilon_1'' = 0, 1$ (сверху) и 3 (снизу); $d=200$ мкм.

Как видно из формы кильватерной функции при $d = 200\mu\text{m}$ и $\epsilon_1'' = 0$ (Рис.13, слева, внизу, черная линия), в ее формировании участвуют первые несколько резонансов.

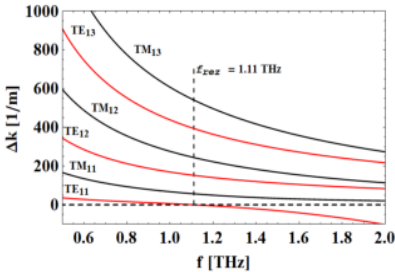


Рис.15. Перекрывающиеся дисперсионные кривые для $\epsilon_1'' = 0, 0,1, 0,5$; $d=2$ мкм; $d=2$ мкм

Кильватерная функция в этом случае немонохроматична. При значительном затухании ($\epsilon_1'' = 3$) импеданс содержит также три заметных резонанса (Рис.13, слева, сверху, красная линия), но соответствующая кильватерная функция выглядит квазипериодической (Рис.13, слева, внизу, красная линия), что свидетельствует о ее квазимонохроматичности: можно предположить, что излучение формируется в основном за счет первой резонансной частоты. Анализ дисперсионных кривых позволяет идентифицировать синхронные моды (Рис.14, слева). Выделен вклад каждой синхронной моды в кильватерную функцию в случае толстого внутреннего слоя (Рис.14, справа). При $\epsilon_1'' = 3$ имеется две синхронные моды (Рис.14, слева, внизу, красная линия), но вклад второй моды быстро затухает (Рис.14, справа, внизу, черная линия).

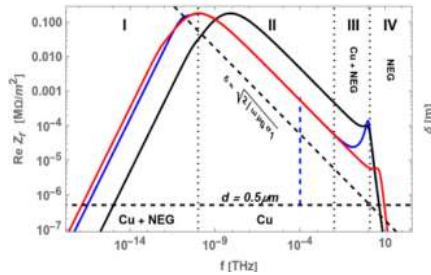


Рис.16. Распределения действительных составляющих импедансов поперечных диполей для однослойной медной трубы (красный), биметаллической трубы (медная труба, покрытая NEG материалом, синий) и трубы, полностью изготовленной из материала NEG (черный).

В случае тонкого диэлектрического слоя (Рис. 13, справа, вверху) импеданс имеет одну синхронную резонансную частоту во всех рассмотренных случаях (Рис.15). Соответственно кильватерная функция имеет квазипериодический характер (Рис.13, справа, внизу), что свидетельствует об участии одной резонансной частоты в формировании поля и обеспечивает монохроматичность излучения.

2. Биметаллический волновод: $a_1 = 9\text{ см}$, $d = 500\text{ нм}$, $\sigma_1 = 8 \cdot 10^5 \Omega^{-1}\text{ м}^{-1}$.

Особенностью частотной зависимости действительной части поперечного импеданса двухслойной биметаллической трубы является наличие в ней двух широкополосных резонансов: низкочастотного и высокочастотного. При этом амплитуда низкочастотного резонанса значительно превышает амплитуду высокочастотного резонанса (Рис.16). Рис.17 поясняет роль низкочастотной составляющей спектрального распределения поперечного импеданса.

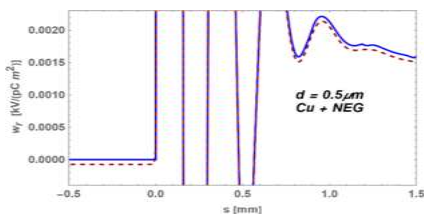


Рис.17. Полная (синяя линия) и неполная, учитывающая только высокочастотную составляющую (красный пунктир)

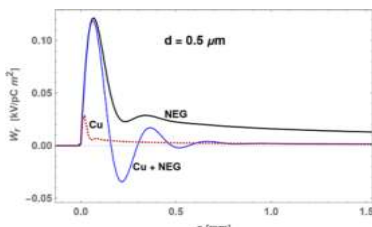


Рис.18. Кильватерная функция биметаллического (сплошная синяя линия) для $d = 0,5 \mu\text{м}$ и однослойных; медного (красный пунктир) и из материала NEG (черная сплошная линия).

Очевидно, что высокочастотная составляющая в целом воспроизводит контур кильватерной функции. Низкочастотная составляющая вносит небольшую поправку, вклад которой уменьшается с уменьшением расстояния s от частицы (при $s > 0$, т.е. для поля позади частицы). Существенно, что он вносит небольшую равномерную поправку к значениям поля перед частицей (при $s < 0$), сводя их к нулю. Введение NEG-слоя (Рис.18) приводит к всплеску ближнего кильватерного поля: его поведение вблизи лидирующей частицы (при $s \leq 0.1$) приближается к кильватерной функции трубы из NEG материала, т.е. в ближней области наличие внешнего медного слоя почти не

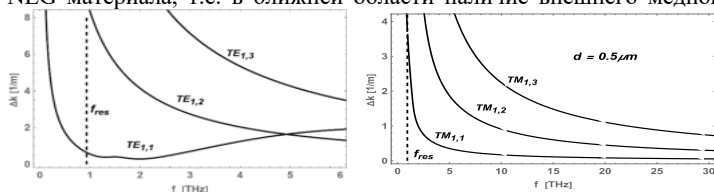


Рис.19. Дисперсионные кривые первых трех TE (слева) и TM (справа) биметаллического волновода; $d = 0,5 \mu\text{м}$.

сказывается. С другой стороны, на достаточном расстоянии от частицы (при $s \geq 1$, дальнее кильватерное поле) наблюдается ее совпадение с кильватерной функцией медной трубы. В промежуточной области ($0.1 \leq s \leq 1$) она приобретает осциллирующий характер и является знакопеременной. Тем не менее, дисперсионные кривые TE и TM мод не пересекаются с осью $\Delta k = 0$ (Рис.19) и, следовательно, синхронизация в этом случае не имеет места. Дана количественная оценка воздействия NEG-покрытия на густки различной длины (Рис.20). Сопоставляя Рис.20 и Рис.11, замечаем, что как в

продольном, так и в поперечном направлениях интегральное воздействие NEG-покрытия минимально для сгустков с малыми ($\sigma \leq 0.001\text{mm}$) и очень большими ($\sigma \geq 10\text{mm}$) продольными размерами.

3. Биметаллический волновод: $a_1 = 9\text{cm}$, $d = 250\text{nm}$, $\sigma_1 = 8 \cdot 10^5 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$.

Рассматривается вакуумная камера тех же размеров с уменьшенной вдвое толщиной NEG-покрытия (Рис.21). В этом случае высокочастотный резонанс заметно смещен: от $f=0.93\text{ ТГц}$ при $d=0.5\text{ мкм}$ до $f=1.34\text{ ТГц}$ при $d=0.25\text{ мкм}$. Область резонансного взаимодействия медной стенки волновода с его NEG-покрытием смещается в сторону высоких частот (до 4 ТГц) и, соответственно, отдалается частотная область, в которой излучение полностью обусловлено наличием NEG-покрытия. На Рис.21 (центр) сопоставляются кильватерные функции труб: биметаллической, медной и из материала NEG. Сравнивая ее с кильватерной функцией для

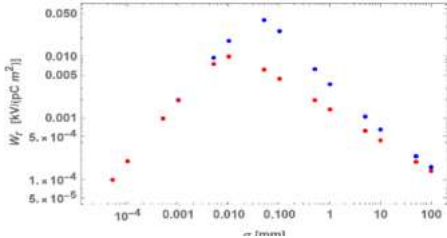


Рис.20. Распределение kick-фактора медной трубы (красная) и такой же трубы с внутренним NEG-покрытием в зависимости от среднеквадратичных размеров гауссова сгустка; $d=0.5\text{ мкм}$.

биметаллического волновода с $d=0.5\text{ мкм}$

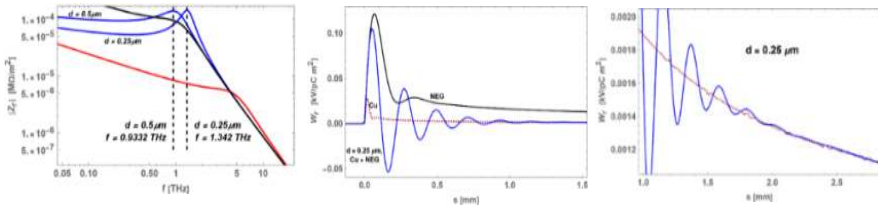


Рис.21. Слева: Действительные составляющие поперечных импедансов волноводов: медного (красный), из материала NEG (черный) и с NEG-покрытиями при $d=0.5\text{ мкм}$ и $d=0.25\text{ мкм}$ (синяя). Справа: Кильватерная функции биметаллического (сплошная синяя) для $d = 0.25\text{ мкм}$, медного (красная пунктирная линия) и НЭГ (черная сплошная линия) волноводов. Внизу: Фрагмент кильватерной функции биметаллического волновода (сплошная синяя линия) для $d=0.25\text{ мкм}$ и однослойной медной трубы (красная пунктирная).

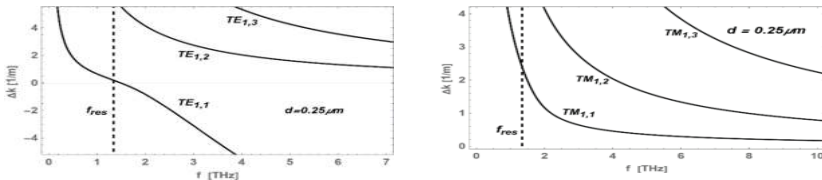


Рис.22. Дисперсионные кривые для первых трех TE (слева) и TM (справа) мод биметаллического волновода; $d=0.25\text{ мкм}$.

(Рис.18), замечаем, что интервал, на котором не ощущается влияние медной стенки, уменьшается: $0 < s < 0,05\text{мм}$ вместо $0 < s < 0,1\text{мм}$. На интервале $0.1 < s < 2.2\text{ мм}$ формирование кильватерной функции происходит за счет взаимодействия медной

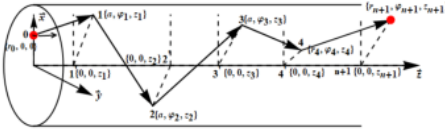


Рис.23. Геометрия задачи. Траектория луча ПИ при n - кратном переотражении от стенок волновода, приходящая в точку наблюдения. Точки исхода и наблюдения помечены красным.

ведущей частицы (Рис.21, внизу). Обуславливает ли такое своеобразие наличие синхронных мод? Дисперсионные кривые для волновода с $d = 0.25$ мкм указывают на наличие единственной синхронной моды TE_{11} (Рис.22). Таким образом, при $d=0.5$ мкм синхронизация отсутствует и в продольном (см. гл. 2), и в поперечном направлениях, поэтому наличие NEG-покрытия не должно существенно ухудшать характеристики волновода. При $d=0.25$ мкм, благодаря наличию близких по частотам синхронных мод в продольном и поперечном случаях, появляется возможность использовать эту биметаллическую конструкцию как источник узкополосного излучения.

В первой части Четвертой главы устанавливается связь между распространением излучения и законами геометрической оптики в случае переходного излучения (ПИ) частицы во внутреннюю полость волновода. Двигаясь параллельно оси, частица пересекает его вертикальную стенку на расстоянии r_0 от его оси (Рис.23). Продольная электрическая компонента поля ПИ имеет вид:

$$E_z^{Tr}(r, \varphi, z, t) = jq \frac{Z_0 c}{\pi a^2} \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m \sum_{n=1}^{\infty} J_m(\chi_{mn} \tilde{r}) \frac{J_m(\chi_{mn} \tilde{r})}{j^2_{m+1}(\chi_{mn})} \text{Cos}\{m\varphi\} G(\tilde{z}, \tilde{t})$$

$$G(\tilde{z}, \tilde{t}) = \begin{cases} 2K_0 [\chi_{mn} \sqrt{\tilde{z}^2 - \tilde{t}^2}], & 0 < \tilde{t} < \tilde{z} \\ \pi H_0^{(1)} [\chi_{mn} \sqrt{\tilde{t}^2 - \tilde{z}^2}], & \tilde{z} < \tilde{t} < \infty \end{cases} \quad (11)$$

Здесь $\tilde{z} = z/a$, $\tilde{r} = r/a$ безразмерные продольная и радиальная координаты точки наблюдения в цилиндрической системе координат r, φ, z (a радиус волновода, Рис.23), $\tilde{t} = ct/a$ нормированное время, J_m функция Бесселя первого рода, χ_{mn} ее n -ый корень, $\tilde{r}_0 < 1$ точка влета частицы, $\delta_0 = 1/2$, $\delta_{m>0} = 1$, $H_0^{(1)}$, K_0 функция Ганкеля первого рода и модифицированная функция Бесселя. В точке наблюдения на определенном расстоянии от поперечной стенки рассчитывается временная зависимость величины продольной электрической составляющей (11). Дискретные моменты времени, в которые поле в точке наблюдения не равно нулю, совпадают с оптическими длинами лучей, соединяющих точки входа и наблюдения (Рис.24). Каждому дискретному моменту времени возникновения полей, определяемому (11), соответствует луч, претерпевший определенное количество отражений.

Во второй части Четвертой главы прослеживается трансформация траектории заряженной частицы в двухслойном металлодиэлектрическом волноводе под влиянием введенной извне волноводной моды TE_{01} . В цилиндрической системе координат r, φ, z неравные нулю компоненты поля моды TE_{01} записывается в виде:

$$E_\varphi = -jaB\mu_0\omega \frac{J_1(vr/a)}{v} e^{j(\omega t - pz + \psi_0)}, H_r = jaBp \frac{J_1(vr/a)}{v} e^{j(\omega t - pz + \psi_0)}$$

$$H_z = BJ_0(vr/a) e^{j(\omega t - pz + \psi_0)} \quad (12)$$

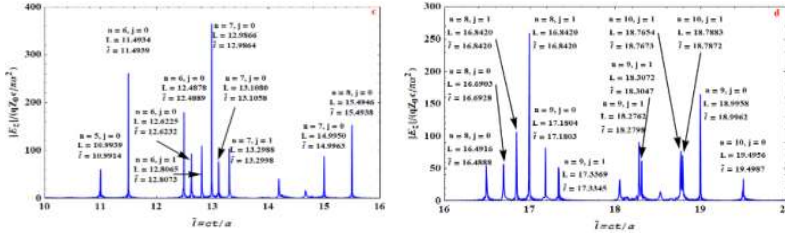


Рис. 24. Зависимость продольной электрической составляющей поля ПИ от времени в фиксированной точке наблюдения. Каждому пику соответствуют количество отражений (n), длина оптического пути (L) и время нахождения поля в точке наблюдения (\bar{t}) $j = \pm 1$; точка наблюдения $\{\bar{r} = 0.25, \varphi = \pi/6, \bar{z} = 0.25\}$, точка влета частицы $\{\bar{r}_0 = 0.75, \varphi = 0, \bar{z} = 0\}$

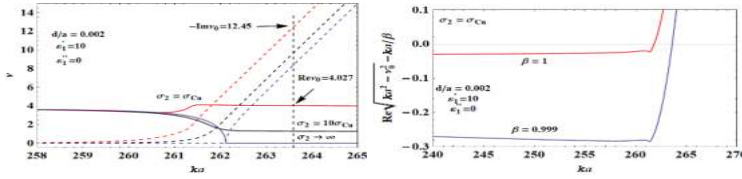


Рис.25. Слева: Реальная ($Re v$, сплошная) и мнимая ($-Im v$, штриховая) составляющие частотного распределения поперечного волнового числа моды TE_{01} волноводе при различных значениях проводимости внешней стенки. Справа: диаграмма согласования дисперсионных кривых с движением частицы с медной внешней стенкой; для ультрарелятивистской частицы (красный); для частицы с начальной скоростью $V_z = 0.999c$ (синий); $a = 1mm, d = 2mkt$.

Здесь v безразмерное поперечное собственное значение моды, $p = \sqrt{\omega^2/c^2 - v^2/a^2}$ – продольное волновое число, ψ_0 – произвольная фаза. На частицу воздействует сила Лоренца, создаваемая полем моды:

$$\vec{F} = \vec{E} + \mu_0 [\vec{V} \times \vec{H}] \quad (13)$$

В начальный момент взаимодействия $t = 0$ частица движется со скоростью $\vec{V} = \{0, 0, V\}$, параллельной оси. Сила Лоренца имеет только полярную компоненту:

$$F_\varphi = -j a Z_0 \beta V \Delta k \frac{J_1(vr/a)}{v} e^{j(\omega t - pz + \psi_0)}, \quad Z_0 = \mu_0 c, \quad \beta = \frac{V}{c} \quad (14)$$

$$\Delta k = \sqrt{\omega^2/c^2 - v^2/a^2} - \omega/V \quad (15)$$

аким образом, необходимым условием взаимодействия является $\Delta k \neq 0$ при условии синхронизации $Re\{\Delta k\} = 0$ (Рис.25), т.е, необходимо наличие потерь в диэлектрике или в металле. Для осуществления симуляции избран двухслойный волновод с внешней медной стенкой и диэлектриком без потерь: $\epsilon_1' = 10, \epsilon_1'' = 0$.

Решаются следующие уравнения движения:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e Re\{\vec{F}\}, \quad \frac{d\vec{r}}{dt} = c \frac{\vec{p}}{\epsilon}, \quad \epsilon = \sqrt{m^2 c^2 + \vec{p}^2}, \quad \vec{V} = \frac{c\vec{p}}{\epsilon}, \quad (16)$$

m, e, \vec{p} масса, заряд и импульс частицы. При $t = 0, \vec{p} = \{0, 0, p_z = mV_z/\sqrt{1 - (V_z/c)^2}\}$.

Система уравнений (16) решается методом дискретного интегрирования.:

$$\vec{p}_{i+1} = \vec{p}_i + e c \Delta t Re\{F(t_i, \vec{r}_i, \vec{p}_i)\}, \quad \vec{r}_{i+1} = \vec{r}_i + c \Delta t \vec{p}_i / \epsilon(\vec{p}_i),$$

$$t_{i+1} = t_i + \Delta t, i = 0, 1, 2, \dots \quad (t_0 = 0, \vec{r}_0 = \{x_0, 0, 0\}, \vec{p}_0 = \{0, 0, p_z\}, B = 50 \frac{MV}{m}, \psi_0 = \frac{\pi}{2} \quad (17)$$

На Рис.26 представлены результаты симуляции. Движение частицы прослеживается примерно на 12 см. На начальном этапе взаимодействия с частицей происходит

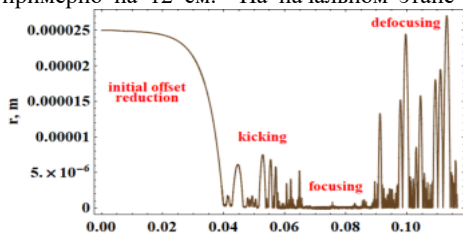


Рис.26 Распределение отклонения частицы от оси в результате ее взаимодействия с полем моды TE_{01} .

медленное отклонение траектории частицы от прямолинейной в сторону оси волновода. Достигнув некоторого минимального расстояния от оси, она испытывает несколько толчков, после каждого из которых возвращается в окрестность оси волновода. Затем наступает период относительной стабилизации: движение частицы происходит в непосредственной близости от оси. Здесь она также периодически испытывает небольшие

толчки, но неизменно возвращается к оси волновода. Таким образом, в принципе возможна фокусировка или каналирование пучка на определенном участке оси.

В третьей части **Четвертой главы** описано явление расщепления и вырождения осесимметричных ТМ мод тонкостенного металлического волновода. Явление обусловлено конечной толщиной стенки и возникает при некоторых критических значениях ее проводимости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработан матричный алгоритм определения собственных значений гибридных векторных электромагнитных собственных функций цилиндрического волновода с многослойными стенками при произвольном числе слоев и их заполнении. Устанавливается связь между алгоритмом, определяющим дисперсионные уравнения, и алгоритмом, формирующим частотные распределения полей излучения частицы, при ее прямолинейной и геликоидальной траектории.
2. Доказана принципиальная необходимость учета потерь во внешнем и внутреннем слое в металлодиэлектрическом волноводе.
3. Рассмотрены вопросы формирования кильватерного поля в металлодиэлектрическом волноводе в продольном и поперечном направлениях. Показана возможность установление одномодового режима не только в случае тонкого слоя, но и при достаточно толстом слое в случае высокой степени затухания в диэлектрике. Разработан метод определения вкладов отдельных гармоник в кильватерное поле.
4. Получены асимптотические выражения для продольного импеданса двухслойной металлодиэлектрической трубы. Они демонстрируют структуру импеданса и отражают его особенности: наличие максимальной резонансной амплитуды при определенном сочетании геометрических и электромагнитных параметров волновода.
5. Рассмотрен биметаллический волновод с высокопроводящей внешней стенкой и низкопроводящим внутренним NEG-покрытием. Определены характеристические особенности кильватерных полей и дана количественная оценка искажающего воздействия NEG-покрытия. Показана возможность установления одномодового режима при сокращении толщины слоя, заполненного NEG-покрытием.
6. Установлена связь между распространением излучения и законами геометрической оптики при переходном излучении в полубесконечном цилиндрическом волноводе в условиях многократного отражения от стенок.

7. Показано, что при генерируемой извне волноводной моде TE_{01} возможна фокусировка или каналирование электронного пучка на определенном парааксиальном участке металло-диэлектрического волновода.

8. Описано явление расщепления и вырождения осесимметричных собственных ТМ мод тонкостенного круглого металлического волновода.

СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ

[1] Ivanyan Mikayel, and Lusine Aslyan. "Resonant Properties of Impedance of a Two-layer Cylindrical Metal-dielectric Waveguide." In 2019 PhotonIcs & Electromagnetics Research Symposium-Spring (PIERS-Spring), pp. 1190-1195. IEEE, 2019.

[2] M. Ivanyan, L. Aslyan, K. Floettmann, F. Lemery, and V. M. Tsakanov. "Wakefields in conducting waveguides with a lossy dielectric channel." Physical Review Accelerators and Beams 23, no. 4 (2020): 041301.

[3] Ivanyan, M., L. Aslyan, K. Floettmann, F. Lemery, and V. Tsakanov. "On the resonant properties of the THz metal-dielectric waveguide impedance." In Journal of Physics: Conference Series, vol. 1596, no. 1, p. 012026. IOP Publishing, 2020.

[4] Ivanyan, M. I., Francois Lemery, Klaus Floettmann, and L. V. Aslyan. "Transverse Impedance of Lossy Circular Metal-Dielectric Waveguides." In 12th International Particle Accelerator Conference, no. PUBDB-2021-02182, pp. 1-4. Beschleunigerphysik, 2021.

[5] Ivanyan, M and Aslyan L. "Geometrical Interpretation of Transition Radiation in a Waveguide." In 2019 PhotonIcs & Electromagnetics Research Symposium-Spring (PIERS-Spring), pp. 525-529. IEEE, 2019.

[6] Aslyan L., Interaction of the TE_{01} Mode with a Particle in a Two-layer Metal-dielectric Cylindrical Waveguide, Arm. Journal of Physics, 2020, Volume 13, Issue 4, pp. 373-381

[7] M. Ivanyan, L. Hovakimyan (Aslyan), A. Sargsyan, and CANDLE SRI. "Some features of wave distribution in the thin-wall waveguide." In IPAC 2014: Proceedings of the 5th International Particle Accelerator Conference, pp. 1641-1643. 2014.

ԱՄՓՈՓՎԳԻՐ

1. Մշակվել է բազմաշերտ պատերով զլանածեւ ալիքատարի հիբրիդ վեկտորային էլեկտրամագնիսական սեփական ֆունկցիաների սեփական արժեքների որոշման մատրիցային ալգորիթ՝ կամայական թվով շերտերով և նյութով: Կապ է հաստատվել դիսպերսիոն հավասարումների և մասնիկի ճառագայթային դաշտերի հանախականությունների բաշխումները որոշող ալգորիթների միջև նրա ուղղագիծ և պարուրան և հետագծերի դեպքերի համար:
2. Ապացուցված է մետաղ-դիէլեկտրիկ ալիքատարում արտաքին և ներքին շերտերի կորուստները հաշվի առնելու հիմնարար անհրաժեշտությունը:
3. Դիտարկված են երկայնական և լայնակի ուղղություններով մետաղ-դիէլեկտրիկ ալիքատարում քիվատեռային դաշտի առաջացման խնդիրները: Միամող ռեժիմի հաստատման հնարավորությունը ցուցադրվում է ոչ միայն բարակ շերտում, այլ նաև բավականաչափ հաստ շերտում՝ դիէլեկտրիկում թուլացման բարձր աստիճանի դեպքում: Մշակվել է առանձին հարմոնիկների ներդրումների հաշվարկման եղանակը:
4. Ստացվել են երկշերտ մետաղ-դիէլեկտրական խողովակի երկայնական իմպեդանսի ասիմպտոտիկ արտահայտություններ: Նրանք բացահայտում են դրա կառուցվածքը և արտացոլում դրա առանձնահատկությունները, ալիքատարի երկրաչափական և էլեկտրամագնիսական պարամետրերի որոշակի համակցության դեպքում առավելագույն ռեզոնանսային ամպլիտուդի առկայությունը:
5. Դիտարկվել է երկշերտ բիմետալիկ ալիքատար՝ բարձր հաղորդունակ արտաքին պատով և ցածր հաղորդունակությամբ NEG-ծածկույթով: Որոշվել են քիվատեռային

դաշտերին բնորոշ հատկանիշները և տրվել է NEG ծածկույթի աղավաղման ազդեցության գնահատականը: Ցուցադրվել է NEG ծածկույթով լցված շերտի հաստությունը նվազեցնելով միամողայ ռեժիմ հաստատելու հնարավորությունը:

6. Կապ է հաստատվել ճառագայթման տարածման և երկրաչափական օպտիկայի օրենքների միջև կիսասանվերջ զլանաձև ալիքատարում, անցումային ճառագայթման դեպքում պատերից բազմակի անդրադարձման պայմաններում:

7. Ցույց է տրվել, որ արտաքինից ներմուծված TE₀₁ մոդայի միջոցով հնարավոր է էլեկտրոնային փունջը կենտրոնացնել կամ ուղղորդել մետաղ-դիէլեկտրիկ ալիքատարի որոշակի պարաքսիալ հատվածի վրա:

8. Նկարագրվել է բարակ պատերով կլոր մետաղական ալիքատարի առանցքային սիմետրիկ TM մոդաների տրոհման և այլատեսակ ֆենոմենը: Ստացվել են վերջավոր հաստությամբ պատով միաշերտ ալիքատարի առանցքային սիմետրիա ունեցող մոդաների դիսպերսիայի հավասարման համար բացահայտ արտահայտություն և ասիմպտոտիկան, որը վավեր է բարակ պատի համար:

SUMMARY

1. A matrix algorithm for determining the eigenvalues of hybrid vector electromagnetic eigenfunctions of a cylindrical waveguide with multilayer walls has been developed with an arbitrary number of layers and their filling. A connection is established between the algorithm that determines the dispersion equations and the algorithm that forms the frequency distributions of the radiation fields of a particle with its rectilinear and helicoidal trajectories.

2. The fundamental necessity of taking into account the finite conductivity of the outer wall material and losses in the dielectric inner layer in a metal-dielectric waveguide is proved.

3. The problems of the formation of a wake field in a metal-dielectric waveguide in the longitudinal and transverse directions are considered. The possibility of establishing a single-mode regime is shown not only in the case of a thin layer, but also for a sufficiently thick layer in the case of a high degree of attenuation in the dielectric. A method has been developed for determining the contributions of individual harmonics to the wake field.

4. Asymptotic expressions for the longitudinal impedance of a two-layer metal-dielectric pipe are obtained. They demonstrate the structure of the impedance and reflect its features: the presence of the maximum resonant amplitude for a certain combination of geometric and electromagnetic parameters of the waveguide.

5. A two-layer bimetallic waveguide with a highly conductive outer wall and a low-conductive inner NEG coating is considered. The characteristic features of the wakefields are determined and a quantitative estimate of the distorting effect of the NEG coating is given. The possibility of establishing a single-mode regime by reducing the thickness of the layer filled with an NEG coating is shown.

6. A connection is established between the propagation of radiation and the laws of geometric optics in the case of transition radiation in a semi-infinite cylindrical waveguide under conditions of multiple reflection from the walls.

7. It is shown that with the externally generated TE₀₁ mode it is possible to focus or channel an electron beam on a certain paraxial section of a metal-dielectric waveguide.

8. The phenomenon of splitting and degeneration of axisymmetric TM eigenmodes of a thin-walled circular metal waveguide is described. An explicit expression is obtained for the dispersion equation for the axisymmetric mode of a single-layer waveguide with a finite wall thickness. The asymptotic of this equation is obtained, which is valid for a thin wall.