

РАСЧЕТ ОМИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРАХ

Г. Д. Богомолов, А. И. Клеев

Приведены результаты решения задачи о собственных колебаниях открытого двумерного резонатора, зеркала которого имеют конечную проводимость. При расчетах использовали модифицированный метод продолженных граничных условий. Результаты сопоставлены с асимптотическим решением, полученным методом параболического уравнения.

Ключевые слова: Открытые резонаторы, метод интегральных уравнений, метод адаптивной коллокации, эквивалентные граничные условия, аналитическое продолжение поля.

Введение

В физике и технике при работе в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн широко применяются открытые резонаторы. В частности, такие резонаторы используются при измерении свойств металлов в терагерцовом диапазоне [1]. Очевидно, что для адекватной интерпретации экспериментальных данных необходимо иметь в своем распоряжении надежный и удобный метод решения соответствующей краевой задачи. В работе [2] был предложен приближенный подход: метод продолженных граничных условий (МПГУ). Этот метод прост в реализации, позволяет создавать весьма эффективные алгоритмы для решения достаточно сложных задач и был успешно апробирован при решении широкого класса задач рассеяния [3,4]. В работе [5] авторами настоящей статьи было дано развитие МПГУ: предложен модифицированный МПГУ, позволяющий существенно повысить точность вычислений и снизить их трудоемкость. В настоящей работе данный подход использован для расчета омических потерь в открытом квазиоптическом резонаторе.

1. Основные соотношения

Геометрия задачи показана на рис. 1. Рассматриваем двумерный резонатор, зеркала которого являются тонкими экранами. Полагаем, что зависимость от времени пропорциональна $\exp(-i\omega t)$ где $\omega = ck$, $k = 2\pi/\lambda$, а λ и c – длина волны и скорость света в вакууме, соответственно.

Рассмотрим задачу о собственных колебаниях открытого резонатора в свободном пространстве [6,7]. В настоящей работе ограничимся анализом колебаний, для которых отлична от нуля единственная компонента H_x магнитного поля (H -поляризация). Полагаем, что на поверхности зеркал поля удовлетворяют двусторонним импедансным граничным условиям [8,9]

$$E_\tau \pm \zeta H_x = 0, \quad (1)$$

где E_τ – касательное к поверхности зеркала электрическое поле, τ – единичный касательный вектор.

Для хороших проводников (имеющих малое удельное сопротивление ρ) значение волнового импеданса ζ можно определить по формуле

$$\zeta = \frac{(1 - i) \pi d}{\lambda}, \quad (2)$$

где $d = \sqrt{\lambda \rho c} / (2\pi)$ – толщина скин-слоя. Отметим, что, как показано в работе [10], граничное условие (1) применимо в том случае, если толщина экрана много больше толщины скин-слоя.

В соответствии с МПГУ [2–4], граничное условие (1) ставится на некоторых вспомогательных контурах $S_{1,2}^{(\delta)}$, расположенных на достаточно малом расстоянии δ от основных $S_{1,2}^{(0)}$ (см. рис. 1). Фактически такая постановка эквивалентна решению некоторой вспомогательной задачи, в которой граница смещена относительно своего истинного положения. Очевидно, что значение поля на вспомогательной границе отличается от точного и вследствие этого решение вспомогательной задачи также будет отличаться от точного. Учесть это изменение можно воспользовавшись результатами работы [5]. В данной работе используется методика пересчета поля (см. например [11, 12]) при переходе к вспомогательному контуру, на котором и ставятся граничные условия (1). Используя развитую в [5] технику, можно показать, что эквивалентные граничные условия на вспомогательных контурах имеют вид

$$(1 \pm ik\delta\zeta) E_\tau = (\pm\zeta - ik\delta) H_x - \frac{\partial \delta E_n}{\partial \tau}. \quad (3)$$

В соотношении (3) для упрощения мы полагали, что вспомогательный контур принадлежит семейству кривых, параллельных основному контуру. Положение вспомогательного контура определяется при этом расстоянием δ до основного контура. Отметим, что, используя методику работы [5], можно получить выражение, аналогичное соотношению (3) и в более общем случае. Однако, как показали проведенные вычисления, иной выбор вспомогательных контуров не приводит к существенному выигрышу в эффективности вычислений.

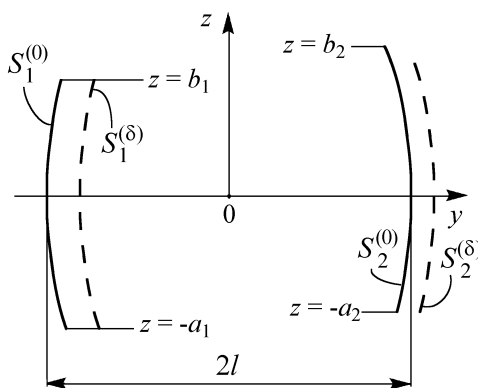


Рис. 1. Геометрия задачи. Поперечное сечение двумерного открытого резонатора. Ось x перпендикулярна плоскости рисунка.

Будем использовать следующие интегральные представления для компонент электромагнитного поля

$$H_x = \int_S \left(J_e \frac{\partial}{\partial n} + ikJ_m \right) G dS, \quad (4)$$

$$E_\tau = \int_S \left(J_e \frac{i}{k} \frac{\partial^2}{\partial n \partial n_1} - J_m \frac{\partial}{\partial n} \right) G dS, \quad (5)$$

$$E_n = \int_S \left(-J_e \frac{i}{k} \frac{\partial^2}{\partial \tau \partial n_1} + J_m \frac{\partial}{\partial \tau} \right) G dS. \quad (6)$$

В соотношениях (4)–(6) интегрирование проводится по контуру поперечного сечения зеркала; n и n_1 – единичные нормали в точках наблюдения и интегрирования, соответственно;

$$G = -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(kr), \quad (7)$$

где r – расстояние между точками интегрирования и наблюдения, $H_0^{(1)}(x)$ – функция Ганкеля [13].

Используя интегральные представления (4)–(6) и эквивалентные граничные условия (3), можно получить для рассматриваемого случая интегральные уравнения на вспомогательном контуре

$$\int_S J_e K_+^{(e)} dS + \int_S J_m K_+^{(m)} dS = 0, \quad (8)$$

$$\int_S J_e K_-^{(e)} dS + \int_S J_m K_-^{(m)} dS = 0, \quad (9)$$

где

$$K_+^{(e)} = \left[\frac{i}{k} (1 + ik\delta\varsigma) \frac{\partial^2}{\partial n \partial n_1} + (ik\delta - \varsigma) \frac{\partial}{\partial n} - \frac{i}{k} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\delta \frac{\partial^2}{\partial n_1 \partial \tau} \right) \right] G, \quad (10)$$

$$K_-^{(e)} = \left[\frac{i}{k} (1 - ik\delta\varsigma) \frac{\partial^2}{\partial n \partial n_1} + (ik\delta + \varsigma) \frac{\partial}{\partial n} - \frac{i}{k} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\delta \frac{\partial^2}{\partial n_1 \partial \tau} \right) \right] G, \quad (11)$$

$$K_+^{(m)} = \left[-(1 + ik\delta\varsigma) \frac{\partial}{\partial n} + ik(ik\delta - \varsigma) + \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\delta \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \right] G, \quad (12)$$

$$K_-^{(m)} = \left[-(1 - ik\delta\varsigma) \frac{\partial}{\partial n} + ik(ik\delta + \varsigma) + \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\delta \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \right] G. \quad (13)$$

Как показано в работе [5], предлагаемый подход, который можно назвать модифицированным МПГУ, базируется на более аккуратном учете физических свойств

реальной структуры и позволяет существенно увеличить точность расчетов. Действительно, результаты работ [14–16] убедительно демонстрируют, что учет априорной информации дает возможность значительно повысить эффективность алгоритма решения задачи дифракции.

Методика решения системы уравнений, подобных (8), (9), подробно дана в [6,7] и мы приведем здесь лишь ее некоторые ключевые положения. В соответствии с описанным в [6,7] подходом, аппроксимируем неизвестные токовые функции $J_{e,m}$ рядами вида

$$J_{e,m} = \sum_{n=0}^{N_J^{(e,m)}-1} C_n^{(e,m)} J_n^{(e,m)}, \quad (14)$$

где $J_n^{(e,m)}$ – базисные функции, учитывающие в явном виде особенность решения на краю зеркала, а число слагаемых $N_J^{(e,m)}$ выбираем исходя из необходимой точности аппроксимации.

Алгебраизацию системы интегральных уравнений (8), (9) проводили методом адаптивной коллокации [17]. Подставляя в уравнения (8), (9) ряды, аппроксимирующие неизвестные функции J_e и J_m и приравнявая правые и левые части получившегося выражения в узлах коллокации $(y_m^{(1,2)}, z_m^{(1,2)})$ ($m = 0, 1, \dots, N_J^{(e,m)} - 1$), приходим к следующей системе линейных алгебраических уравнений для неизвестных коэффициентов $C_n^{(e,m)}$

$$\mathbf{S}\mathbf{C} = \mathbf{0}, \quad (15)$$

где

$$\mathbf{C} = \left(C_0^{(e)}, C_1^{(e)}, C_2^{(e)}, \dots, C_{N_J^{(e)}-1}^{(e)}, C_0^{(m)}, C_1^{(m)}, C_2^{(m)}, \dots, C_{N_J^{(m)}-1}^{(m)} \right)^T \quad (16)$$

(символом T обозначена операция транспонирования).

Комплексную резонансную длину волны $\lambda = \lambda' + i\lambda''$ (и соответствующее волновое число $k = k' + ik''$) определяли из уравнения $\det \mathbf{S}(\lambda) = 0$, а неизвестные коэффициенты \mathbf{C} – как собственный вектор матрицы \mathbf{S} , соответствующий нулевому собственному значению.

2. Результаты расчетов

Приведем некоторые результаты, иллюстрирующие возможности предлагаемого подхода и некоторые, наиболее существенные, свойства собственных колебаний. Рассматривали несколько наиболее добротных H -поляризованных колебаний в симметричном резонаторе ($a_1 = a_2 = b_1 = b_2 = a$).

При расчетах полагали, что зеркало резонатора имеет параболическую форму

$$y(z) = l - \frac{z^2}{2R}, \quad (17)$$

где R – радиус кривизны зеркала при $z = 0$. Рассматривали симметричные собственные колебания. Как известно, в квазиоптическом приближении распределение

поля такого колебания дается выражением [18]

$$H_x = H\sqrt{\cos\sigma}H_{q_z}(\zeta\cos\sigma)\exp\left(-\frac{1}{2}\zeta^2\cos^2\sigma\right)\times \\ \times \cos\left[\frac{1}{4}\zeta^2\sin 2\sigma - \left(q_z + \frac{1}{2}\right)\sigma + ky\right], \quad (18)$$

где

$$\zeta = z/\bar{a}, \quad \eta = y/l, \quad \operatorname{tg}\sigma = y/k\bar{a}^2, \quad k\bar{a}^2 = \sqrt{l(R-l)}, \quad (19)$$

$H_m(x)$ – полиномы Эрмита [13], H – нормировочный множитель.

В данном приближении для комплексного волнового числа k можно получить следующее явное выражение

$$kl = \pi q_y + (q_z + 1/2) \arcsin \sqrt{l/R} - i \ln \sqrt{\mathfrak{R}}. \quad (20)$$

В соотношениях (18) и (20) q_y и q_z соответственно продольный и поперечный индекс колебания, \mathfrak{R} – коэффициент отражения от зеркала. Для случая сильного скин-эффекта, когда на поверхности зеркала выполняется граничное условие Леонтовича (1), выражение для \mathfrak{R} можно записать в виде

$$\mathfrak{R} = \frac{1 - \zeta}{1 + \zeta}. \quad (21)$$

Для резонатора, имеющего конечную апертуру зеркала (сравнимую, вообще говоря, с его длиной), распределения полей и собственные частоты могут отличаться от асимптотического решения (18)–(20) [19]. Тем не менее мы будем использовать асимптотические выражения (18)–(20) для приближенной классификации решений, полученных в строгой постановке. Отметим, что соотношения (18)–(20) широко применяются для интерпретации экспериментальных данных, полученных при использовании резонаторов с конечной апертурой. Поэтому установление области применимости этих асимптотических соотношений представляет определенный практический интерес.

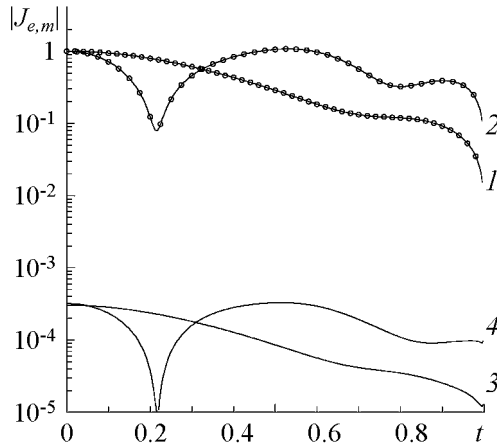


Рис. 2. Распределение абсолютного значения токовых функций $|J_e|$ (кривые 1 и 2) и $|J_m|$ (кривые 3 и 4) на зеркале резонатора. Расчеты проводили при $a = 4.5$ мм, $l = 3.9$ мм, $R = 7$ мм; удельное сопротивление материала зеркала $\rho = 2 \cdot 10^{-8}$ Ом · м

На рис. 2 приведено распределение абсолютного значения токовых функций на зеркале резонатора. При расчетах полагали, что зеркало изготовлено из материала с удельным сопротивлением $\rho = 2 \cdot 10^{-8}$ Ом · м (соответствует принятым значениям для меди). Кривые 1 и 3 демонстрируют решение, полученное для колебания $H_{0,4}$ ($q_y = 4, q_z = 0$). Кривые 2 и 4 соответствуют колебанию $H_{2,4}$. В рассматриваемом случае колебание $H_{0,4}$ обладает наибольшей добротностью. Как видно из приведенных на рис. 2 результатов, распределение токов на зеркале резонатора близко к гауссову и хорошо описывается формулой (18).

Отметим, что амплитуда магнитного тока существенно меньше амплитуды электрического, причем распределение последнего близко к полученному для резонатора с идеально проводящими зеркалами (кружочки на рисунке).

На рис. 3 показано распределение невязки Δ (погрешности выполнения эквивалентного граничного условия на вспомогательном контуре) решения системы интегральных уравнений. Величину Δ определяли выражением

$$\Delta = \left| (1 \pm ik\delta\zeta) E_\tau - (\pm\zeta - ik\delta) H_x + \frac{\partial\delta E_n}{\partial\tau} \right|. \quad (22)$$

Как показывают приведенные результаты расчетов, описываемый алгоритм обладает определенной устойчивостью: среднее значение невязки монотонно уменьшается при увеличении числа слагаемых $N_J^{(e,m)}$ в представлении тока (14) [20].

На рис. 4 показаны зависимости добротности и резонансной длины мод открытого квазиоптического резонатора от радиуса кривизны зеркала. Расчеты проводили для симметричного резонатора, длина которого $2l = 7.8$, апертура зеркала $2a = 9$. Кривые 1–3 соответствуют модам $H_{0,4}$, $H_{2,4}$ и $H_{3,6}$. Приведены решения для двумерной задачи (поля не зависят от координаты x), полученные различными способами. Кружочками показаны результаты приближенного расчета, полученные при аппроксимации поля собственного колебания соответствующими волновыми пучками Гаусса–Эрмита. Отметим, что значение добротности, полученное из асимптотической формулы (20), практически одинаково для всех рассматриваемых типов колебаний и слабо зависит от радиуса кривизны зеркала.

Как показывают представленные на рис. 4 результаты расчетов, асимптотическое решение (20) находится в хорошем согласии с результатами численного решения задачи в строгой постановке в том случае, когда колебание обладает отчетливо выраженной каустикой и дифракцией на краях зеркала допустимо пренебречь. В рассматриваемом случае это выполняется для колебаний $H_{0,4}$ и $H_{2,4}$. Резонансные длины волн этих колебаний достаточно хорошо описываются асимптотической формулой, а для колебания $H_{0,4}$ формула (20) дает вполне приемлемую точность и при расчете добротности в достаточно широком диапазоне изменения параметра R . Колебание $H_{3,6}$ в данном случае формируется в значительной степени благодаря дифракции на краях зеркала и это приводит к существенному отличию резонансной длины волны от асимптотического значения, даваемого формулой (20).

При увеличении апертуры зеркала точность расчета комплексной резонансной длины волны при помощи асимптотической формулы (20) повышается. Это демонстрируют результаты, показанные на рис. 5, на котором приведены те же зависимости, что и на рис. 4, но для резонатора с увеличенной апертурой зеркала: $2a = 11$. Как видно из рисунка, для колебаний $H_{0,4}$ и $H_{2,4}$

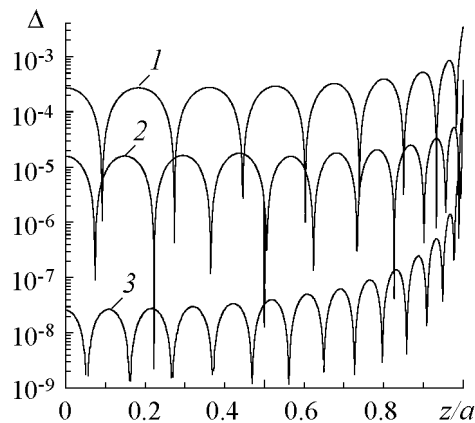


Рис. 5. Распределение погрешности Δ выполнения эквивалентного граничного условия. Кривые 1–3 соответствуют $N_J^{(e)} = N_J^{(m)} = 8, 10$ и 14. Остальные параметры задачи те же, что и для рис. 2

асимптотическая формула (20) дает достаточно точные значения не только для резонансной длины волны, но и для добротности в некотором диапазоне изменения радиуса кривизны зеркала. Точность расчета резонансной длины волны при использовании асимптотической формулы (20) для колебания $H_{3,6}$ в этом случае значительно выше.

Результаты, приведенные на рис. 4 и 5 иллюстрируют существование междуподовой связи собственных колебаний открытого резонатора. Данное явление для открытых резонаторов с идеально проводящими зеркалами было описано в монографии [21]. Отметим, что, как показано в [22], подобные явления наблюдаются и в некоторых других открытых электродинамических структурах. В работе [23] показано, что изменение геометрии открытой резонансной структуры может приводить к изменению типа связи. В случае слабой связи кривые зависимости потерь двух

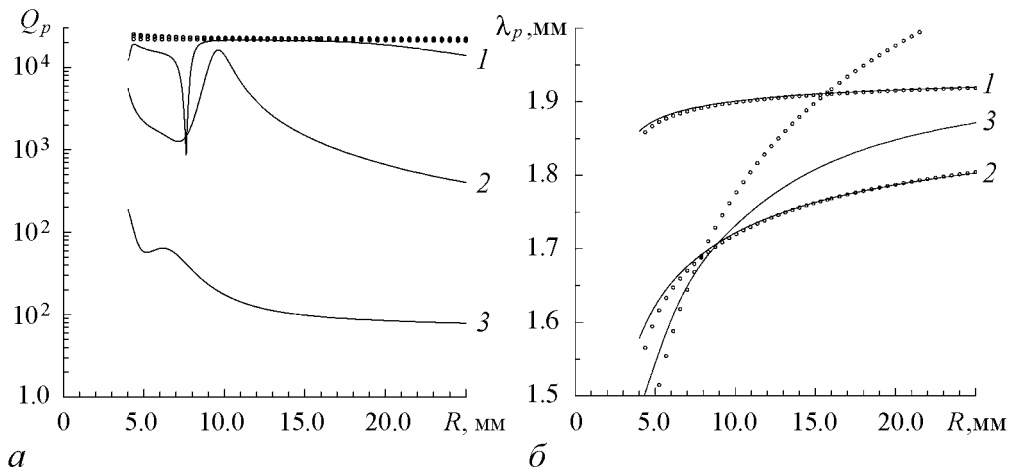


Рис. 3. Зависимость добротности (а) и резонансной длины волны (б) мод открытого резонатора от радиуса кривизны зеркала R . Кривые 1–3 соответствуют модам $H_{0,4}$, $H_{2,4}$ и $H_{3,6}$. Расчеты проводили при $a = 4.5$. Остальные параметры задачи те же, что и для рис. 2. Кривыми с кружочками показаны результаты расчета по приближенной асимптотической формуле (20)

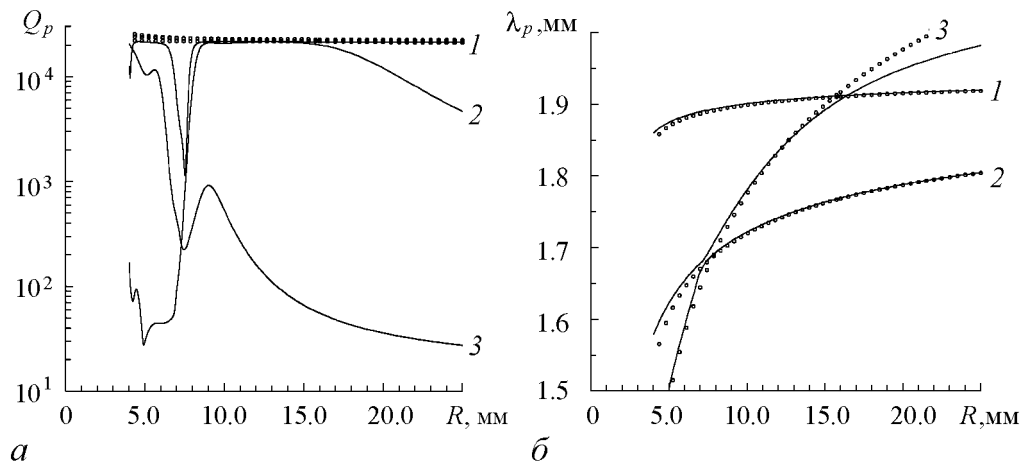


Рис. 4. Зависимость добротности (а) и резонансной длины волны (б) мод открытого резонатора от радиуса кривизны зеркала R . Кривые 1–3 соответствуют модам $H_{0,4}$, $H_{2,4}$ и $H_{3,6}$. Расчеты проводили при $a = 5.5$. Остальные параметры задачи те же, что и для рис. 2. Кривыми с кружочками показаны результаты расчета по приближенной асимптотической формуле (20)

различных колебаний от параметра, характеризующего геометрию структуры, пересекаются вблизи точки совпадения частот, а частоты собственных колебаний ведут себя подобно частотам двух связанных осцилляторов на графике Вина. Для сильной связи характеры зависимостей меняются местами. Отметим, что слабая связь между колебаниями характерна для неустойчивых открытых резонаторов [24, 25].

Как видно из результатов, приведенных на рис. 4 и 5, изменение апертуры зеркала приводит к изменению типа связи мод открытого резонатора. При $2a = 9$ связь между колебаниями $H_{4,0}$ и $H_{4,2}$ является сильной. Увеличение апертуры зеркала до $2a = 11$ мм приводит к тому, что связь этих колебаний становится слабой. Физически это проявляется в том, что при $2a = 9$ мм с изменением радиуса кривизны зеркала колебания $H_{4,2}$ и $H_{3,6}$ остаются изолированными [23]. При $2a = 11$ изменение радиуса кривизны зеркала приводит к обмену типами колебаний: мода $H_{4,2}$ превращается в $H_{3,6}$ и наоборот.

Результаты данной работы показывают, что для корректного использования асимптотического выражения (20) геометрия резонатора, применяемого для экспериментальных исследований, должна удовлетворять ряду требований. В частности, размер каустики должен быть существенно меньше апертуры зеркала. Кроме того, необходимо выбирать значения радиуса кривизны зеркала так, чтобы работать вне условий существования междутиповой связи колебаний. Как следует из рассмотрения кривых на рис. 4 и 5, данным условиям удовлетворяет достаточно узкий диапазон значений R : при малых R заметными становятся явления взаимодействия мод, а при увеличении R значительно возрастают радиационные потери вследствие увеличения относительного размера каустики.

Заключение

В статье приведены результаты решения задачи о собственных колебаниях открытого резонатора с зеркалами, обладающими конечной проводимостью. Решение получено модифицированным методом продолженных граничных условий. Результаты решения задачи в строгой постановке сопоставлены с полученными в квазиоптическом приближении. Установлено, что в некотором диапазоне параметров задачи асимптотическое решение приводит к вполне приемлемому по точности результату. Показано, что относительно небольшое изменение апертуры зеркала может привести к изменению типа связи мод открытого резонатора.

Библиографический список

1. *Afsar M.N., Birch J.B., Clarke R.N.* The Measurements of the Properties of Materials // Proceedings of the IEEE. 1986. Vol. 74, №. 1, P. 183.
2. *Кюркчан А.Г., Анютин А.П.* Метод продолженных граничных условий и вейвлеты // Доклады Академии наук. 2002. Т. 385, № 3. С. 309.
3. *Кюркчан А.Г., Маненков С.А.* Дифракция электромагнитного поля на большом выступе импедансной плоскости // Радиотехника и электроника. 2004. Т. 49, № 12. С. 1413.
4. *Кюркчан А.Г., Смирнова Н.И.* Решение задач дифракции методом продолженных граничных условий и дискретных источников // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50, № 10. С. 1231.

5. *Богомолов Г.Д., Клеев А.И.* Использование модифицированного метода продолженных граничных условий для расчета открытых резонаторов // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56, № 10. С. 1187.
6. *Богомолов Г.Д., Клеев А.И., Тарасов М.А.* Квазиоптическое возбуждение открытого резонатора // Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55, № 6. С. 645.
7. *Богомолов Г.Д., Клеев А.И., Тарасов М.А.* О возбуждении открытого резонатора, связанного с волноводом через отверстие в зеркале // Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55, № 11. С. 1319.
8. *Mitzner M.K.* Effective boundary conditions for reflection and transmission by an absorbing shell of arbitrary shape // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1968. Vol. AP-16, № 6. P. 706.
9. *Bleszynski E., Bleszynski M., Jaroszewich T.* Surface-integral equations for electromagnetic scattering from impenetrable and penetrable sheets // IEEE Antennas and Propagation Magazine. 1993. Vol. 35, № 6. P. 14.
10. *Богомолов Г.Д., Клеев А.И.* К расчету омических потерь при дифракции на ленточной решетке // Радиотехника и электроника. 2009. Т. 54, № 6. С. 645.
11. *Каценеленбаум Б.З.* Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Издательство Академии наук СССР, 1961. 214 с.
12. *Морс Ф.М., Фешбах Г.* Методы теоретической физики. М.: Издательство иностранной литературы, 1958. Т. 1. 930 с.
13. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / Под редакцией М. Абрамовица и И. Стиган. М.: Наука, 1979.
14. *Kyurkchan A.G., Sukov A.I., Kleev A.I.* Singularities of wave fields and numerical methods of solving the boundary-value problems for Helmholtz equations // Generalized Multipole Techniques for Electromagnetic and Light Scattering / Ed. T. Wriedt. Amsterdam: Elsevier, 1999. P. 81.
15. *Kyurkchan A.G., Sukov A.I., Kleev A.I.* The method for solving the problems of the diffraction of electromagnetic and acoustic waves using the information on analytical properties of the scattered field // Applied Computational Electromagnetic Society Journal. 1994. Vol. 9, № 3. P. 101.
16. *Кюркчан А.Г., Клеев А.И.* Использование априорной информации об аналитических свойствах решения в задачах электродинамики и акустики // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41, № 2. С. 162.
17. *Богомолов Г.Д., Клеев А.И.* Расчет квазиоптического резонатора с гофрированным зеркалом // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44, № 9. С. 1040.
18. *Вайнштейн Л.А.* Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Советское радио, 1966. 475 с.
19. *Богомолов Г.Д., Клеев А.И.* О применении асимптотических методов в теории открытых резонаторов // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56, № 9. С. 1080.
20. *Кюркчан А.Г., Анютин А.П.* О корректности задач дифракции, сводящихся к интегральным уравнениям Фредгольма I рода с гладким ядром // Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51, № 1. С. 54.
21. *Шестопалов В.П.* Спектральная теория и возбуждение открытых структур. Киев: «Наукова думка», 1987. 288 с.
22. *Yakovlev A.B., Hanson G.W.* Fundamental modal phenomena on isotropic and anisotropic planar slab dielectric waveguide // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2003. Vol. 51, № 4. P. 888.

23. *Богомолов Г.Д., Клеев А.И.* Область стабильности основного колебания волноводного квазиоптического резонатора // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44, № 3. С. 276.
24. *Ананьев Ю.А.* Неустойчивые резонаторы и их применения (обзор) // Квантовая электроника. 1971. Т. 1, № 6. С. 3.
25. *Sanderson R.L., Streifer W.* Unstable laser resonator modes // Applied Optics. 1969. Vol. 8, № 10. P. 2129.

*Институт физических проблем
им. П.Л. Капицы РАН*

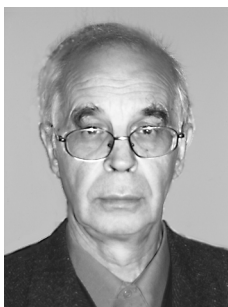
Поступила в редакцию 29.08.2012

OHMIC LOSS CALCULATION IN THE OPEN RESONATORS

G. D. Bogomolov, A. I. Kleev

We present a numerical method for calculation the eigenmodes of the open resonator. We assume, that the resonator mirror has the finite conductivity. The new approach, based on the modified method of the field continuation, was suggested. The results obtained were compared with the asymptotic solution.

Keywords: Open resonators, integral equation method, adaptive collocation method, equivalent boundary conditions, analytical continuation.



Богомолов Генрих Дмитриевич – родился в 1941 году, окончил Московский физико-технический институт (1963). После окончания МФТИ работает в ИФП РАН заместителем директора по науке. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в ИФП АН СССР (1968). Опубликовал 54 научных статьи по теории и экспериментальному исследованию оротрона, микротрона и квазиоптических резонаторов. Доцент Московского физико-технического института. Заместитель главного редактора журнала «Приборы и техника эксперимента».

119334 Москва, ул. Косыгина, д. 2
Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН
E-mail: bogomolov@kapitza.ras.ru



Клеев Андрей Игоревич – родился в Москве (1958), окончил Московский физико-технический институт (1981). После окончания МФТИ работает в ИФП РАН ведущим научным сотрудником. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в ИФП АН СССР (1986) и доктора физико-математических наук в СГУ им. Н.Г.Чернышевского (1995). Опубликовал 58 научных статей по численным методам теории дифракции, теории квазиоптических волноводов и резонаторов, теории электронно-волнового взаимодействия в резонансных структурах.

119334 Москва, ул. Косыгина, д. 2
Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН
E-mail: kleev@kapitza.ras.ru