

УДК 535.645.646

Кужахметов А.Н.

студент бакалавриата

Быстров А.Е.

студент бакалавриата

Титаренко Ю.В.

магистр

Солдатов А.А., кандидат физ.-мат. наук

научный руководитель, доцент

Поволжский государственный университет

телекоммуникаций и информатики

Россия, г. Самара

ПРОЕКТИРОВАНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ИНДУКТИВНОЙ ДИАФРАГМЫ

В предлагаемой статье рассматривается металлическая индуктивная диафрагма расположенная в прямоугольном волноводе. На основе метода ортогонализирующей подстановки получены формулы для расчета коэффициента отражения и коэффициента стоячей волны (КСВ). В среде Matcad был рассчитан КСВ в зависимости от размеров диафрагмы. Проведены экспериментальные измерения КСВ на панорамном измерителе P2-61. Было проведено моделирование индуктивной диафрагмы в среде Microwave Studio.

Ключевые слова: металлическая индуктивная диафрагма, адмитанс, коэффициент отражения, КСВ, ортогонализирующая подстановка.

UDC 535.645.646

Kuzhachmetov A.N.

Undergraduate student

Bystrov A.E.

Undergraduate student

Titarenko Yu.V.

master

Soldatov A.A., Candidate Fiz.-Mat. Science

Scientist, associate professor

Volga State University

Telecommunications and informatics

Russia, Samara

DESIGN OF METALLIC INDUCTIVE DIAPHRAGM

The proposed article discusses the metal inductive diaphragm located in a rectangular waveguide. Based on the orthogonalizing substitution method, formulas were obtained to calculate the reflection coefficient and the standing wave coefficient (CWS). In the MATCAD environment, the CWF was calculated depending on the dimensions of the diaphragm. Experimental measurements of the KSV on the panoramic meter P2-61 were carried out. Inductive diaphragm was simulated in the Microwave Studio environment.

***Keywords:** metallic inductive diaphragm, admittance, reflection coefficient, KSV, orthogonalizing substitution.*

1 Расчет параметров индуктивной диафрагмы

1.1 Вывод формулы для коэффициента отражения

Металлические диафрагмы широко используются для создания волноводных фильтров, ответвителей, резонаторов и аттенюаторов.

Диафрагма представляет из себя поперечную перегородку в волноводе, устанавливаемую перпендикулярно силовым линиям электрического поля или вдоль них и создающая соответственно емкостную или индуктивную проводимость для ослабления волн определённого типа.

Для решения задачи дифракции основной волны прямоугольного волновода на диафрагмах, расположенных на стыке двух диэлектриков с различными диэлектрическими проницаемостями применяется метод частичного обращения оператора. Аналитическое решение полученных интегральных уравнений в первом приближении даёт возможность получить простые формулы для коэффициентов отражения и прохождения через емкостную диафрагму как основной волны, так и возникающих вследствие дифракции высших типов волн.

Нужно отметить практическую значимость полученных в статье результатов, так как при использовании диафрагм (емкостной, индуктивной) в качестве крепёжных элементов, например для р-і-п диодов и других активных приборов, необходимо знать, какую часть энергии неоднородность отразит, а какую пропустит. Возможно также использовать полученные аналитические выражения в системах автоматизированного проектирования устройств СВЧ и КВЧ диапазонов.

Рассмотрим дифракцию основной волны единичной амплитуды на емкостной диафрагме, сечение которой в плоскости неоднородности показано на рисунке 1.1а. На рис. 1.1б показано сечение в направлении переноса электромагнитной энергии. Щель в волноводе имеет ширину

$$\Delta w = w_2 - w_1, \text{ координату центра щели обозначим } y_0 = \frac{w_1 + w_2}{2}.$$

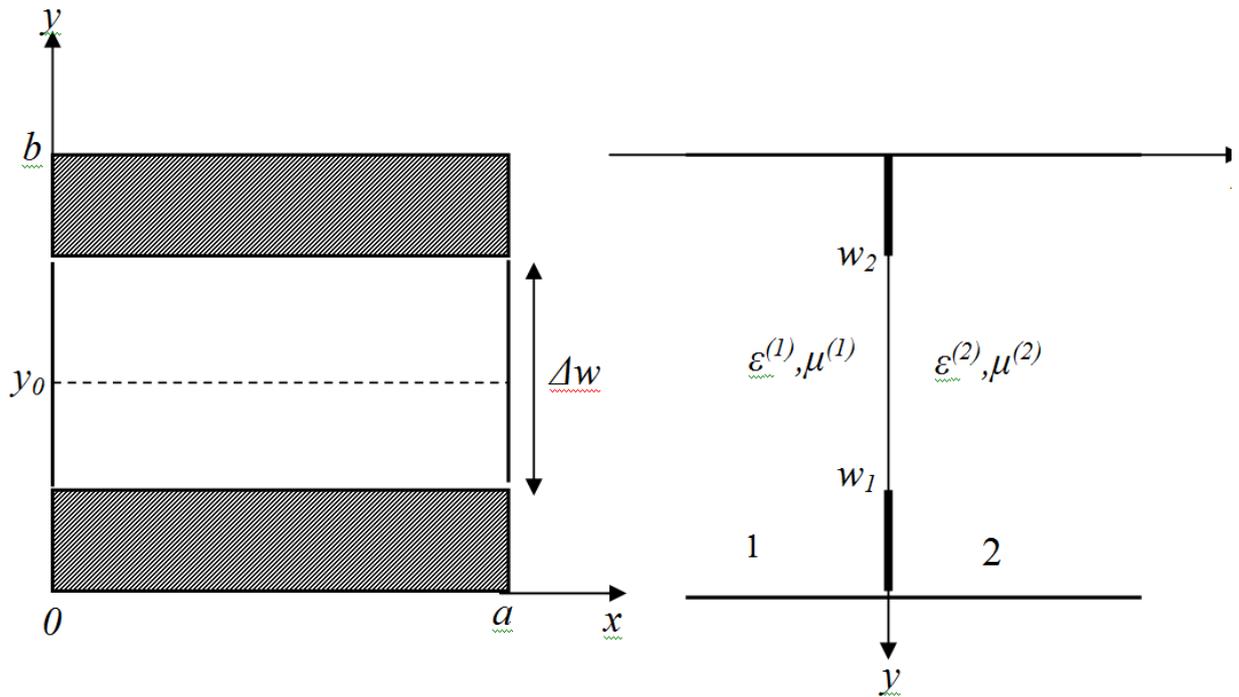


Рис. 1.1 – Емкостная диафрагма в прямоугольном волноводе

Будем считать, что падающая волна, распространяющаяся в линии передачи с идеально проводящими и бесконечно тонкими стенками, набегаёт из точки с координатой $z = -\infty$, и волновод согласован при $z = +\infty$.

Поле падающей волны возбуждает в первой среде ($z < 0$) отраженные типы собственных волн, а во второй ($z > 0$) проходящие волны основного и высших типов. Поэтому электрическое поле в линии передачи, её поперечные составляющие, можно представить в виде гармоник $/2, 10/$.

Пусть падает волна H_{10} ($n=1, m=0$):

$$E_y^{(1)} = \left[e^{-ih_0^{(1)}z} + R e^{ih_0^{(1)}z} + \sum_{n=1}^{\infty} R_n e^{\Gamma_n^{(1)}z} \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \right] \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right),$$

$$E_y^{(2)} = \left[T e^{-ih_0^{(2)}z} + \sum_{n=1}^{\infty} T_n e^{\Gamma_n^{(2)}z} \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \right] \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right),$$

где

$$h_0^{(i)} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon^{(i)} \mu^{(i)} - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} = \frac{2\pi}{\lambda_g^{(i)}};$$

$$\Gamma_n^{(i)} = \sqrt{\left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - k_0^2 \varepsilon^{(i)} \mu^{(i)}}, \quad i=1,2;$$

$k_0 = \frac{\omega}{c}$ - волновое число в вакууме.

При больших n можно считать $\Gamma_n \sim \frac{\pi n}{b}$.

На основе уравнений Максвелла [1,2,3] можно записать:

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= ik\varepsilon E_x, & \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= ik\mu H_x, \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= ik\varepsilon E_y, & \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= ik\mu H_y, \\ \frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} &= ik\varepsilon E_z, & \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} &= ik\mu H_z. \end{aligned}$$

Откуда можно получить (1.1), используя приближение

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x^2} &\approx -\left(\frac{\pi}{a}\right)^2, \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} &= -\frac{h_0^{(i)^2}}{ik\mu^{(i)}} E_y. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Используя формулу(1.1), можно записать выражение для составляющей магнитного поля:

$$\begin{aligned} H_x^{(1)} &= -\frac{h_0^{(1)^2}}{ik\mu^{(1)}} \left[\frac{1}{-ih_0^{(1)}} \left(e^{-ih_0^{(1)}z} - Re^{ih_0^{(1)}z} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{R_n}{\Gamma_n^{(1)}} e^{\Gamma_n^{(1)}z} \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \right], \quad (1.2) \\ H_x^{(2)} &= -\frac{h_0^{(2)^2}}{ik\mu^{(2)}} \left[\frac{T}{-ih_0^{(2)}} e^{-ih_0^{(2)}z} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{T_n}{\Gamma_n^{(2)}} e^{\Gamma_n^{(2)}z} \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \right]. \end{aligned}$$

Запишем граничные условия (ГУ) при $z = 0$, $y \in [w_1, w_2]$,

$$E_y^{(1)} = E_y^{(2)} = E(y),$$

Откуда получим:

$$1 + R = T = \frac{1}{b} \int_{w_1}^{w_2} E(y') dy' \quad , \quad (1.3)$$

$$R_n = T_n = \frac{2}{b} \int_{w_1}^{w_2} E(y') \cos\left(\frac{n\pi y'}{b}\right) dy' .$$

Выражения (1.3) получили, предполагая, что $(1 + R)$ суть свободный член, а R_n - остальные коэффициенты разложения Фурье.

Используем ГУ для $H_x^{(i)}$, определённые системой (1.2),

$H_x^{(1)} = H_x^{(2)}$ при $z = 0$, $y \in [w_1, w_2]$, получим:

$$\begin{aligned} \frac{h_0^{(1)}}{\mu^{(1)}}(1 - R) - \frac{ih_0^{(1)}}{\mu^{(1)}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{R_n}{\Gamma_n^{(1)}} \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) = \\ = \frac{h_0^{(2)}}{\mu^{(2)}} T + \frac{ih_0^{(2)}}{\mu^{(2)}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{T_n}{\Gamma_n^{(2)}} \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right). \end{aligned} \quad (1.4)$$

Учитывая, что $T = 1 + R$, перенося T из правой части в левую в уравнении (1.4) и перегруппировав члены уравнения, можно записать:

$$\frac{h_0^{(1)}}{\mu^{(1)}}(1 - R) - \frac{h_0^{(2)}}{\mu^{(2)}}(1 + R) = i \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{h_0^{(1)^2}}{\mu^{(1)} \Gamma_n^{(1)}} + \frac{h_0^{(2)^2}}{\mu^{(2)} \Gamma_n^{(2)}} \right] R_n \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right), \quad (1.5)$$

$$\left(\frac{h_0^{(1)}}{\mu^{(1)}} + \frac{h_0^{(2)}}{\mu^{(2)}} \right) R - \left(\frac{h_0^{(1)}}{\mu^{(1)}} - \frac{h_0^{(2)}}{\mu^{(2)}} \right) = -i \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{h_0^{(1)^2}}{\mu^{(1)} \Gamma_n^{(1)}} + \frac{h_0^{(2)^2}}{\mu^{(2)} \Gamma_n^{(2)}} \right] R_n \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right).$$

Введя дополнительные обозначения, а именно:

$$h_0 = \frac{h_0^{(1)}}{\mu^{(1)}} + \frac{h_0^{(2)}}{\mu^{(2)}};$$

$$\Delta h_0 = \frac{h_0^{(1)}}{\mu^{(1)}} - \frac{h_0^{(2)}}{\mu^{(2)}};$$

$$\Delta_n = \frac{1}{2h_0} \left[\frac{h_0^{(1)^2}}{\mu^{(1)} \Gamma_n^{(1)}} + \frac{h_0^{(2)^2}}{\mu^{(2)} \Gamma_n^{(2)}} \right],$$

представим (1.5) в более компактной форме

$$\frac{2(Rh_0 - \Delta h_0)}{h_0} = -4i \sum_0^{\infty} \Delta_n R_n \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right),$$

или

$$\frac{2(Rh_0 - \Delta h_0)}{h_0(1+R)} \int_{w_1}^{w_2} E(y') dy' = -8i \sum_{n=1}^{\infty} \int_{w_1}^{w_2} E(y') \Delta_n \cos\left(\frac{n\pi y'}{b}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) dy'.$$

1.2 Метод ортогонализирующей подстановки

Введём следующие обозначения переменных [2,3]:

$$\varphi = \frac{\pi y'}{b}, \quad \Theta = \frac{\pi y}{b},$$

и представим:

$$\Delta_n = \frac{\alpha(1 + \delta_n)}{n}, \quad \text{где } \delta_n = \frac{n\Delta_n}{\alpha} - 1.$$

Так как $\Gamma_n \sim \frac{\pi n}{b}$ при $n \rightarrow \infty$, то можно записать:

$$\lim 8\Delta_n = \lim 8 \cdot \frac{1}{2h_0} \left[\frac{h_0^{(1)^2}}{\mu^{(1)}\left(\frac{n\pi}{b}\right)} + \frac{h_0^{(2)^2}}{\mu^{(2)}\left(\frac{n\pi}{b}\right)} \right] = \frac{\alpha}{n}, \quad (1.7)$$

где

$$\alpha = \frac{4b}{\pi h_0} \left[\frac{h_0^{(1)^2}}{\mu^{(1)}} + \frac{h_0^{(2)^2}}{\mu^{(2)}} \right].$$

Введём нормированную реактивную проводимость B в сечении волновода при $z = 0$ по формуле:

$$-iB = \frac{2(Rh_0 - \Delta h_0)}{h_0(1+R)}. \quad (1.8)$$

Учитывая предыдущие обозначения и формулы (1.7) и (1.8), уравнение (1.6) можно записать в виде

$$\frac{B}{\alpha} \int E(\varphi) d\varphi = \sum_{n=1}^{\infty} \int E(\varphi) \cdot \frac{\cos(n\Theta) \cos(n\varphi)}{n} (1 + \delta_n) d\varphi, \quad (1.9)$$

где φ и Θ изменяются в пределах от $\frac{\pi w_1}{b}$ до $\frac{\pi w_2}{b}$.

Полученное соотношение (1.9) есть не что иное, как интегральное уравнение. По методу Швингера решение таких уравнений основано на введении новых переменных u и v , которые изменяются от 0 до π . Для данного частного случая [2,4]

$$\cos(\Theta) = c + s \cos(u); \cos(\varphi) = c + s \cos(v), \quad (1.10)$$

где

$$c = \cos\left(\frac{\pi y_0}{b}\right) \cos\left(\frac{\pi \Delta w}{2b}\right); s = \sin\left(\frac{\pi y_0}{b}\right) \sin\left(\frac{\pi \Delta w}{2b}\right).$$

Далее воспользуемся соотношением

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(n\Theta) \cos(n\varphi)}{n} = -\frac{1}{2} \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(nu) \cos(nv)}{n}.$$

Тогда уравнение (1.9) запишется в виде:

$$\begin{aligned} \frac{B}{\alpha} \int_0^{\pi} E(\varphi) \frac{d\varphi}{dv} dv = \\ = \int_0^{\pi} E(\varphi) \frac{d\varphi}{dv} \left[-\frac{1}{2} \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(nu) \cos(nv)}{n} + \sum_{n=1}^{\infty} \delta_n \frac{\cos(nu) \cos(nv)}{n} \right] dv. \end{aligned} \quad (1.11)$$

1.3 Квазистатическое приближение

Рассмотрим первое приближение

$$\delta_n = 0, n > 0.$$

Приравнявая коэффициенты при $\cos(nu)$, уравнение (1.11) распадается на два:

$$\frac{B}{\alpha} = -\frac{1}{2} \ln s$$

и

$$\int_0^{\pi} E(\varphi) \frac{d\varphi}{dv} \cos(nv) dv = 0, n > 0. \quad (1.12)$$

Равенство (1.12) выполняется только тогда, когда

$$E(\varphi) \frac{d\varphi}{dv} = C_0,$$

где $C_0 = const$.

С помощью математических преобразований из (1.10) находим v

$$v = \arccos\left(\frac{\cos(\varphi) - c}{s}\right) \Rightarrow \frac{dv}{d\varphi} = \frac{\sin(\varphi)}{\sqrt{1 - \left(\frac{c - \cos(\varphi)}{s}\right)^2}}$$

Тогда $E(\varphi)$ записывается в следующем виде:

$$E(\varphi) = \frac{C_0 s \sin(\varphi)}{\sqrt{s^2 - (c - \cos(\varphi))^2}}. \quad (1.13)$$

Для определения C_0 из (1.13) воспользуемся выражением (1.3), из которого следует, что:

$$C_0 = 1 + R.$$

Рассмотрим частный случай, когда волновод полый (наиболее часто используется на практике)

$$\varepsilon^{(1)} = \varepsilon^{(2)} = 1,$$

$$\mu^{(1)} = \mu^{(2)} = 1,$$

$$\alpha = \frac{4b}{\pi h_0} \left[h_0^{(1)^2} + h_0^{(2)^2} \right],$$

$$h_0^{(1)} = h_0^{(2)} = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2},$$

$$h_0 = 2h_0^{(1)} = 2\sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2},$$

$$\alpha = \frac{4b}{\pi} h_0,$$

так как

$$B = -\alpha \cdot \frac{1}{2} \ln s = -\frac{2b}{\pi} h_0 \ln s. \quad (1.14)$$

Учитывая, что длина волны в волноводе:

$$\lambda_a = \frac{2\pi}{h_0^{(1)}} = \frac{2\pi}{\sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}},$$

равенство (1.14) можно записать в виде:

$$B = -\frac{4b}{\lambda_a} \ln s.$$

Но учитывая равенство (1.8) и то, что для воздушного волновода $\Delta h_0 = 0$, получаем:

$$R = -\frac{iB}{2 + iB},$$

а используя равенство (1.3)

$$T = \frac{2}{2 + iB}.$$

В общем случае, когда диафрагма находится на стыке двух диэлектриков с разными значениями диэлектрических и магнитных проницаемостей, исходя из того, что

$$\Delta_n = \frac{\alpha(1 + \delta_n)}{n}, \quad \delta_n = \frac{n\Delta_n}{\alpha} - 1,$$

и обозначая

$$H_0^2 = \frac{h_0^{(1)^2}}{\mu^{(1)}} + \frac{h_0^{(2)^2}}{\mu^{(2)}},$$

коэффициенты отражения и прохождения находятся так:

$$R = \frac{i\pi\Delta h_0 - bH_0^2 \ln s}{i\pi h_0 + bH_0^2 \ln s},$$

$$T = \frac{i\pi(h_0 + \Delta h_0)}{i\pi h_0 + bH_0^2 \ln s}.$$

Коэффициент стоячей волны находится по формуле:

$$K_{с\dot{o}} = \frac{1 + |R|}{1 - |R|}.$$

1.4 Расчёт параметров в первом приближении

Расчет по выведенным выше формулам проводился в системе MathCad.

Составляющие электрического поля в зависимости от φ , рассчитанного по формуле (1.13) при частоте 10 ГГц, показаны на рис. 1.2-1.4.

На рис. 1.2 показана действительная составляющая электрического поля.

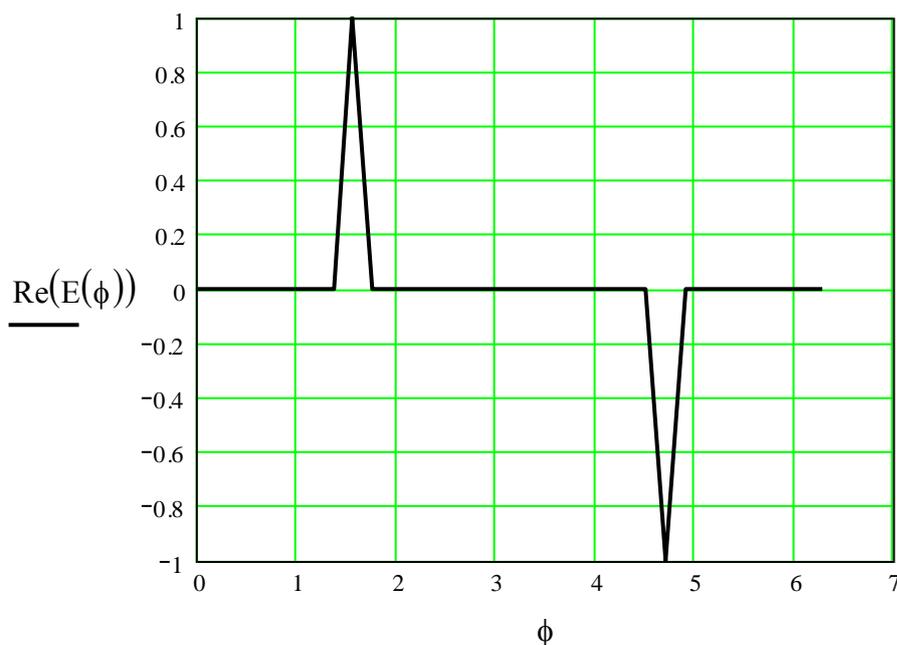


Рис.1.2 – Действительная составляющая электрического поля E_φ

На рис. 1.3 показана мнимая составляющая электрического поля.

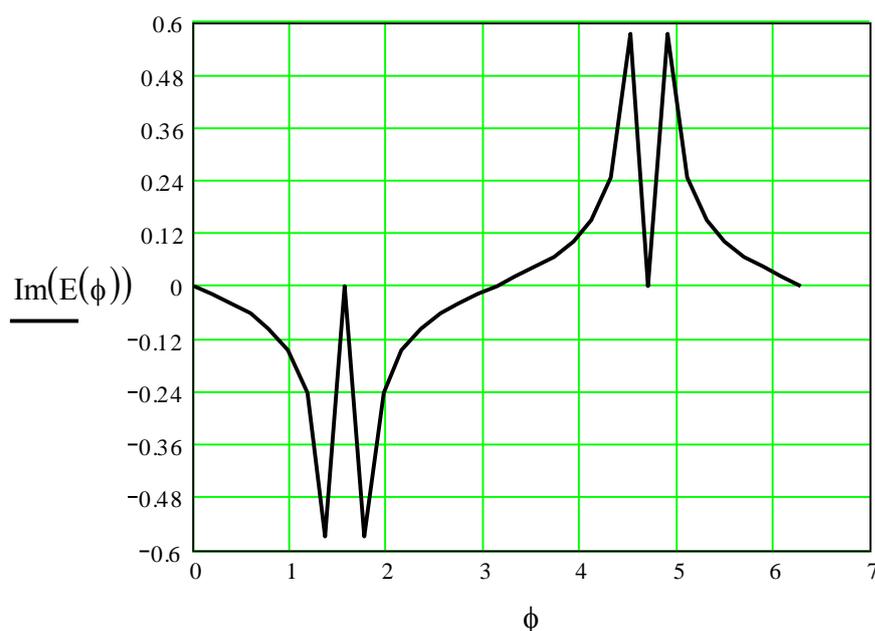


Рис. 1.3 – Мнимая составляющая электрического поля E_φ

На рис. 1.4 показан модуль электрического поля.

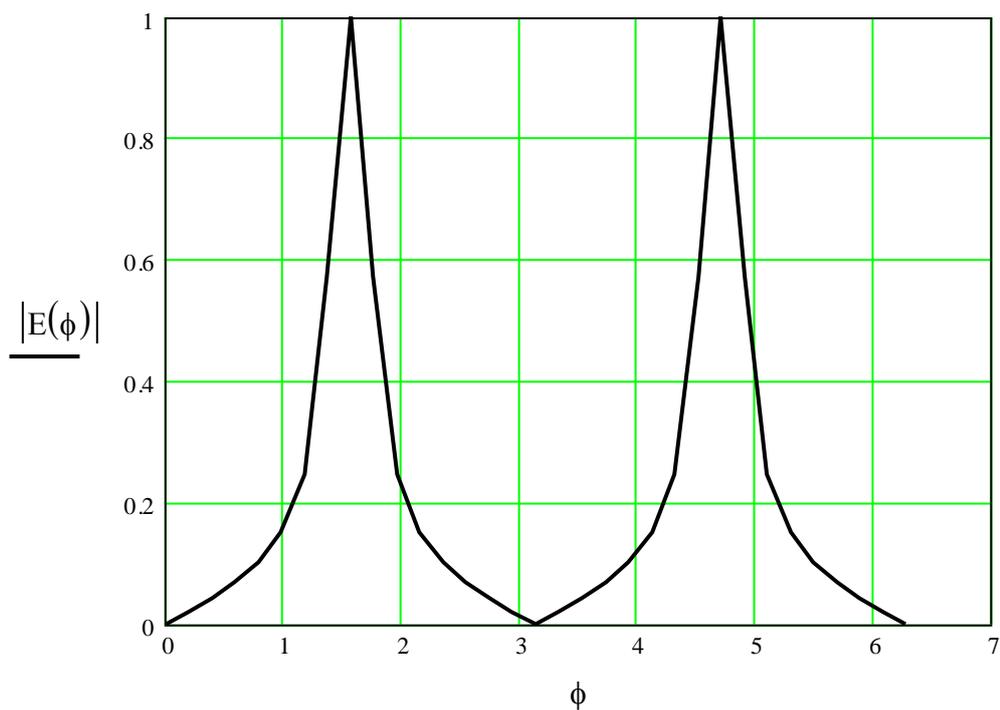


Рис. 1.4 – Модуль электрического поля

Зависимость удельной проводимости B от толщины зазора Δw показана на рис. 1.5.

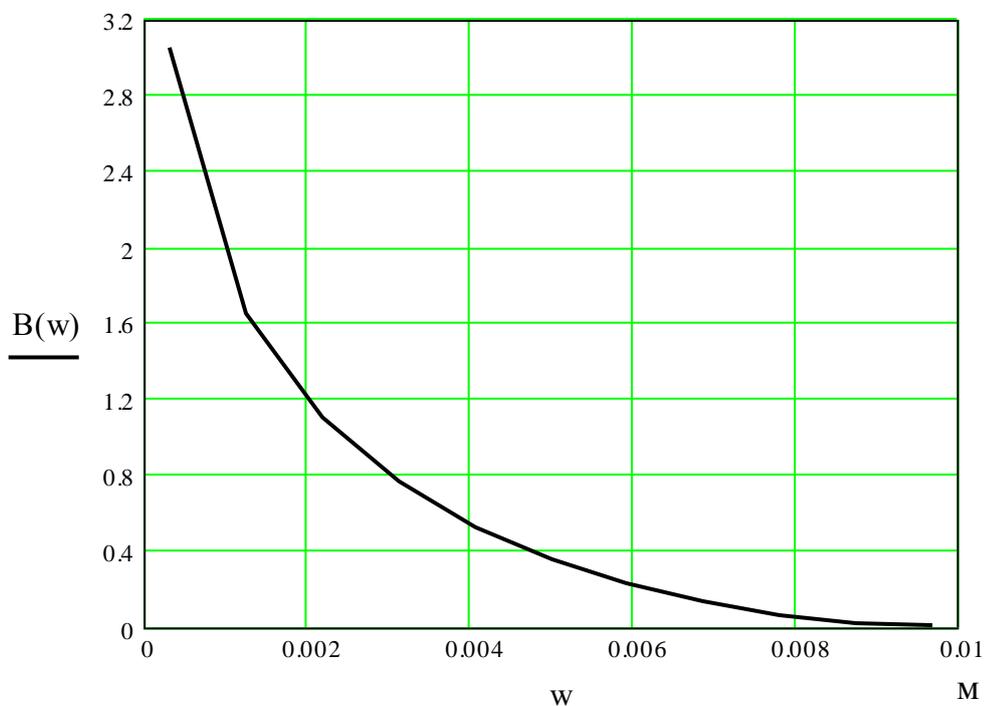


Рис.1.5 – Зависимость B от Δw

Графики зависимости коэффициента отражения R от ширины зазора w показаны на рис. 1.6-1.8.

На рис. 1.6 показана действительная составляющая коэффициента отражения.

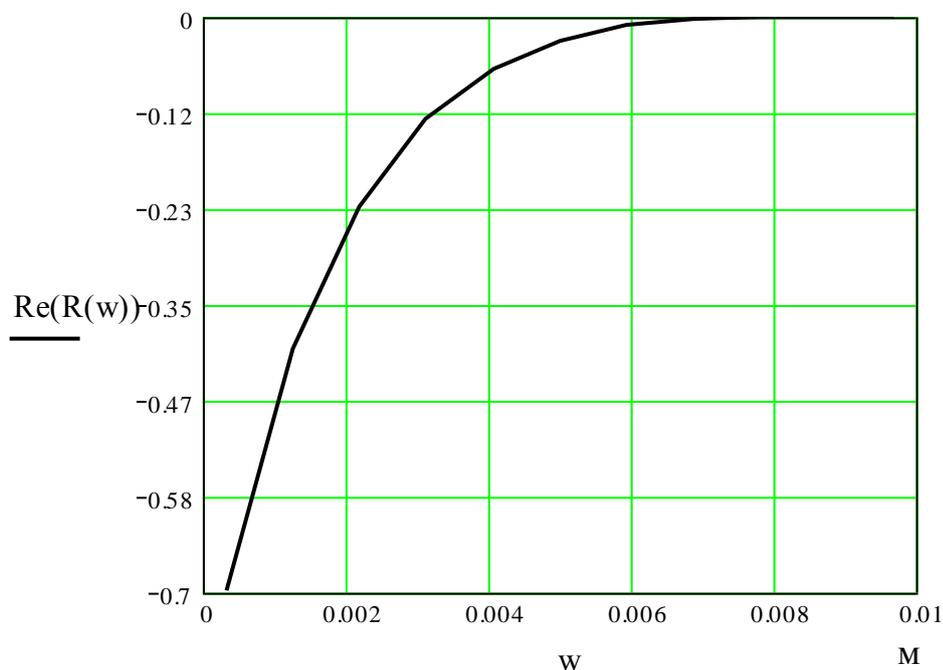


Рис. 1.6 – Зависимость действительной составляющей коэффициента отражения R от ширины зазора Δw

На рис. 1.7 показана мнимая составляющая коэффициента отражения.

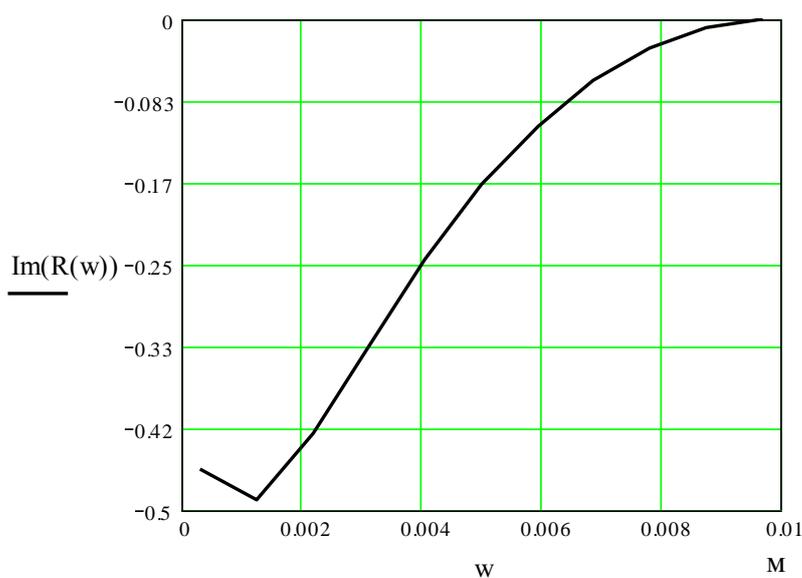


Рис. 1.7 – Зависимость мнимой составляющей коэффициента отражения R от ширины зазора Δw

На рис. 1.8 показан модуль коэффициента отражения.

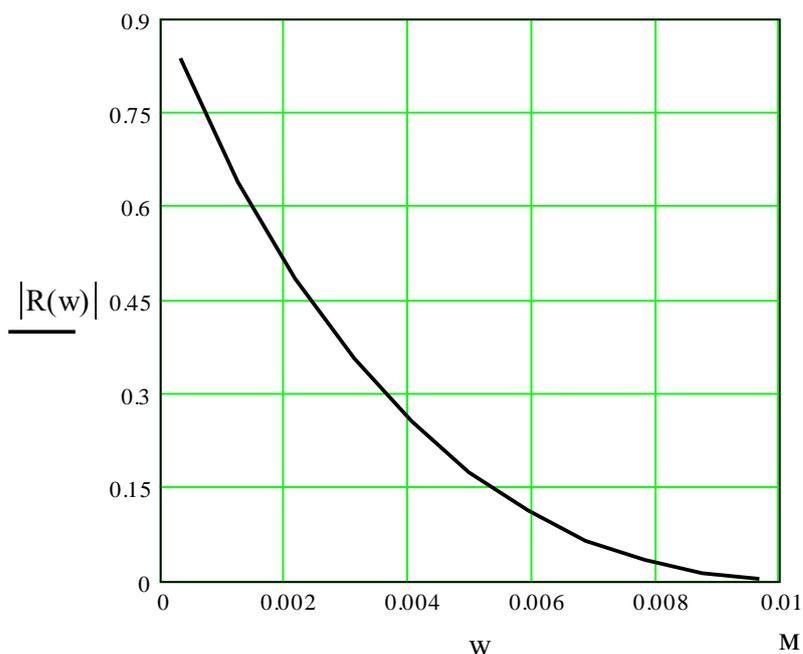


Рис. 1.8 – Модуль коэффициента отражения R от ширины зазора Δw
Коэффициент стоячей волны находится по формуле:

$$КСВ = \frac{(1 + |R|)}{(1 - |R|)}$$

График зависимости $КСВ$ от ширины зазора показан на рис. 1.9.

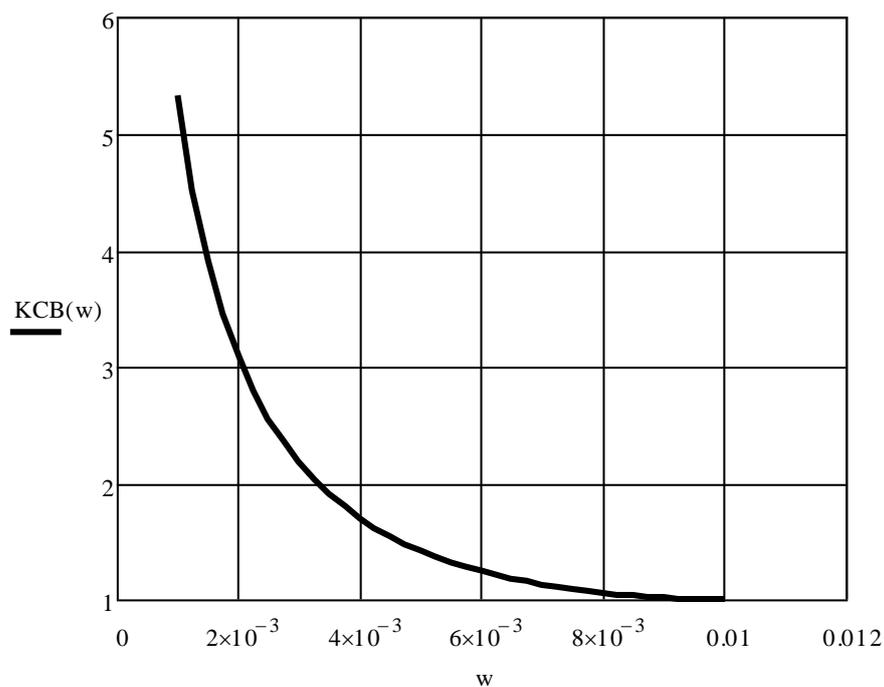


Рис. 1.9 – График зависимости $КСВ$ от ширины зазора Δw (мм)

График зависимости KCB от частоты показан на рис. 1.10 при $\Delta w = \frac{b}{5}$.

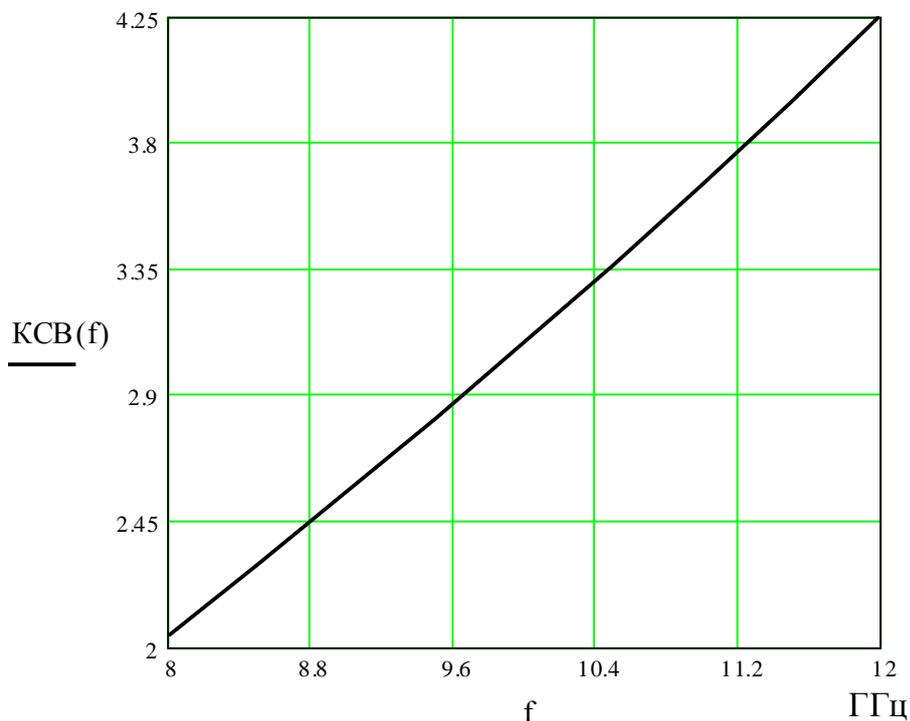


Рис. 1.10 – Зависимость KCB от частоты (ГГц) при $\Delta w = \frac{b}{5}$

1.5 Экспериментальные исследования

Коэффициент стоячей волны в зависимости от ширины зазора и частоты измеряется на панорамном измерителе Р2-61 по схеме, представленной на рис.1.11, в котором введены следующие обозначения:

- генератор качающейся частоты (1);
- индикатор (2);
- измеряемое устройство (емкостная диаграмма) (3).



Рис.1.11 – Схема экспериментальной установки

В табл. 1.1 и 1.2 внесены результаты экспериментов.

Табл.1.1

Ширина зазора w	0.6 мм	1.3 мм	2.5 мм	5 мм	7.5 мм	10 мм
КСВ	11.2	4.3	2.5	1.4	1.15	1.01

Табл. 1.2

Частота f , ГГц	8	8.5	9	9.5	10	10.5	11	11.5	12
КСВ	2	2.3	2.6	2.86	3.15	3.4	3.7	3.97	4.25

По экспериментальным данным построим графики зависимости $КСВ$ от ширины зазора и частоты.

Полученные экспериментальные кривые показаны на рис. 1.12 и 1.13.

На рис. 1.12 показана зависимость $КСВ$ от ширины зазора Δw .

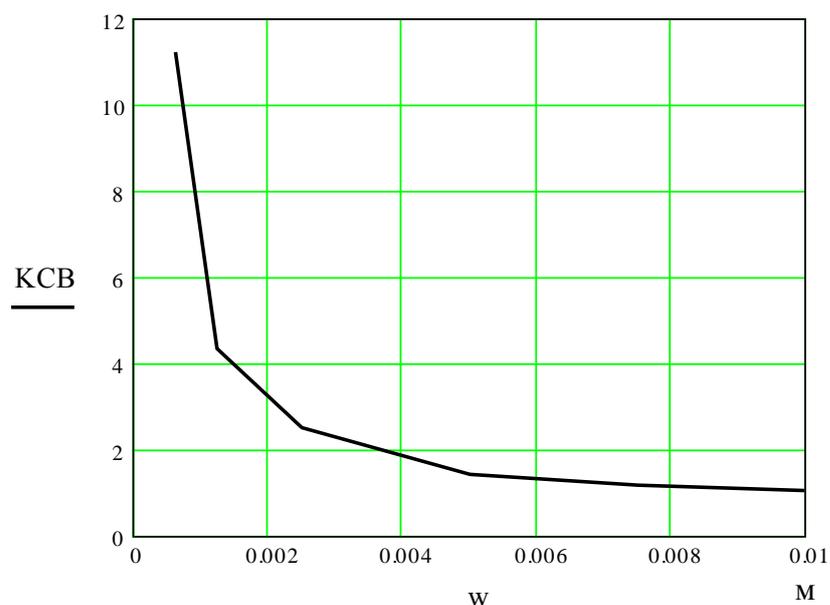


Рис.1.12 – Зависимость $КСВ$ от ширины зазора Δw (м)

На рис. 1.13 показана зависимость KCB от частоты при ширине зазора

$$\Delta w = \frac{b}{5}.$$

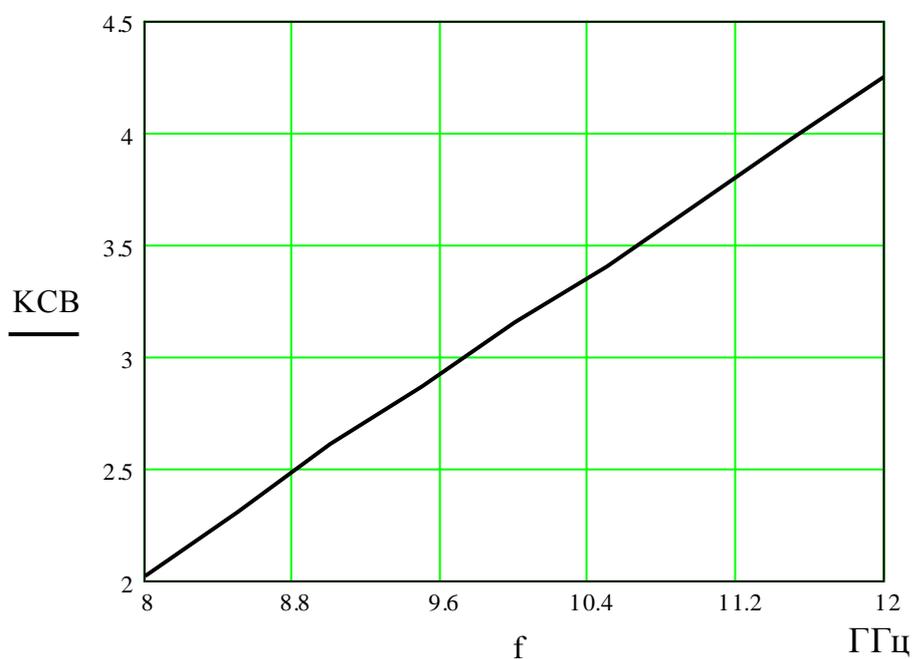


Рис. 1.13 – Зависимость KCB от частоты при ширине зазора

$$\Delta w = \frac{b}{5}$$

Ниже приведены сравнительные характеристики расчетных и экспериментальных кривых.

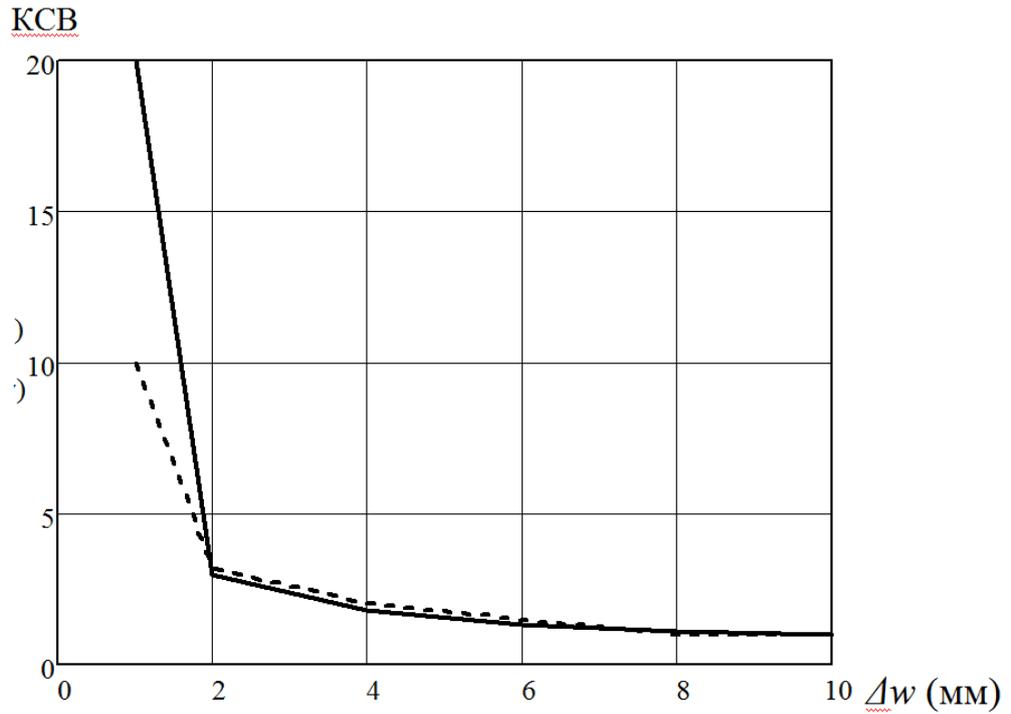


Рис. 1.14 – Зависимость КСВ от ширины зазора: сплошная - теоретическая кривая; штриховая - экспериментальная

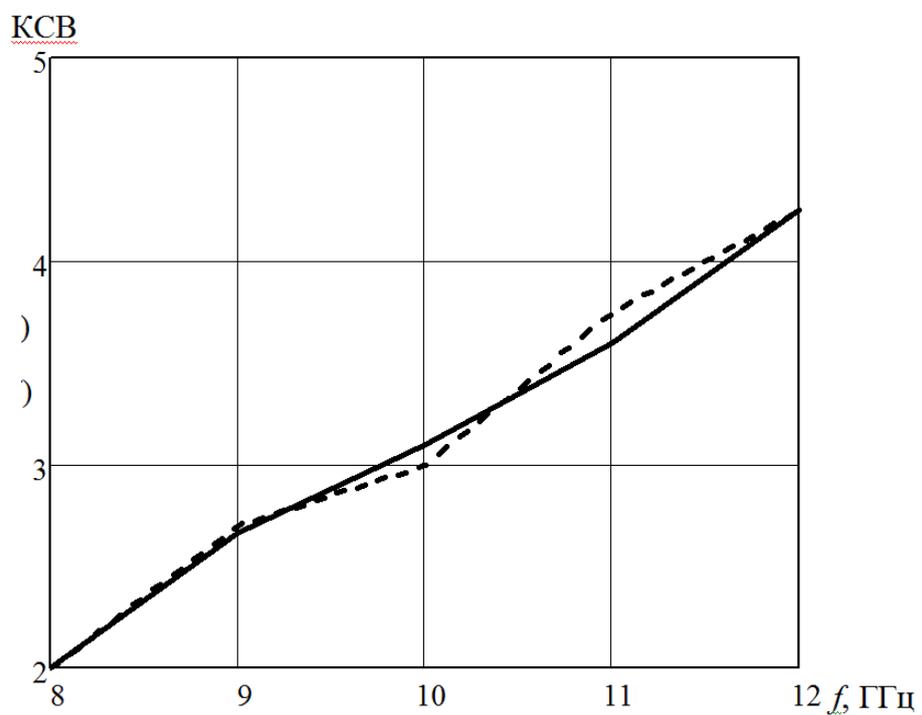


Рис.1.15 – Зависимость КСВ от частоты : сплошная -теоретическая кривая; штриховая - экспериментальная

Как видно из рис. (1.14)и (1.15) экспериментальные и расчетные характеристики хорошо совпадают.

2 Проектирование емкостной диафрагмы в среде CST Microwave Studio

Проведем моделирование рассчитанных диафрагм [5], для этого войдем в программу **CST Microwave Studio**. Смоделированная емкостная диафрагма показана на рис. 2.1.

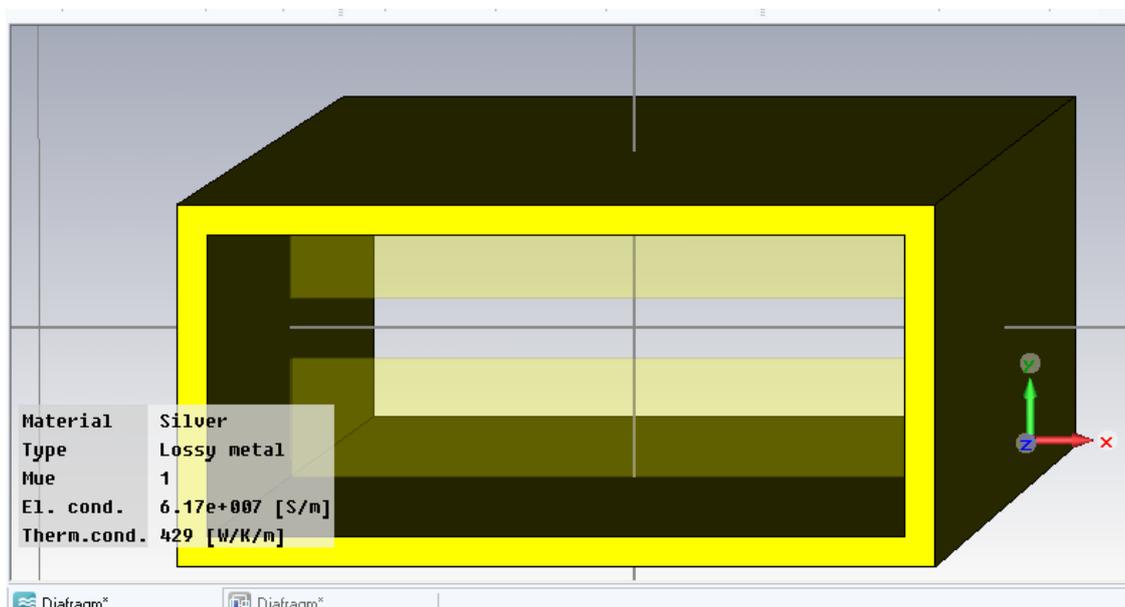


Рис. 2.1 - Волновод 23×10 мм из серебра с емкостными диафрагмами
Результаты проектирования металлической емкостной диафрагмы в прямоугольном волноводе приведены ниже.

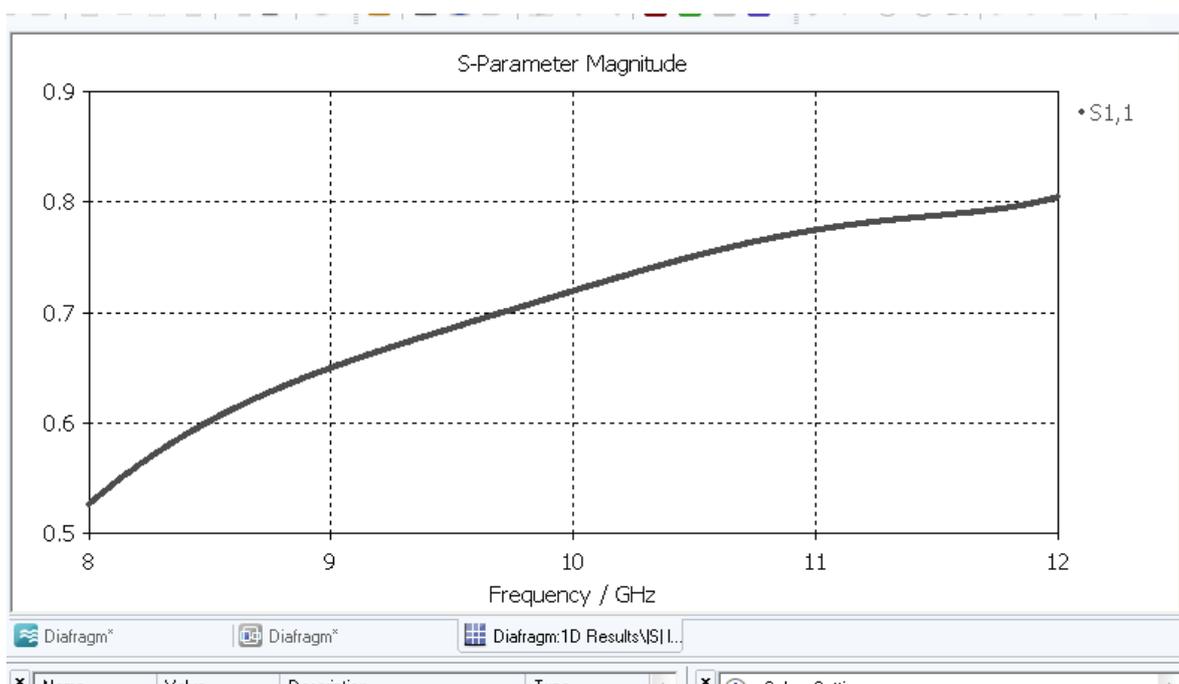


Рис. 2.2 – Зависимость элемента матрицы рассеяния S_{11} от частоты для зазора шириной $\Delta w = 2$ мм

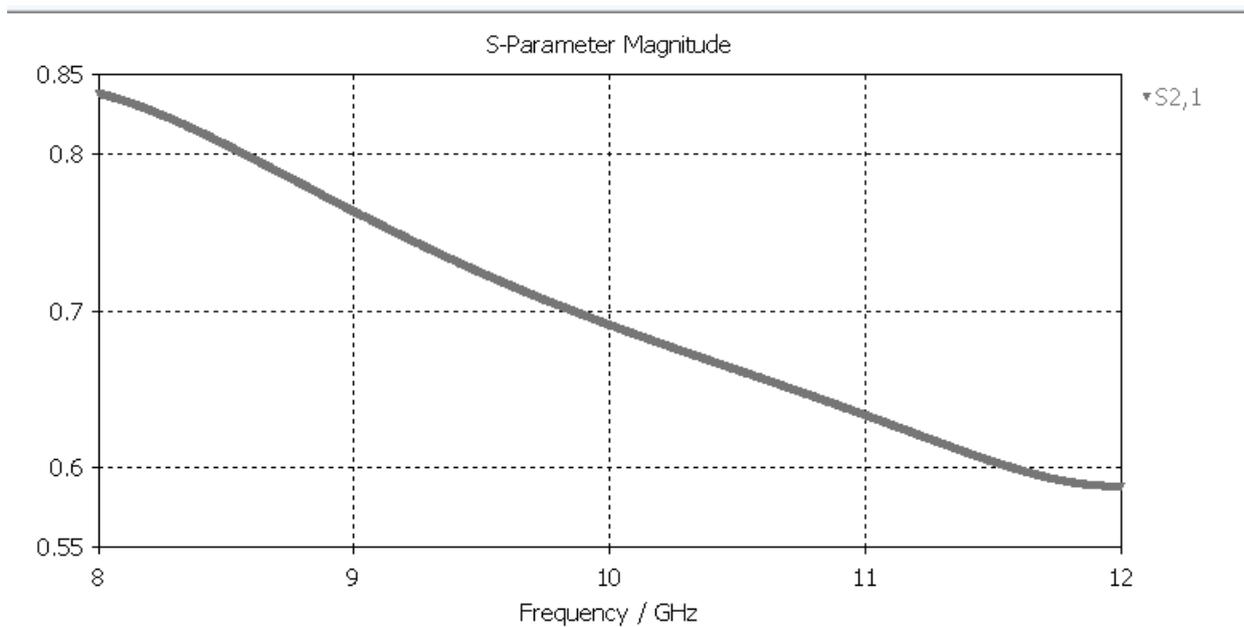


Рис. 2.3 – Зависимость элемента матрицы рассеяния S_{21} от частоты для зазора шириной $\Delta w = 2$ мм

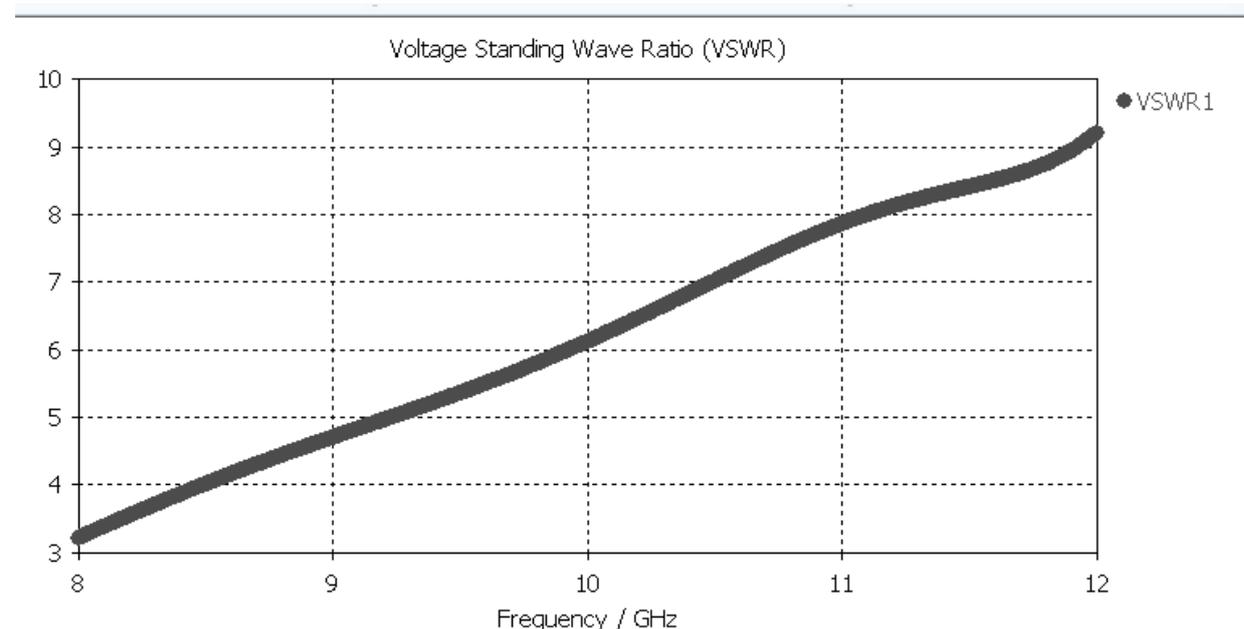


Рис. 2.4 – Зависимость КСВ от частоты для зазора шириной $\Delta w = 2$ мм

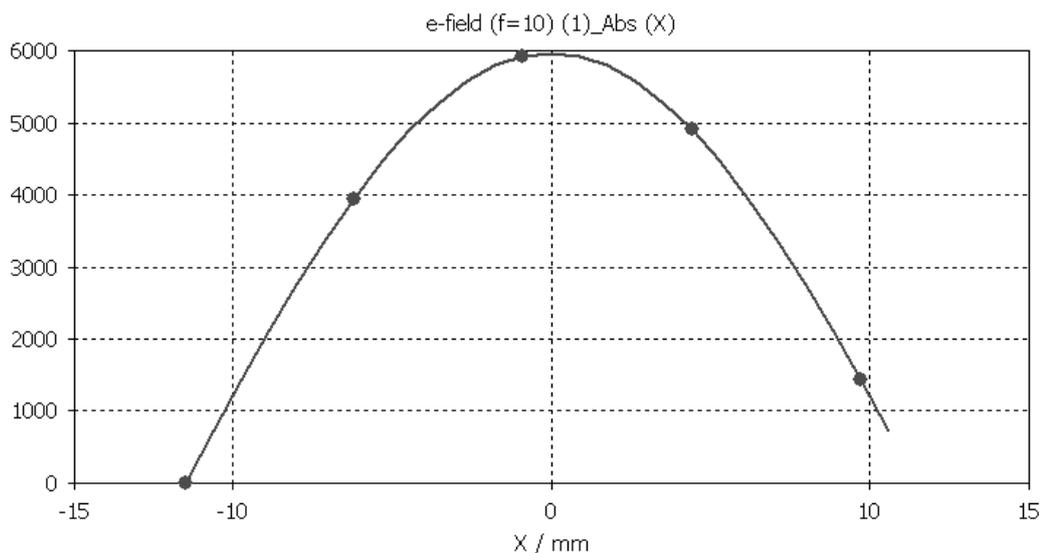


Рис. 2.5 – Модуль составляющей э/м поля **E** по x координате для зазора шириной $\Delta w = 2$ мм

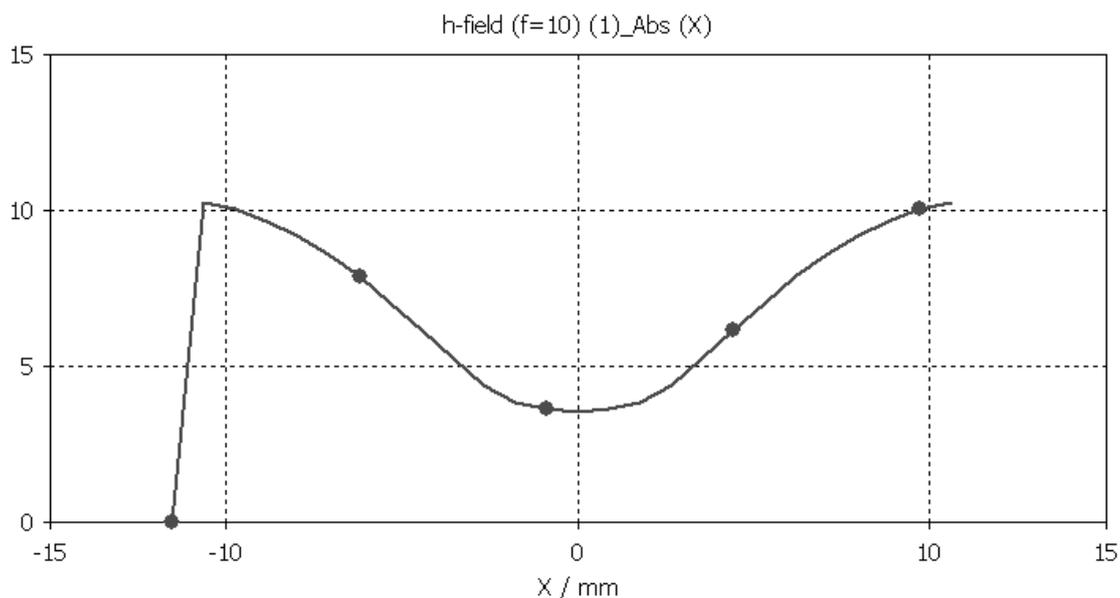


Рис. 2.6 – Модуль составляющей э/м поля **H** по x координате для зазора шириной $\Delta w = 2$ мм

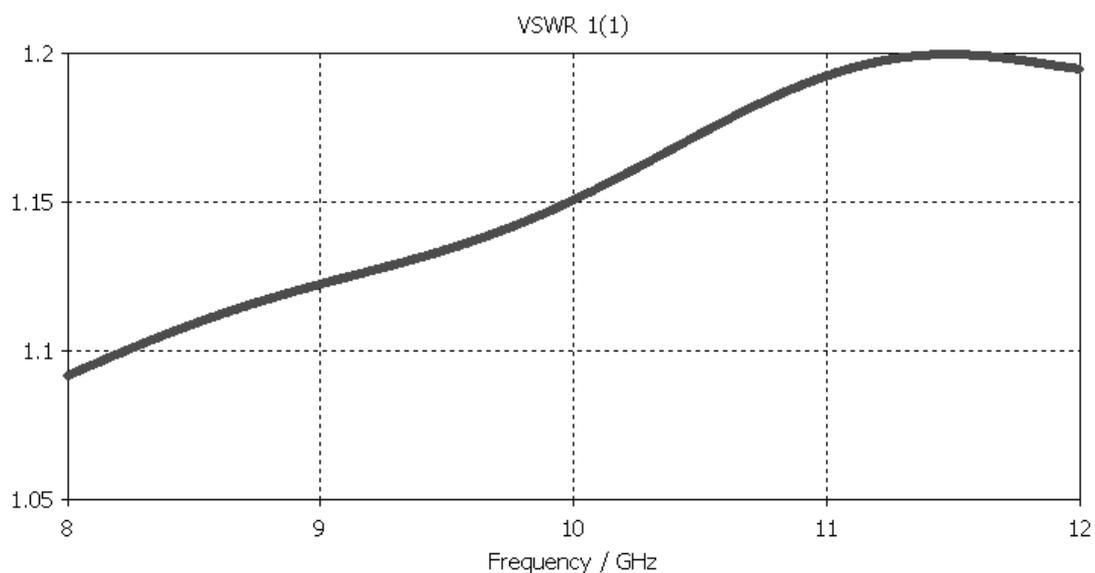


Рис. 2.7 – Зависимость КСВ от частоты для зазора шириной $\Delta w = 8$ мм

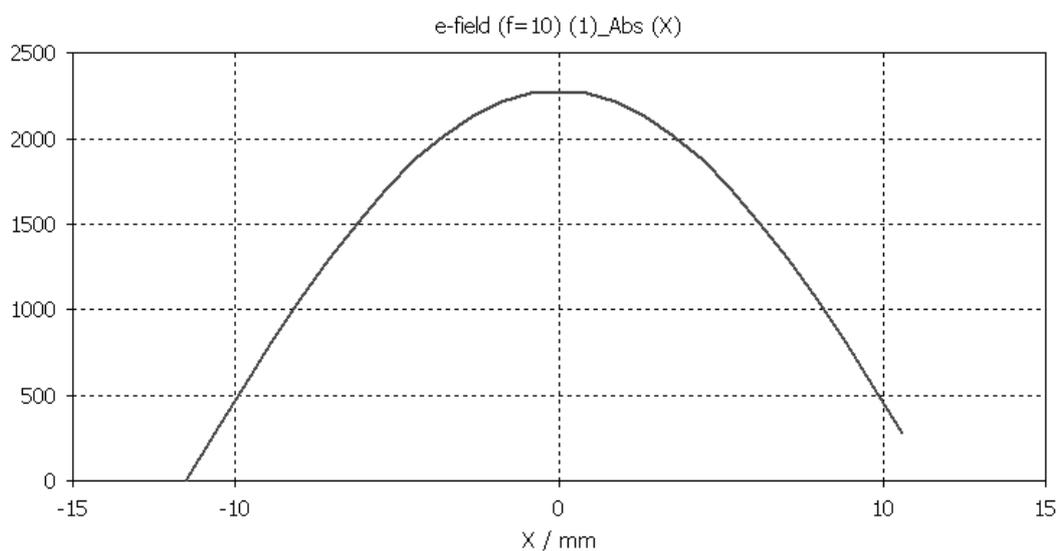


Рис. 2.8 – Модуль составляющей э/м поля **E** по x координате для зазора шириной $\Delta w = 8$ мм

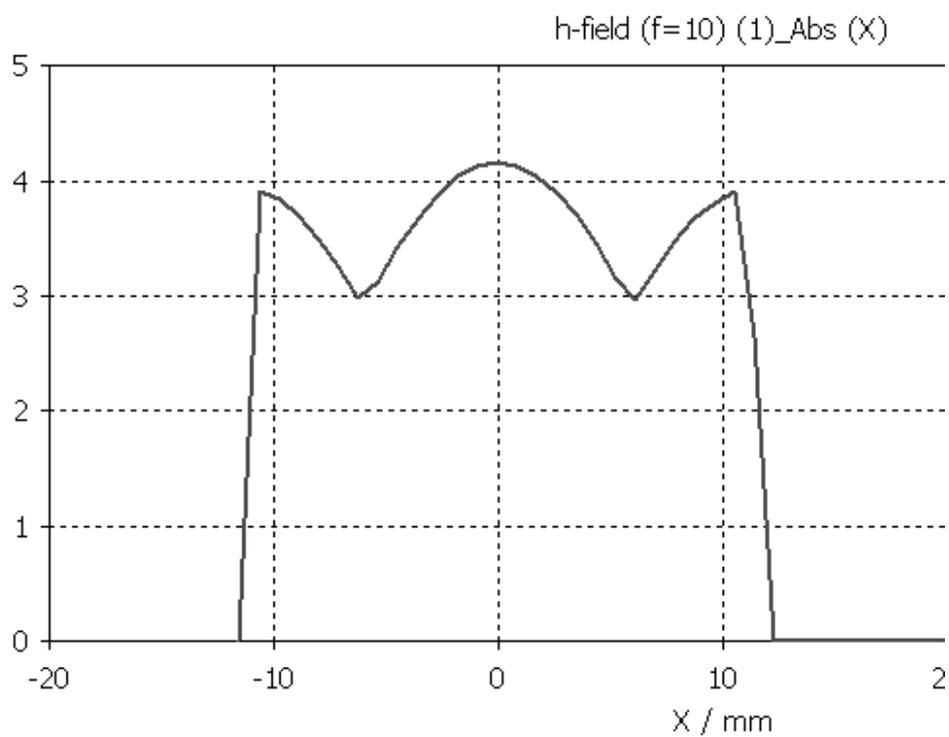


Рис. 2.9 – Модуль составляющей э/м поля **H** по x координате для зазора шириной $\Delta w = 8$ мм

Результаты, полученные в статье позволяют проектировать волноводные фильтры на диафрагмах и волноводные ответвители.

Список использованных источников

1. Никольский, В.В. Электродинамика и распространение радиоволн [Текст] : учеб. пособие для вузов / В.В. Никольский, Т.И. Никольская. – М.: Наука, 1989. – 544 с. – (Учебное пособие).

2. Неганов, В.А. Электродинамические методы проектирования устройств СВЧ и антенн [Текст]: учебник для вуза / В.А. Неганов, Е.И. Нефедов, Г.П. Яровой. – М.: Радио и связь, 2002. – 415 с. – (Учебник для вузов).

3. Неганов, В.А. Теория и применение устройств СВЧ [Текст]: учеб. пособие / В.А. Неганов, Г.П. Яровой. – М.: Радио и связь, 2006. – 719 с. – (Учебное пособие).

4. Левин, Л. Теория волноводов [Текст]: учеб. пособие для вузов / Л. Левин ; ред. В.И. Вольмана. – М. Радио и связь, 1981. – 312 с. – (Учебное пособие).

5. Курушин, А.А. Проектирование СВЧ устройств в среде CST Microwave Studio [Текст]: учеб. пособие / А.А. Курушин, А.Н. Пластиков. – М.: Московский энергитический институт, 2010. – 157 с. – (Учебное пособие).