

DOI 10.30898/1684-1719.2020.5.13

УДК 621.396.67

## ШИРОКОПОЛОСНЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В E - ПЛОСКОСТИ

В. А. Калошин<sup>1</sup>, К. Т. Нгуен<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,  
125007, Москва, Моховая, 11-1

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141700, Долгопрудный Моск. обл., Институтский пер. 9

Статья поступила в редакцию 15 мая 2020 г.

**Аннотация.** С использованием численного моделирования на основе метода конечных элементов в программной среде ANSYS HFSS проведены исследования частотных характеристик коэффициентов отражения, прохождения и возбуждения высших мод в переходах прямоугольного волновода с одномодового сечения на многомодовое сечение в E- плоскости. Рассмотрены плавные переходы со стенками в виде сопряженных поверхностей круговых цилиндров. Исследованы характеристики перехода в зависимости от размера выходного сечения и соотношения радиусов кривизны криволинейных стенок. Показано, что при увеличении выходного размера перехода в E-плоскости к входному в 2-3 раза полоса рабочих частот может достигать 50%, но быстро падает с увеличением этого отношения. Исследованы также частотные характеристики линейных переходов с корректирующей линзой, в том числе с плоско-выпуклой диэлектрической линзой с криволинейной поверхностью в виде части кругового цилиндра и тороидальной металло- воздушной линзой. Показано, что полоса рабочих частот линейного перехода для обоих вариантов корректирующих линз достигает 37% при отношении выходного размера в E – плоскости к входному более 8:1.

**Ключевые слова:** прямоугольный волновод, линейный переход, плавный переход, E плоскость, диэлектрическая линза, металло-воздушная линза.

**Abstract.** Using numerical simulation based on the finite element method in ANSYS

HFSS software, the frequency characteristics of the reflection, transmission, and excitation coefficients of higher modes in the transitions of a rectangular waveguide from a single-mode cross section to a multimode cross-section in the E-plane were studied. Smooth transitions with walls in the form of conjugating surfaces of circular cylinders are considered. The characteristics of the transition are studied depending on the size of the output section and the ratio of the radii of curvature of the curved walls. It is shown that with an increase in the output size of the transition in the E-plane to the input by a factor of 2–3, the operating frequency band can reach 50%, but rapidly decreases with this ratio. We also studied the frequency characteristics of linear transitions with a corrective lens, including a flat-convex dielectric lens with a curved surface in the form of a part of a circular cylinder and a toroidal metal-air lens. It is shown that the operating frequency band of the linear transition for both types of corrective lenses reaches 37% with the ratio of the output size in the E-plane to the input 8: 1.

**Keywords:** rectangular waveguide, linear transition, smooth transition, E-plane, dielectric lens, metal-air lens.

## Введение

Волноводные переходы с одного сечения на другое широко используются в волноводной технике. Такие переходы применяются в качестве возбудителей многомодовых волноводов, в конструкциях делителей мощности, излучателей, вращающихся волноводных сочленений и т.д. [1-3].

Наиболее широко в волноводной технике используются линейные переходы в виде регулярного рупора, как правило, с одномодовым входным сечением. На стыках входного и выходного волновода с рупором при этом возникают отраженные моды. При многомодовом выходном сечении перехода на выходе перехода возбуждаются высшие моды. Оценить потери на отражение и

преобразование мод в линейном переходе можно используя как численные [4], так и асимптотические методы [5].

Для уменьшения потерь на отражения и преобразование в высшие моды используются плавные (криволинейные) волноводные переходы в виде нерегулярного рупора [6].

При одномодовом входном сечении основная причина ограничения полосы рабочих частот снизу как линейного, так и плавного перехода – возрастание коэффициента отражения, а сверху – возбуждение высших мод. Высшие моды возникают из-за отличия распределения поля на выходе перехода от поля основной моды регулярного волновода. Это отличие, в первую очередь, определяется несинфазностью поля на выходе перехода.

Данная работа посвящена исследованию и оптимизации параметров перехода прямоугольного волновода в одной плоскости, а конкретно, в  $E$ -плоскости. Рассматриваются как плавные, так и линейные переходы. Для компенсации несинфазности поля на выходе линейного перехода используется линзовый фазовый корректор. Рассмотрены два вида линз – диэлектрическая и метало-воздушная.

## 1. Плавный волноводный переход

Рассмотрим плавный (без скачков и изломов) переход прямоугольного волновода от входного сечения  $a \times b_0$  на сечение  $a \times b_1$ . Ограничимся рассмотрением образующих стенок перехода в виде сопряженных дуг окружностей. Из требования отсутствия изломов на стыках входа и выхода перехода с регулярными прямоугольными волноводами следует, что центры кривизны образующих  $O_1$  и  $O_2$  лежат в плоскостях стыков (рис.1). Из требования гладкого сопряжения дуг окружностей следует, что их угловые размеры ( $\alpha$ ) равны.

В процессе исследования и оптимизации параметров волноводного перехода будем искать частотные зависимости коэффициентов отражения и передачи основной моды, а также возбуждения высших мод, от соотношения радиусов

кривизны  $R1$  и  $R2$  дуг окружностей при постоянной величине  $d/L$ , где  $d$ - разность между размерами на входе и выходе,  $d=b1-b0$ , а  $L$  - длина перехода. Из геометрии на рис. 1 нетрудно получить  $L = (R1+R2)\sin \alpha$ ,  $d = 2(R1+R2) (1 - \cos\alpha)$ . Отсюда следует  $d/L = 2\text{tg} (\alpha/2)$ , т.е. при постоянной величине  $d/L$ , величина  $\alpha$  также постоянна.

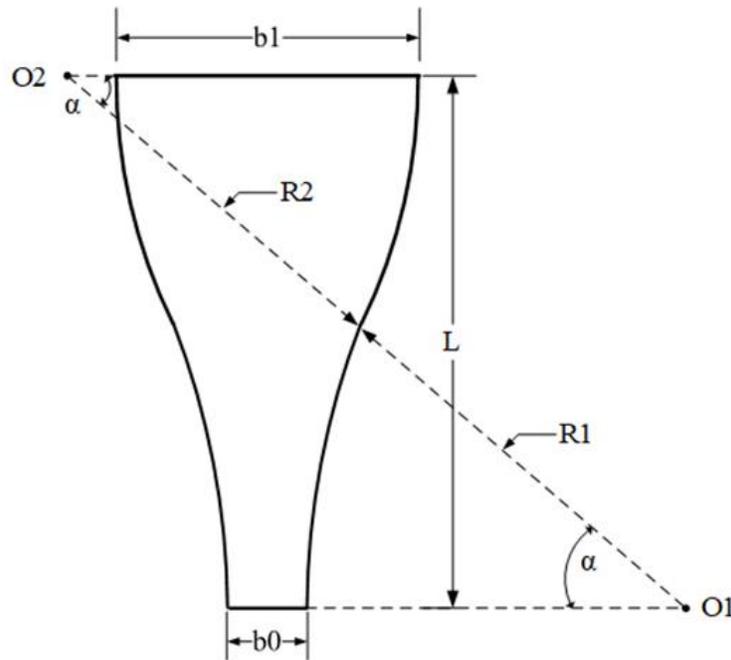


Рис.1. Геометрия плавного волноводного перехода в E-плоскости.

Рассмотрим два варианта перехода при одном и том же входном сечении с размерами  $a = 7.2\text{мм}$ ,  $b0 = 3.4\text{мм}$ : 1)  $\alpha = 24.5$  градусов ( $d/L = 0.43$ ,  $b1 = 10.2\text{мм}$ ), 2)  $\alpha = 30.4$  градусов ( $d/L = 0.54$ ,  $b1 = 13.6\text{ мм}$ ). Параметром оптимизации является соотношение  $K = R1/R2$ .

На рис. 2 - 5 показаны, соответственно, частотные зависимости коэффициента отражения, прохождения и возбуждения мод  $H_{12}$  и  $E_{12}$  для первого варианта при четырех значениях  $K$ , рассчитанные с использованием метода конечных элементов.

Зависимости коэффициентов возбуждения мод  $H_{12}$  и  $E_{12}$  от частоты в тех же обозначениях показаны, соответственно, на рис. 4 - 5.

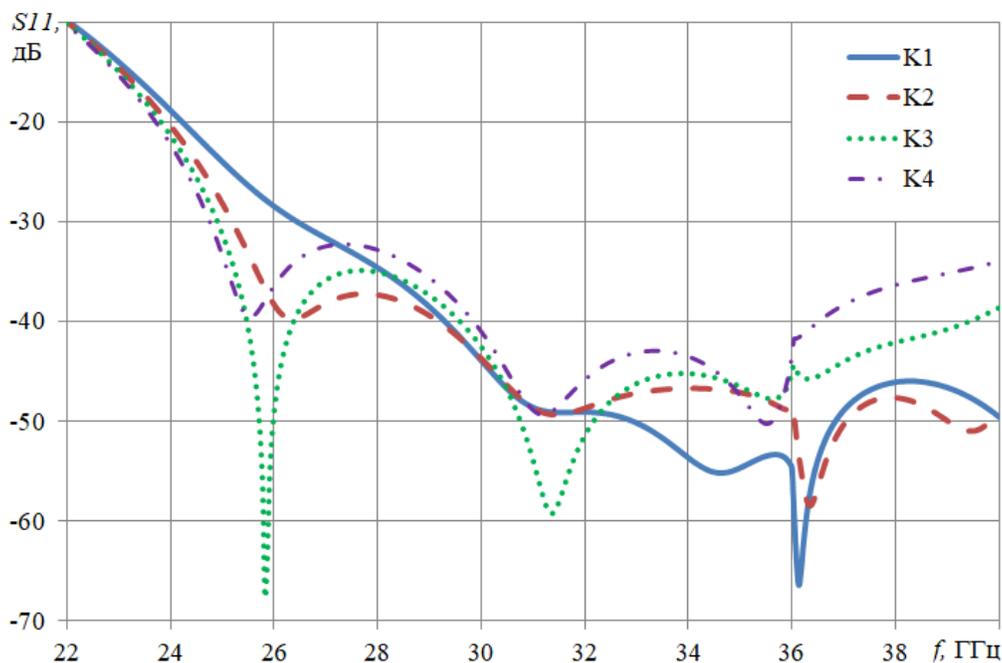


Рис.2. Зависимости коэффициента отражения от частоты: сплошная кривая –  $K_1=0.88$ , штриховая –  $K_2=1.16$ , пунктирная –  $K_3=1.36$  и штрих - пунктирная –  $K_4=1.6$ .

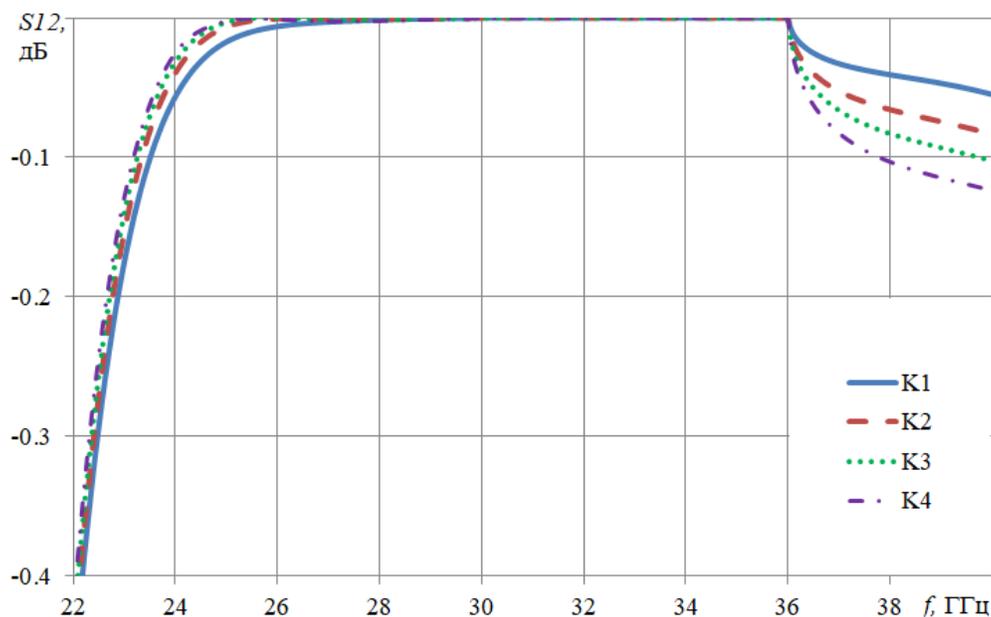


Рис.3. Зависимости коэффициента передачи моды  $H_{10}$  от частоты: сплошная кривая –  $K_1=0.88$ , штриховая –  $K_2=1.16$ , пунктирная –  $K_3=1.36$  и штрих - пунктирная –  $K_4=1.6$

На рисунках видно, что для всех трех вариантов коэффициент отражения на частотах больше 24 ГГц ниже уровня -20дБ, при этом на низких частотах он слабо зависит от величины К. Чем больше параметр К, тем быстрее с увеличением частоты падает коэффициент передачи и растут коэффициенты возбуждения высших мод. При этом коэффициент передачи близок к 1 (потери менее 0.05 дБ) в полосе частот 24 - 40 ГГц, а коэффициенты возбуждения высших мод резко растут при увеличении частоты больше 36 ГГц (критической частоты мод  $H_{12}$  и  $E_{12}$  в выходном сечении перехода).

На рис. 6 - 9 показаны, соответственно, частотные зависимости коэффициента отражения, прохождения и возбуждения мод  $H_{12}$  и  $E_{12}$  для  $\alpha=30.4$  градусов при значениях трех значений величины К, рассчитанные с использованием метода конечных элементов.

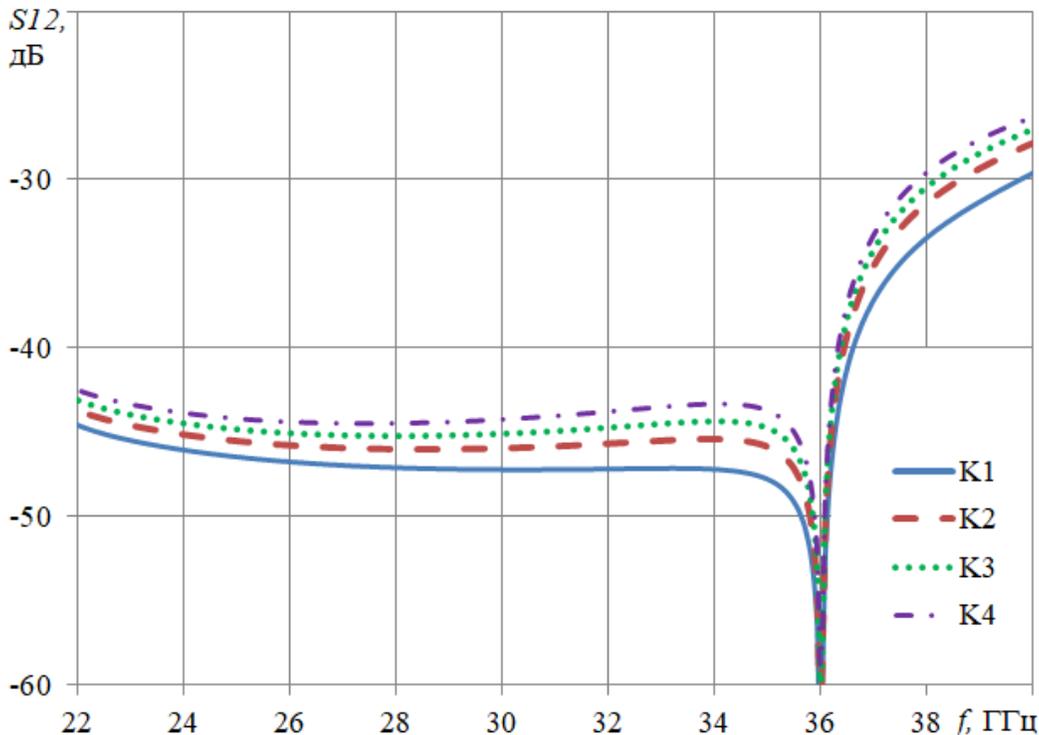


Рис.4. Зависимости коэффициента возбуждения моды  $H_{12}$  от частоты: сплошная кривая –  $K1=0.88$ , штриховая –  $K2=1.16$ , пунктирная –  $K3=1.36$  и штрих - пунктирная –  $K4=1.6$ .

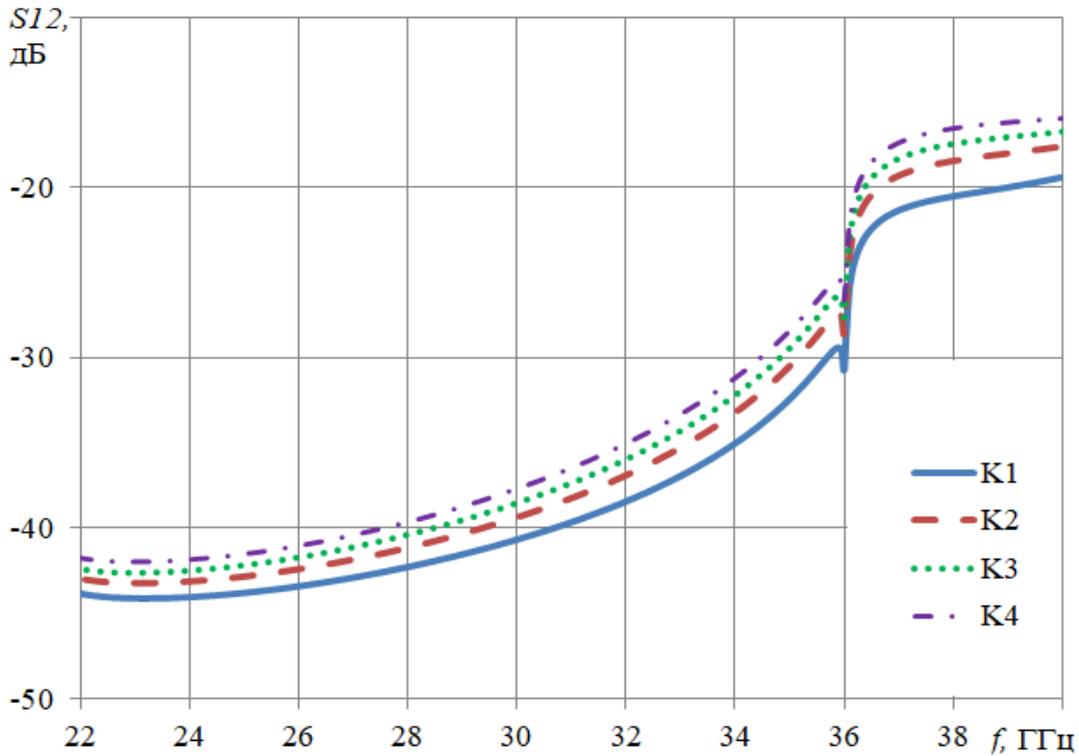


Рис.5. Зависимости коэффициента возбуждения моды  $E_{12}$  от частоты: сплошная кривая –  $K1=0.88$ , штриховая –  $K2=1.16$ , пунктирная –  $K3=1.36$  и штрих - пунктирная –  $K4=1.6$ .

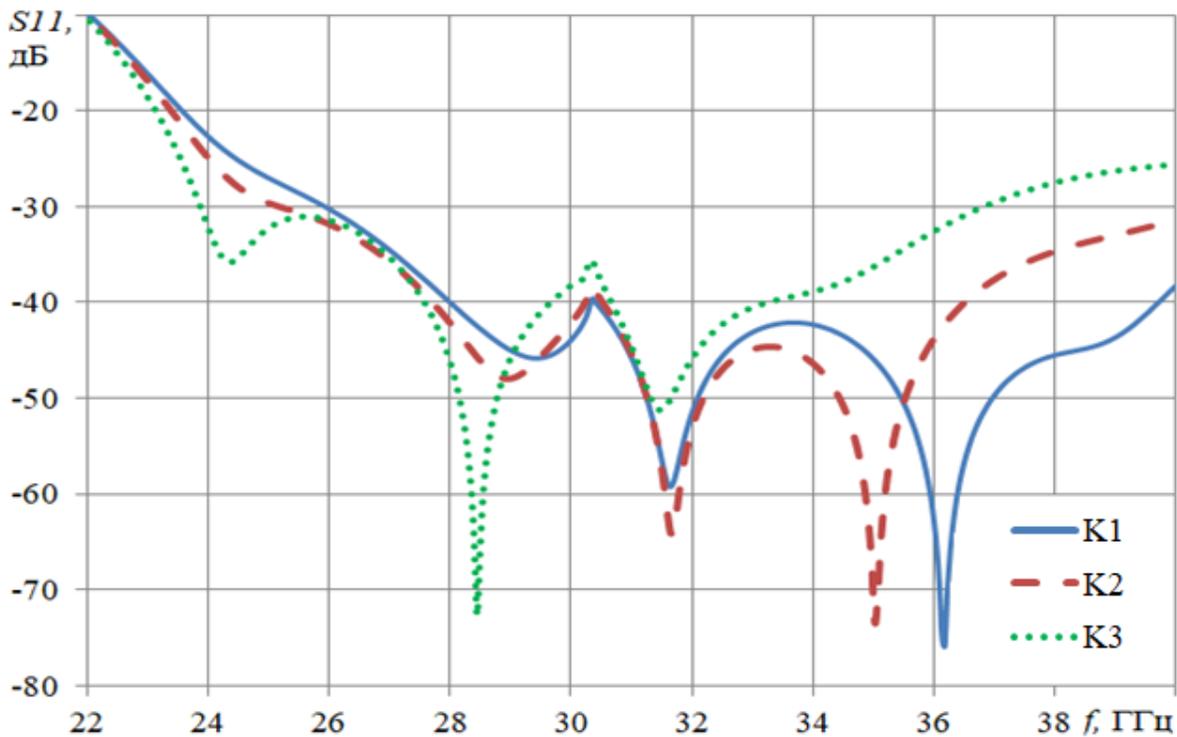


Рис.6. Зависимость коэффициента отражения от частоты: сплошная кривая –  $K1=0.88$ , штриховая кривая –  $K2=1.01$  и пунктирная кривая –  $K3=1.29$ .

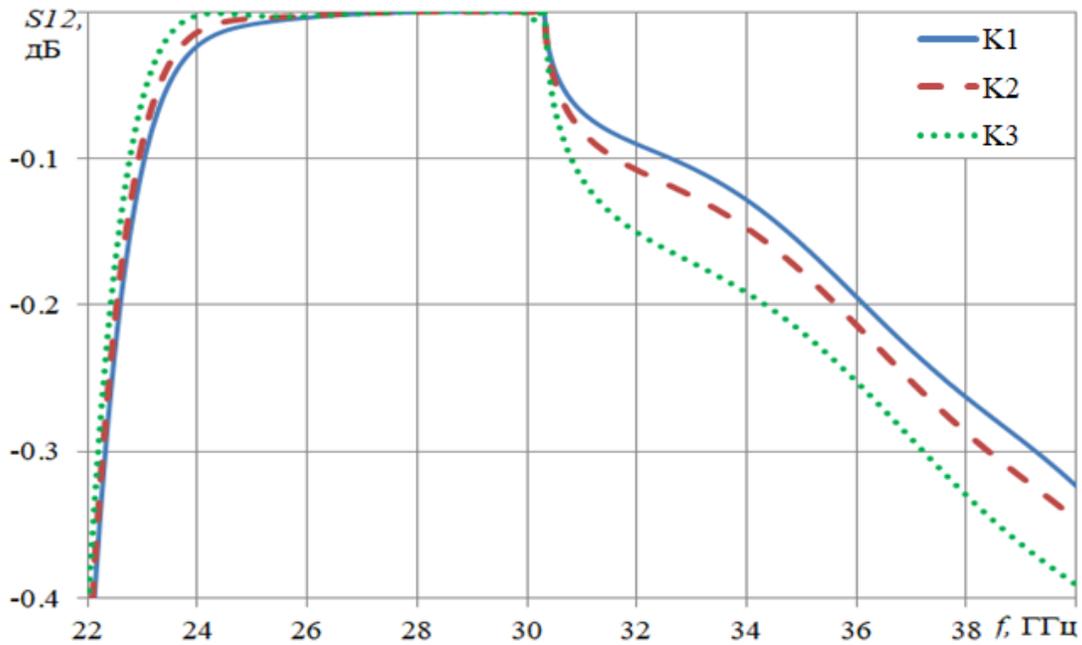


Рис.7. Зависимость коэффициента передачи моды  $H_{10}$  от частоты: сплошная кривая –  $K1=0.88$ , штриховая кривая –  $K2=1.01$  и пунктирная кривая –  $K3=1.29$ .

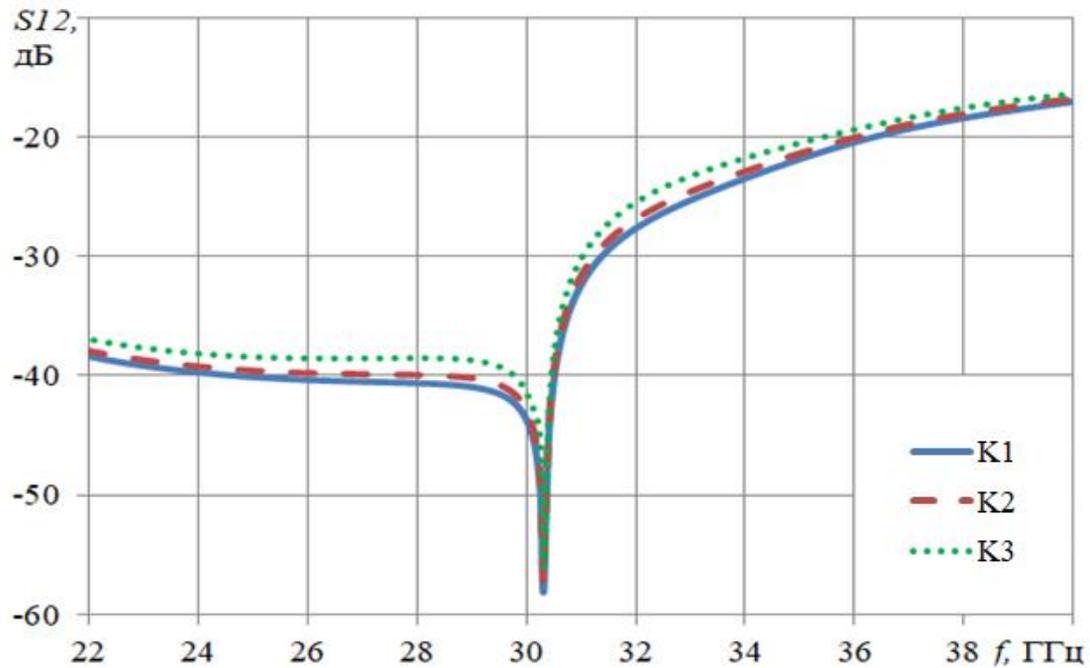


Рис.8. Зависимость коэффициента возбуждения моды  $H_{12}$  от частоты: сплошная кривая –  $K1=0.88$ , штриховая кривая –  $K2=1.01$  и пунктирная кривая –  $K3=1.29$ .

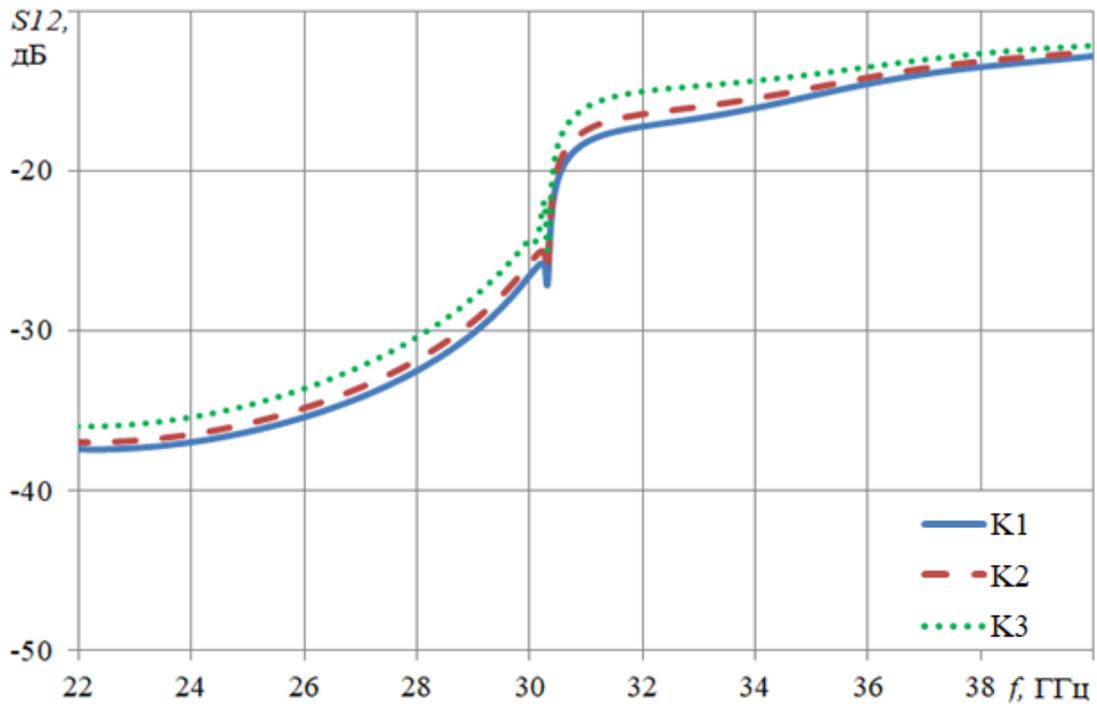


Рис.9. Зависимость коэффициента возбуждения моды  $E_{12}$  от частоты: сплошная кривая –  $K1=0.88$ , штриховая кривая –  $K2=1.01$  и пунктирная кривая –  $K3=1.29$ .

На рисунках видно, что как и в первом варианте, чем больше параметр  $K$ , тем меньше коэффициент отражения на нижних частотах, а на высоких частотах, с увеличением частоты быстрее падает коэффициент передачи и растут коэффициенты возбуждения высших мод. Полоса частот, где коэффициент передачи близок к 1 (потери менее 0.05 дБ), равна 9.5 ГГц и практически не зависит от величины параметра  $K$ , а коэффициенты возбуждения высших мод резко растут при увеличении частоты больше критической частоты (30.5 ГГц) высших мод. При этом уровень возбуждения моды  $E_{12}$  существенно выше моды  $H_{12}$  и возбуждение именно этой моды определяет падение коэффициента передачи и верхнюю границу полосы рабочих частот перехода. Коэффициент отражения выше уровня -20 дБ на частотах ниже 23.6 ГГц.

Сравнивая результаты исследования двух вариантов перехода можно отметить, что увеличение параметра  $\alpha$  - выходного размера перехода в  $E$



Длина эйконала (оптического пути) центрального луча от точки  $G$  до выходного сечения перехода определяется формулой:

$$L_0 = F + nt \quad (1)$$

где  $F = GO$ ,  $t = OH$ ,  $n = k_2/k_1$ ,  $k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{1 - (\lambda_0 / 2a)^2}$ ,  $k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon - (\lambda_0 / 2a)^2}$ ,

$a$ - размер входного волновода в Н-плоскости,  $\lambda_0$ - длина волны в вакууме,  $\varepsilon$ - диэлектрическая проницаемость материала линзы.

Длина эйконала произвольного луча определяется формулой:

$$L = L_1 + nL_2 + L_3 \quad (2)$$

где  $L_1 = GM$ ,  $L_2 = MN$ ,  $L_3 = NK = y_3 - y_2$ ,  $\alpha = \arctg(x_1/F)$ ,  $L_1 = F/\cos(\alpha)$ ,  $L_2 = \sqrt{y_2^2 + (x_2 - x_1)^2}$ ,  $x_1 = L_1 \sin(\alpha)$ ,  $x_2 = x_3 = x_1 + y_2 \operatorname{tg}(\beta)$ ,  $\beta = \arcsin(\sin(\alpha/n))$ ,  $y_2$  - положительный корень квадратного уравнения:

$$y^2 (\operatorname{tg}^2(\beta) + 1) + 2F(\sin \alpha \operatorname{tg} \beta + \cos \gamma)y + F^2(\sin^2 \alpha + \cos^2 \gamma) - R = 0 \quad (3)$$

где  $\gamma = \arcsin(x_m/R)$ ,  $R$ - радиус кривизны поверхности линзы,  $R = d + t$ ,  $d = (a^2 - t^2)/2t$ .

Плоско-выпуклая линза с образующей в виде дуги окружности не может обеспечить точный плоский фронт (постоянный эйконал) на выходе перехода. Аберрация эйконала равна  $L - L_0$ , среднеквадратическую аберрацию (СКА) эйконала будем находить по формуле:

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^N (L_i - L_0)^2 / N} \quad (4)$$

где  $L_i$  – эйконал луча с номером  $i$  от источника до выходного сечения перехода;  $L_0$  – эйконал центрального луча;  $N = 100$  – число учтенных лучей. Будем искать оптимальную величину радиуса кривизны линзы  $R$ , обеспечивающего минимум СКА для двух значений параметра  $F$ .

На рис. 11 показаны зависимости СКА от радиуса кривизны линзы из фторопласта ( $\varepsilon = 2.08$ ) с апертурой  $2x_m = 28$  мм при  $F = 31$  мм и  $F = 34$  мм. На

рисунке хорошо видны минимумы СКА. В результате, для  $F=31$  мм получаем для оптимальной величины  $R=24.4$  мм ( $t=4.42$  мм), а для  $F=34$  мм –  $R=26.6$  мм ( $t=3.98$  мм).

Как видно на рис.11, величина СКА при оптимальных параметрах линзы достаточно мала, однако введение линзы в конструкцию перехода приводит к дополнительным потерям на отражение, кроме отражения от стыка входного волновода и перехода (отражение от стыка с выходным волноводом существенно меньше). Для уменьшения потерь от стыка на входе рассмотрим конструкцию перехода (рис.12) со сглаженным дугами окружностей стыком входного волновода (1) со входом Е- секториального рупора (2), а для уменьшения отражения от поверхностей диэлектрической линзы (4) введем в конструкцию согласующие диэлектрические элементы (3) и (5) толщиной  $t_1$  и высотой  $h$ .

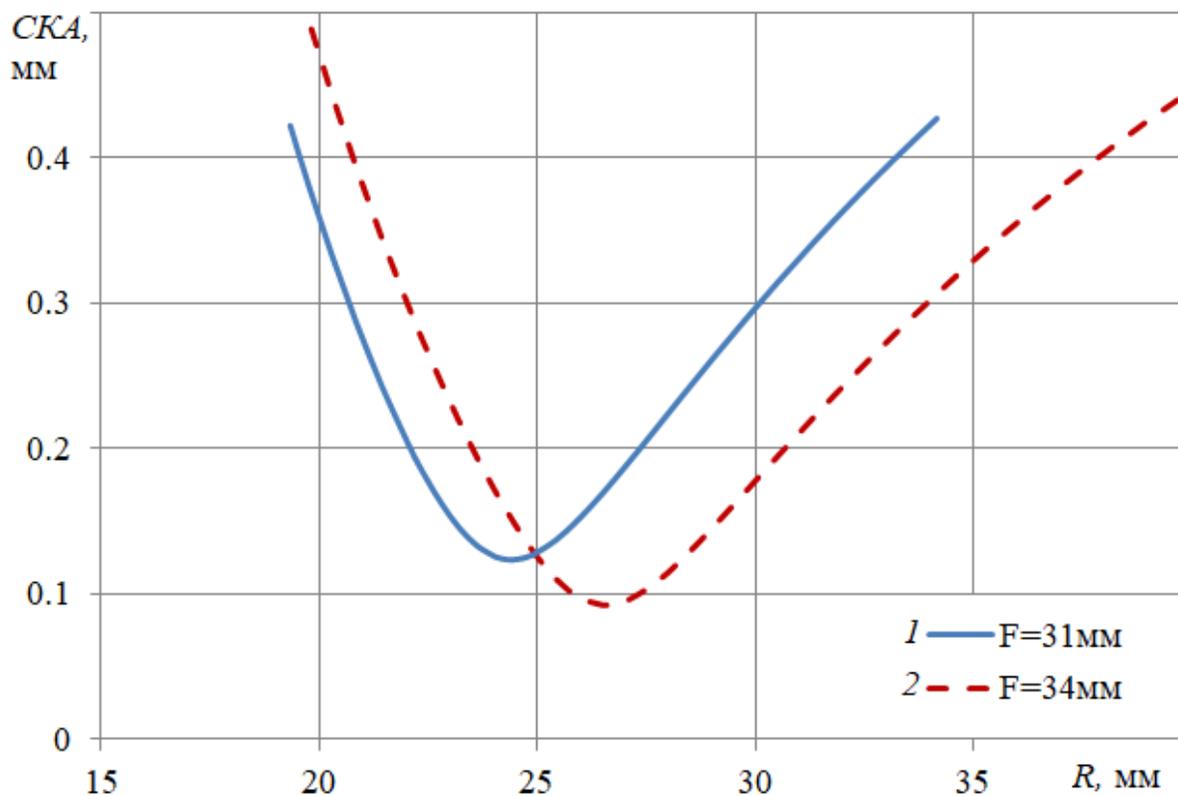


Рис.11. Зависимость среднеквадратической абберации от радиуса кривизны линзы.

Проведем исследование частотных зависимостей коэффициентов отражения и передачи основной моды, а также возбуждения высших мод на выходе перехода с использованием метода конечных элементов. На основе полученных численных результатов проведем анализ характеристик и оптимизацию параметров перехода с размерами входного сечения  $a=7.2$  мм,  $b=3.4$  мм,  $bl=28$  мм, с найденными выше оптимальными параметрами  $R$  и переменными параметрами  $h$  и  $tl$ , используя метод конечных элементов, а в качестве начального приближения:  $h = a/2$ ,  $tl$  – четверть длины волны в частично-заполненном диэлектриком волноводе.

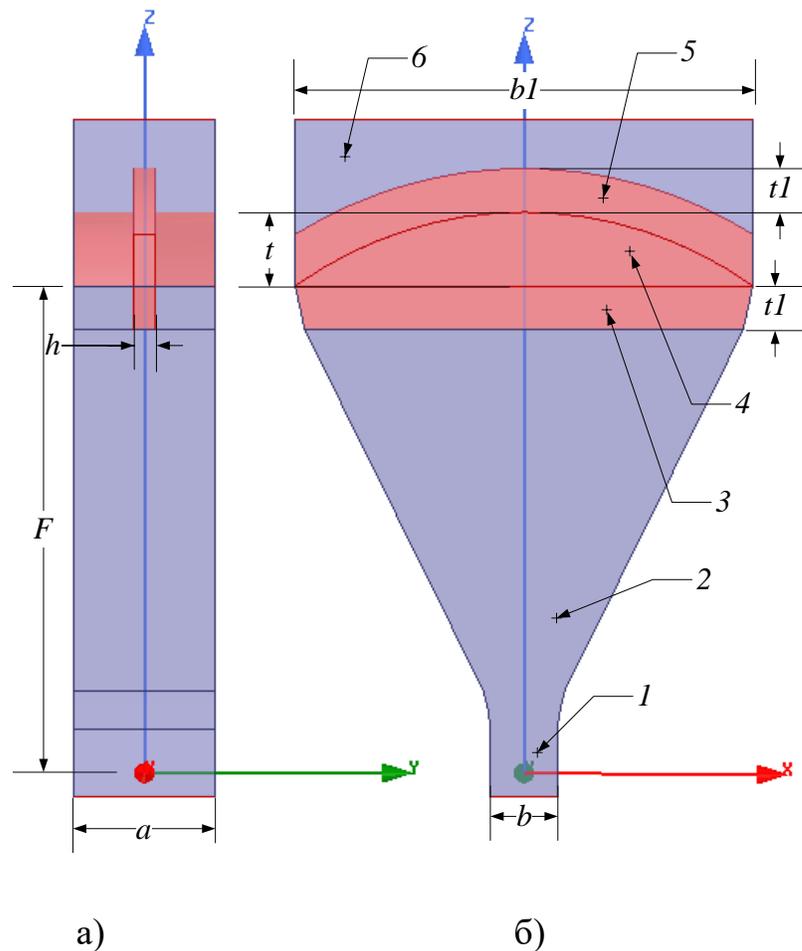


Рис.12. Переход с диэлектрической линзой: а) продольное сечение в H-плоскости и б) продольное сечение в E-плоскости.

В результате получаем  $tl = 2.4$  мм, для  $F=31$  мм оптимальная величина  $h=1.35$  мм, а для  $F=34$  мм -  $h=1.3$  мм.

На рис. 13, 14, соответственно, показаны зависимости коэффициента отражения и прохождения перехода для двух вариантов набора параметров.

Зависимости коэффициентов возбуждения мод  $E_{12}$ ,  $E_{14}$ ,  $H_{12}$  и  $H_{14}$  от частоты в тех же обозначениях показаны, соответственно, на рис.15 – 18.

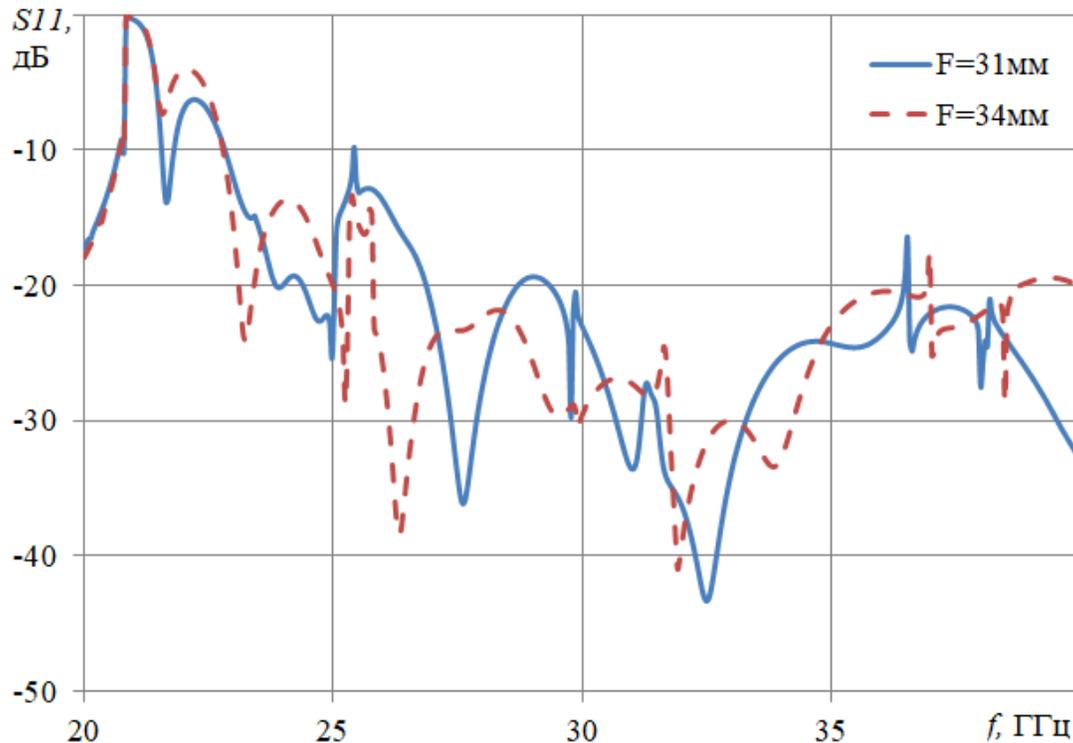


Рис.13. Зависимость коэффициента отражения от частоты: сплошная кривая -  $F=31$  мм, штриховая кривая -  $F=34$  мм.

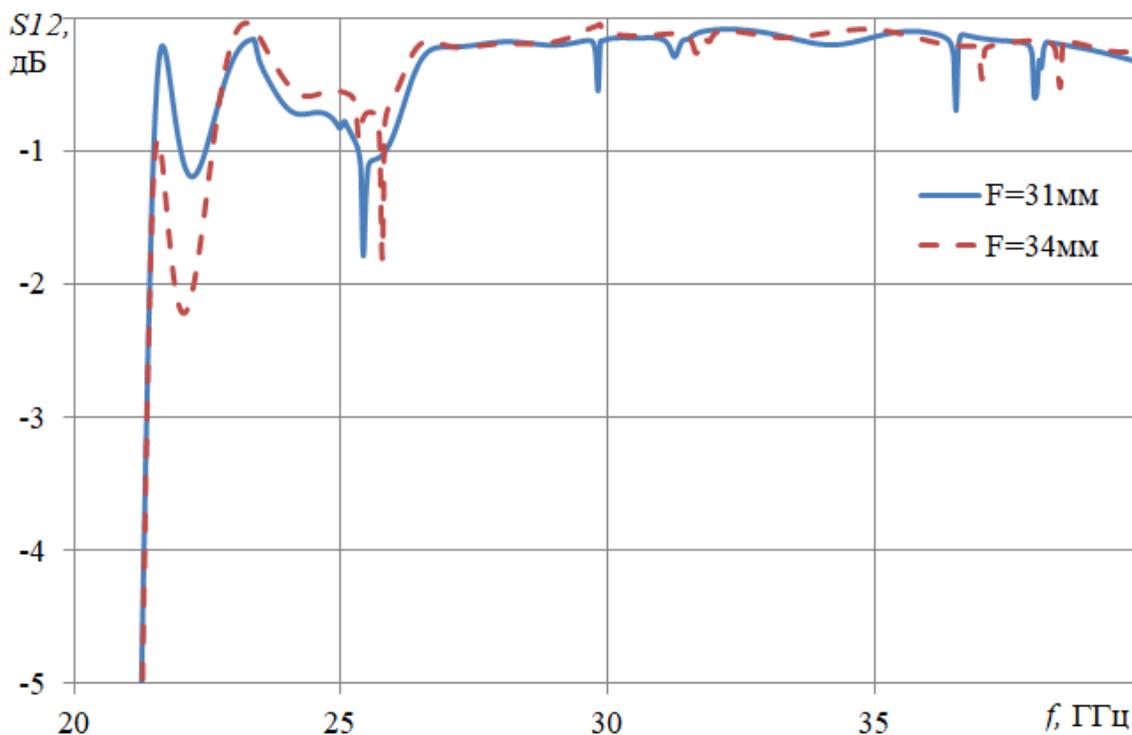


Рис.14. Зависимость коэффициента передачи от частоты: сплошная кривая -  $F=31$  мм, штриховая кривая -  $F=34$  мм.

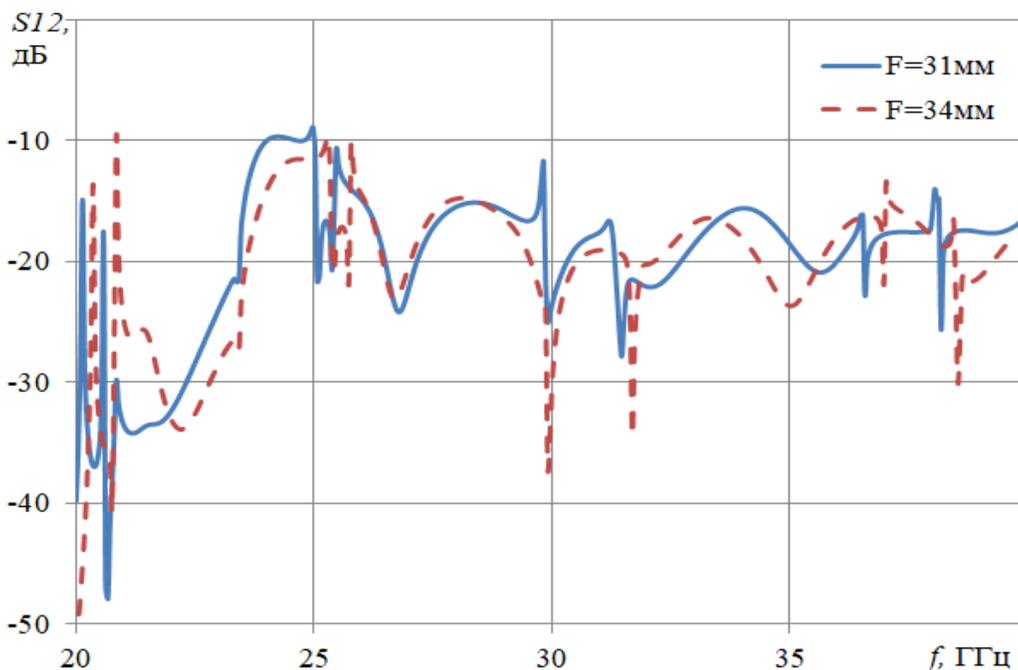


Рис.15. Зависимость коэффициента возбуждения моды  $E_{12}$  от частоты: сплошная кривая -  $F=31$  мм, штриховая кривая -  $F=34$  мм.

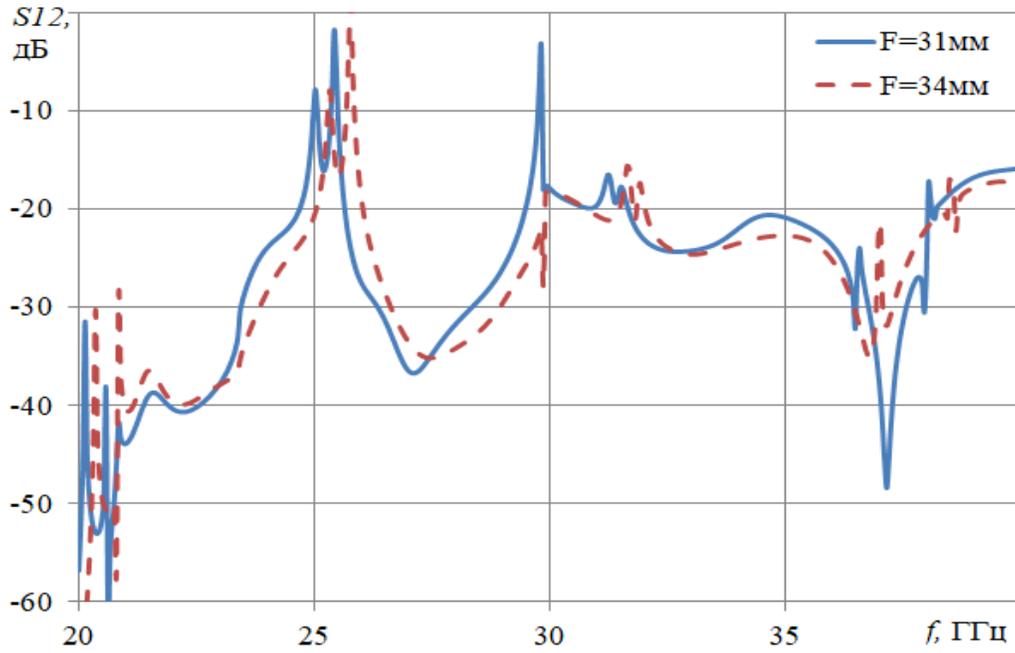


Рис.16. Зависимость коэффициента возбуждения моды  $E_{14}$  от частоты: сплошная кривая -  $F=31$  мм, штриховая кривая -  $F=34$  мм.

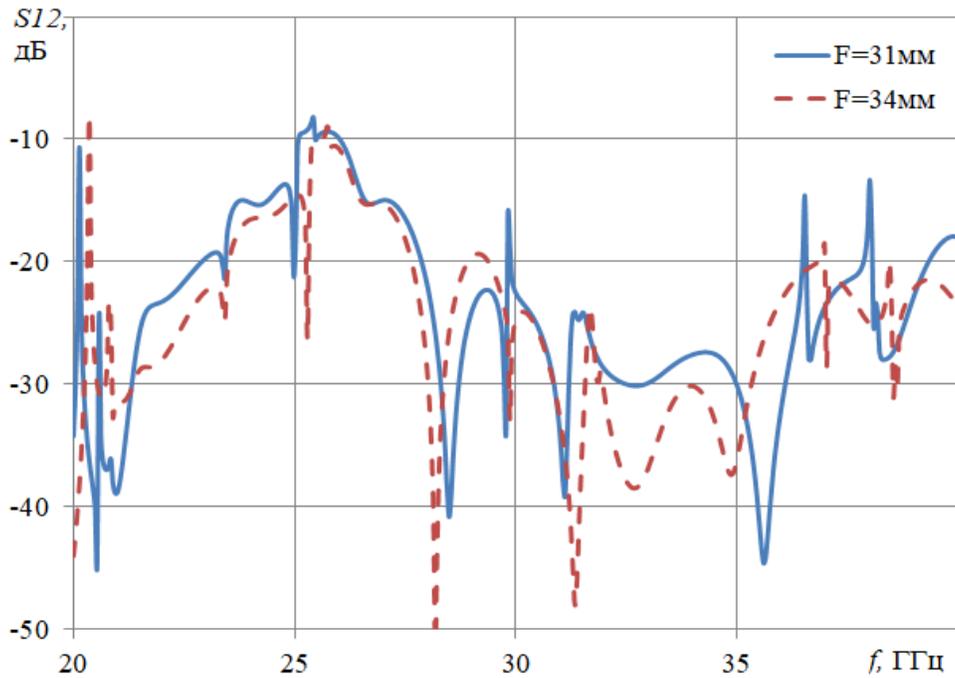


Рис.17. Зависимость коэффициента возбуждения моды  $H_{12}$  от частоты: сплошная кривая -  $F=31$  мм, штриховая кривая -  $F=34$  мм.

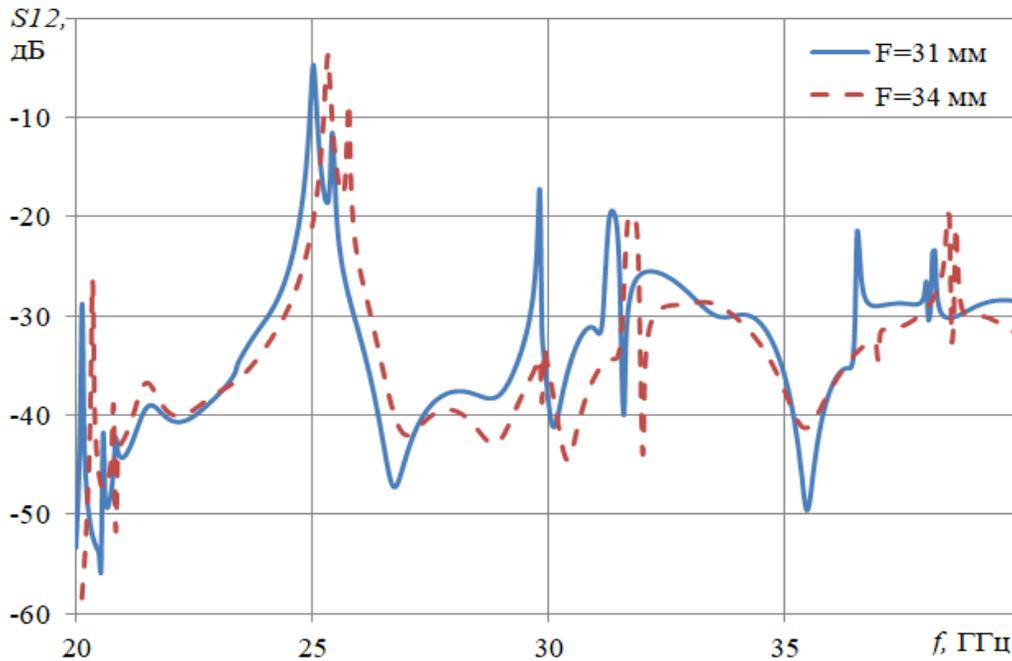


Рис.18. Зависимость коэффициента возбуждения моды  $H_{14}$  от частоты: сплошная кривая -  $F=31$  мм, штриховая кривая -  $F=34$  мм.

Как видно на рисунках, частотные характеристики коэффициентов отражения и прохождения изрезанные, что объясняется большим количеством резонансов, связанных с критическими частотами высших мод. При  $F = 34$  изрезанность частотной характеристики коэффициента прохождения существенно меньше, чем при  $F = 31$  и полоса частот по уровню коэффициента прохождения  $0.2$  дБ - около 37% (27 – 37 ГГц).

### 3. Линейный переход с метало- воздушной линзой

В данном разделе проведем исследование линейного волноводного перехода, в котором функцию корректора фазы выполняет метало- воздушная линза (рис. 19). Конструкция перехода содержит регулярный участок входного волновода (1) сечением  $axb$ , рупор (2) со сглаженным стыком с входным волноводом и с расширяющейся металлической стенкой (3) длиной  $F$  и толщиной  $t=0.4$  мм, закругленной на конце в двух плоскостях с радиусом закругления в плоскости стенки  $R$  и в ортогональной плоскости -  $t/2$ , тороидальное зеркало (4) с радиусом направляющей  $R + a/2$ , радиусом

образующей  $a + t / 2$ , плавно сопряженное с другой расширяющейся стенкой рупора 2. Боковые стенки (5) рупора 2, пересекаются с боковыми стенками (6), ограничивающими торроидальное зеркало 3 и выходной волновод (7) сечением  $axb1$ , при этом одна (ортогональная) стенка выходного волновода является общей со стенкой 3 рупора, а другая плавно (без скачков) сопрягается с торроидальным зеркалом 4.

Поскольку направляющая торроидального зеркала является окружностью, а не параболой, метало – воздушная линза не может обеспечить идеальный плоский фазовый фронт. Будем искать aberrации цилиндрической волны, прошедшей через линзу с размером 28 мм в E-плоскости, заменяя линзу цилиндрическим зеркалом с образующей в виде дуги окружности радиусом, равным  $R + a/2$ .

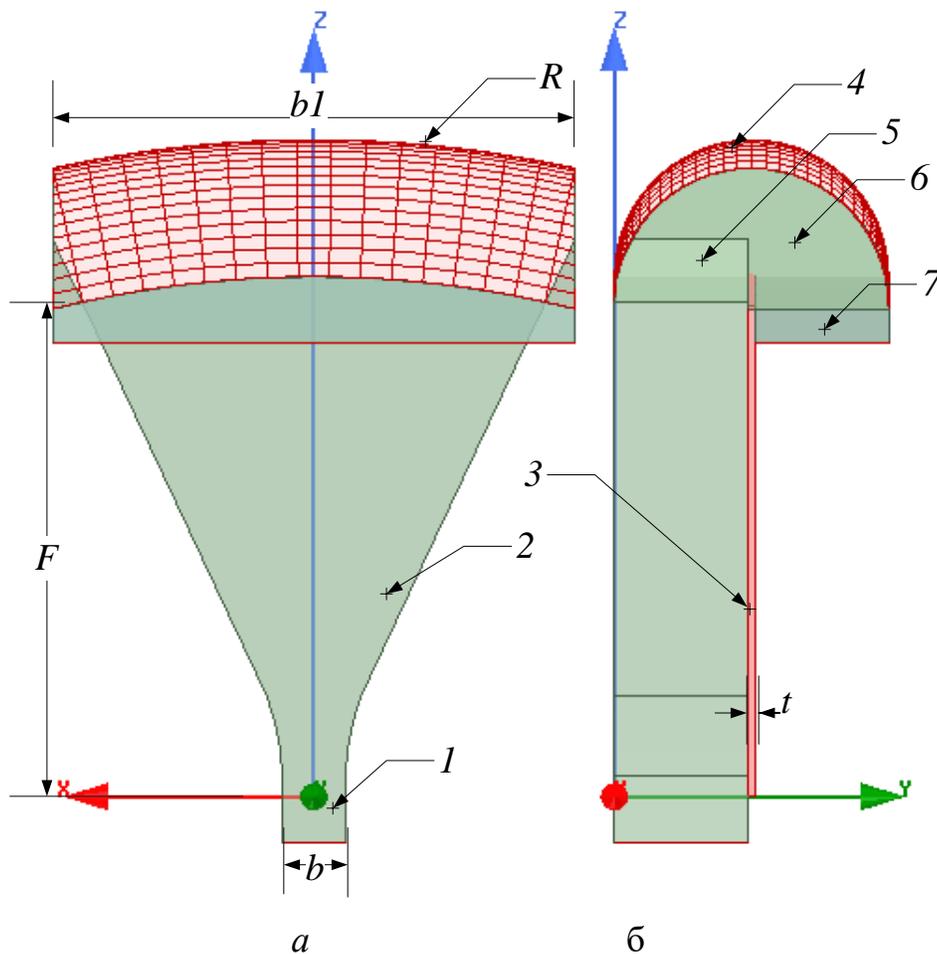


Рис.19. Линейный переход с метало - воздушной линзой: а) в E- плоскости б) в H-плоскости.

Аберрация эйконала определяется формулой  $L_i - L_0$ , где  $L_0 = F + a$  – длина центрального луча,  $L_i = L_1 + L_2$  – длина оптического пути луча с номером  $i$ ,  $L_1 = \sqrt{x^2 + (F + y)^2}$  и  $L_2 = y$ ,  $(x, y)$  – декартовы координаты точки пересечения луча с зеркалом (рис.21). Величину СКА будем вычислять по формуле (4).

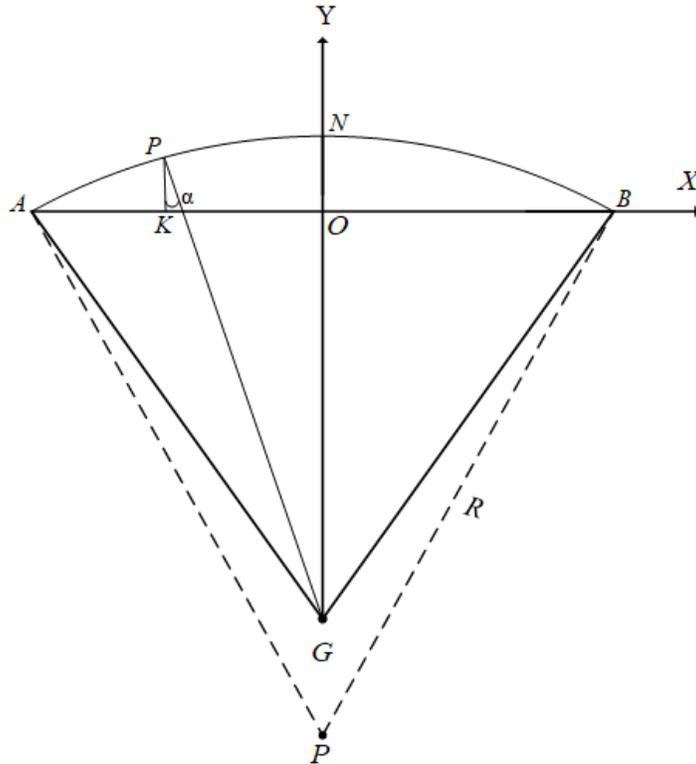


Рис.20. Зеркальная модель перехода с метало-воздушной линзой.

На рисунке 21 показаны зависимости СКА от радиуса кривизны  $R$  линзы при двух длинах рупора:  $F = 26.7$  мм и  $F = 30$  мм. На рисунке видно, что для каждой величины  $F$  существует оптимальная величина  $R$ , обеспечивающая минимум СКА.

Как видно на рис.21, величина минимумов СКА существенно меньше аналогичных величин для перехода с диэлектрической линзой (рис. 12), хотя длины переходов в последнем случае больше.

На рис. 22, 23 показаны зависимости от частоты, соответственно, коэффициентов отражения и прохождения моды  $H_{10}$  для двух вариантов перехода с найденными оптимальными величинами  $R$ .

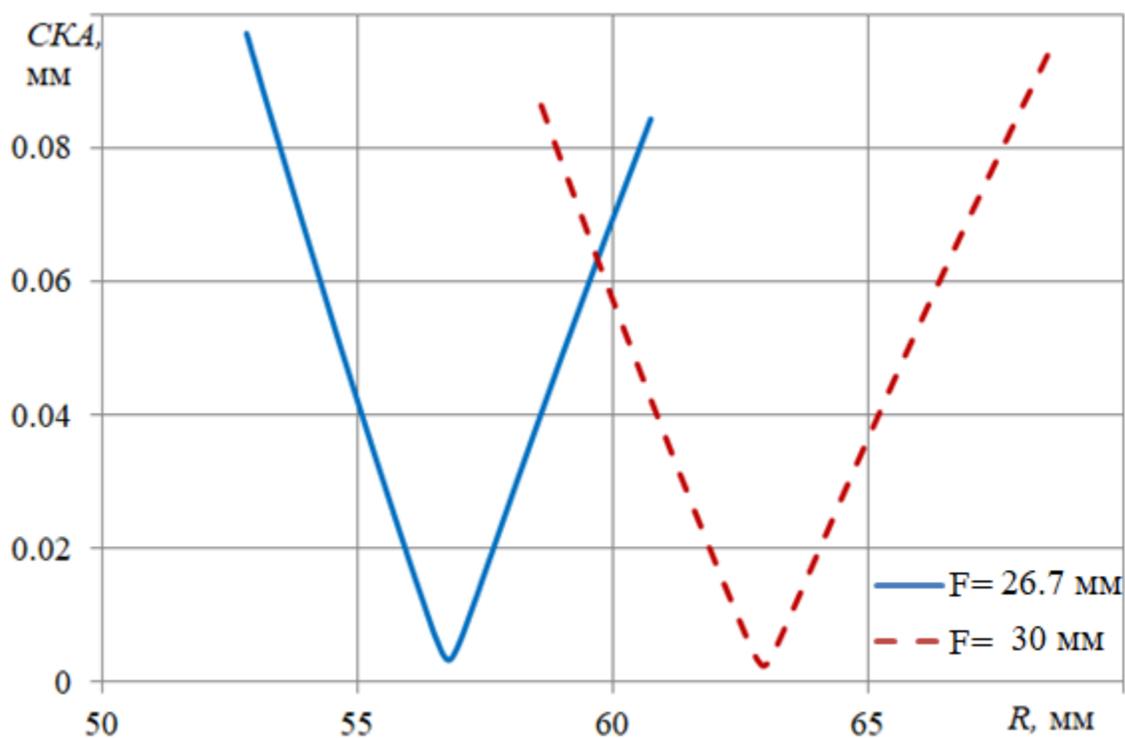


Рис.21. Зависимость среднеквадратической aberrации (СКА) от радиуса линзы.

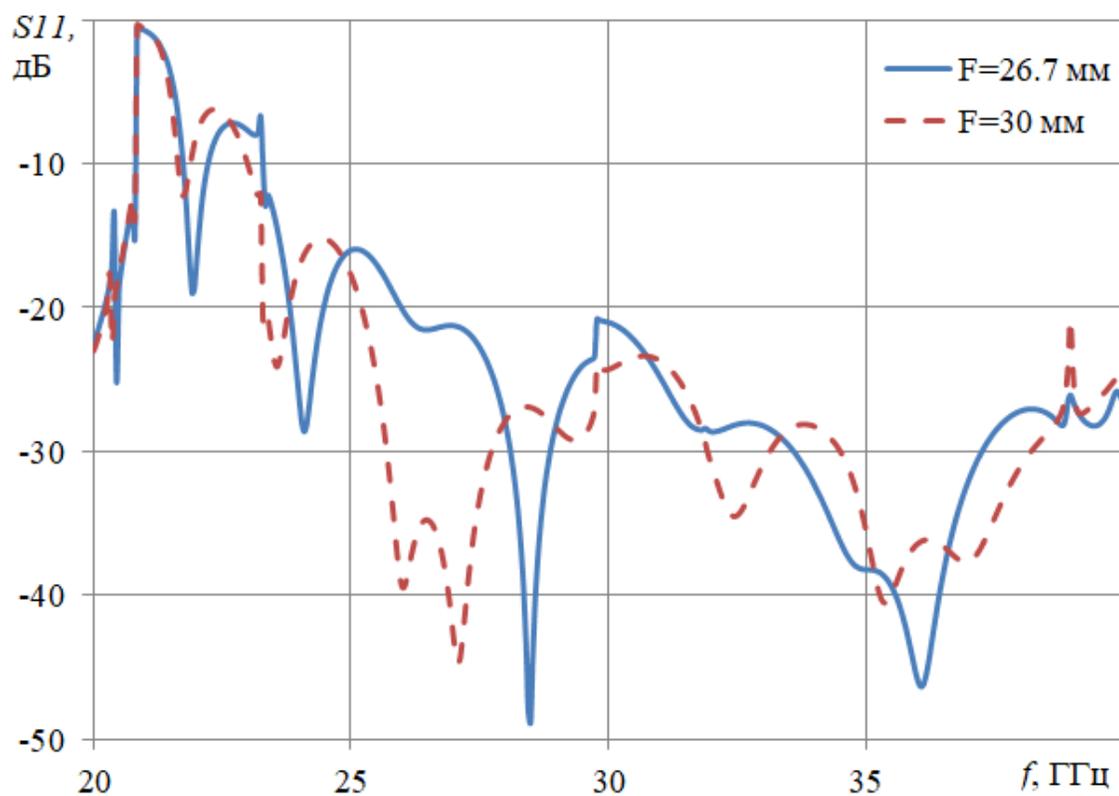


Рис.22. Зависимость коэффициента отражения от частоты: сплошная кривая -  $F=26.7$  мм, штриховая кривая -  $F=30$  мм.

На рис. 24 - 27 в тех же обозначениях показаны зависимости коэффициента возбуждения высших  $E_{12}$ ,  $E_{14}$ ,  $H_{12}$  и  $H_{14}$  от частоты, соответственно.

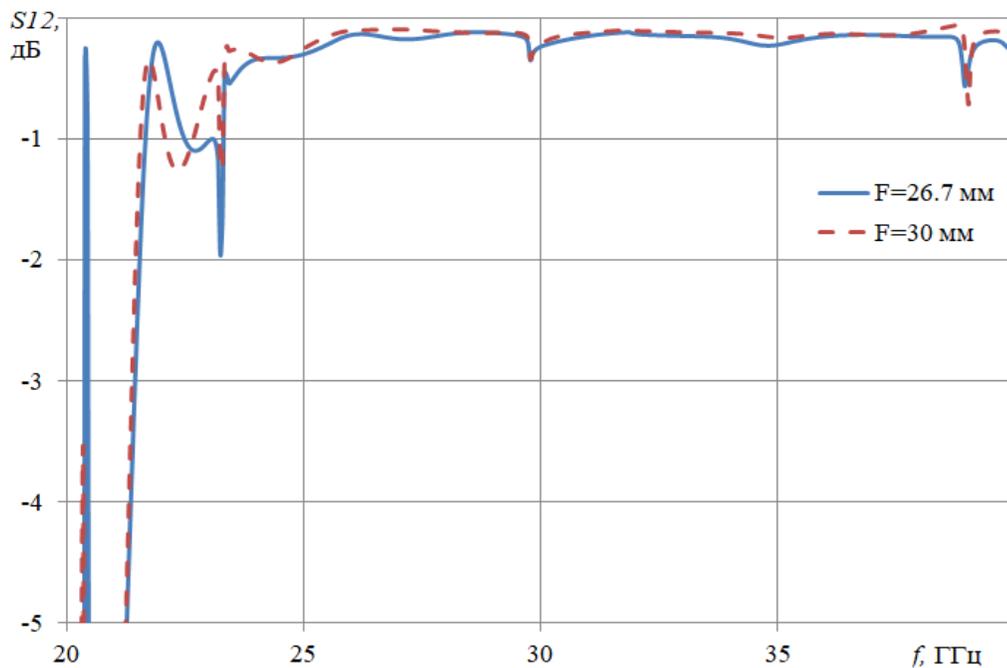


Рис.23. Зависимость коэффициента передачи моды  $H_{10}$  от частоты: сплошная кривая -  $F=26.7$  мм, штриховая кривая -  $F=30$  мм.

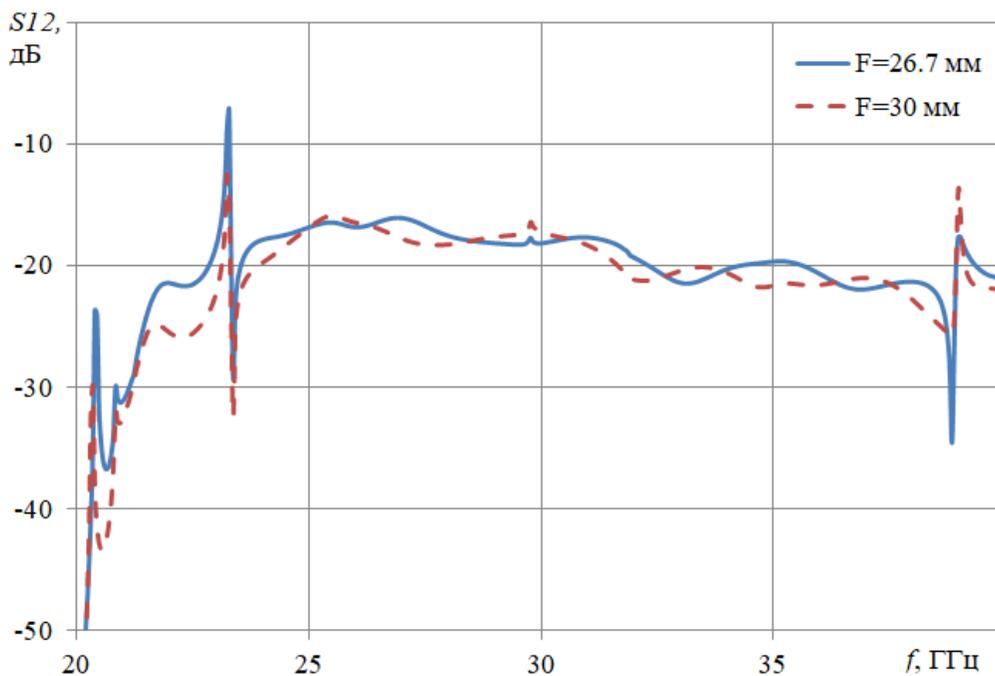


Рис.24. Зависимость коэффициента возбуждения моды  $E_{12}$  от частоты: сплошная кривая -  $F=26.7$  мм, штриховая кривая -  $F=30$  мм.

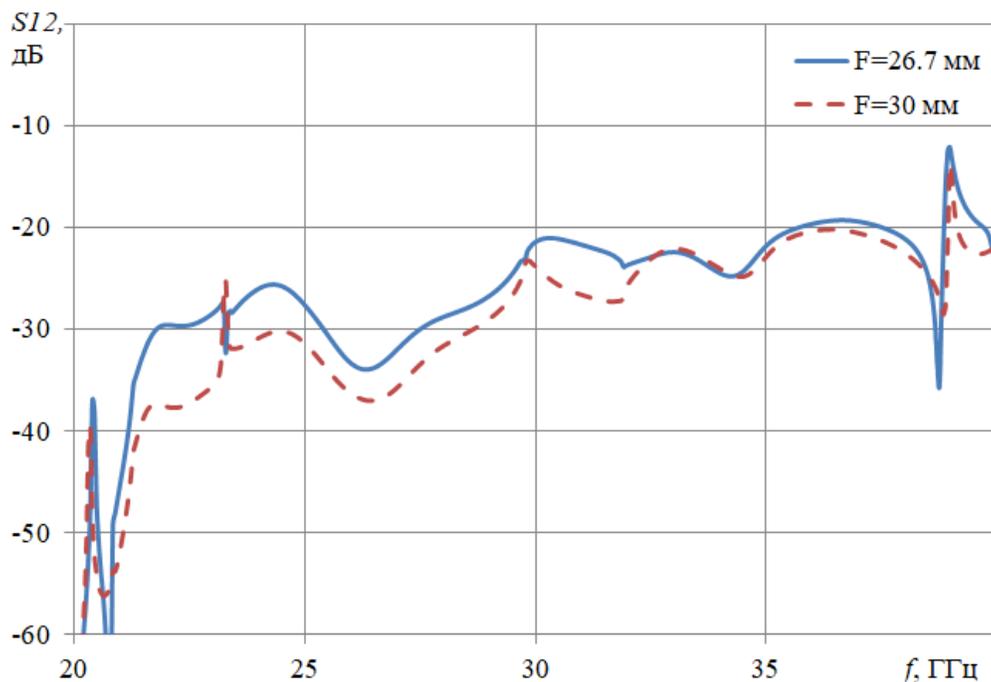


Рис.25. Зависимость коэффициента возбуждения моды  $E_{14}$  от частоты: сплошная кривая -  $F=26.7$  мм, штриховая кривая -  $F=30$  мм.

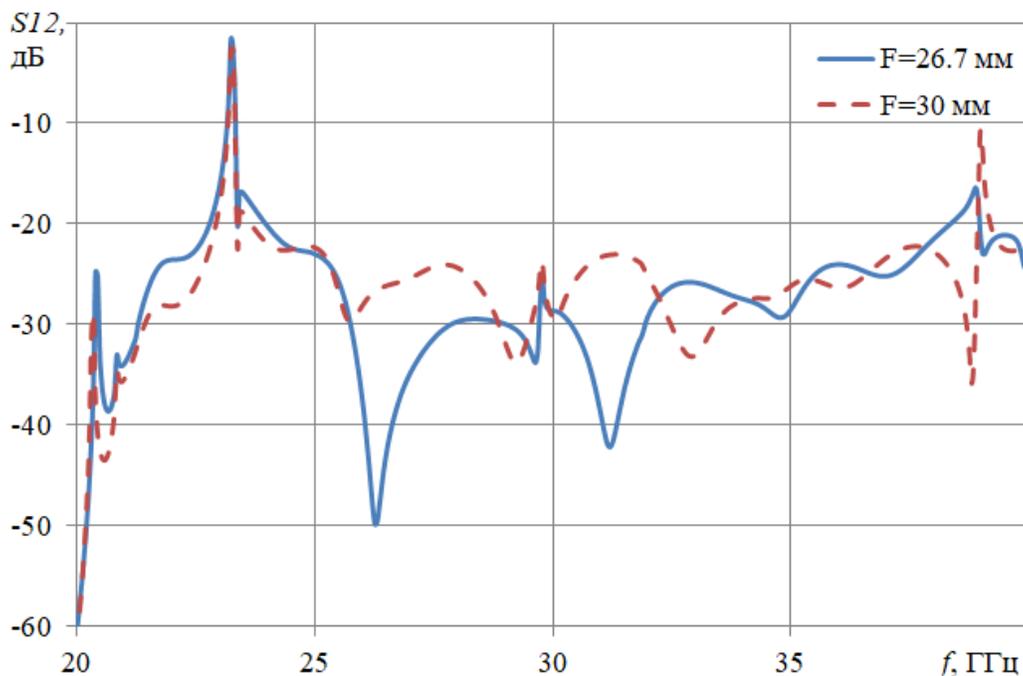


Рис.26. Зависимость коэффициента возбуждения моды  $H_{12}$  от частоты: сплошная кривая -  $F=26.7$  мм, штриховая кривая -  $F=30$  мм.

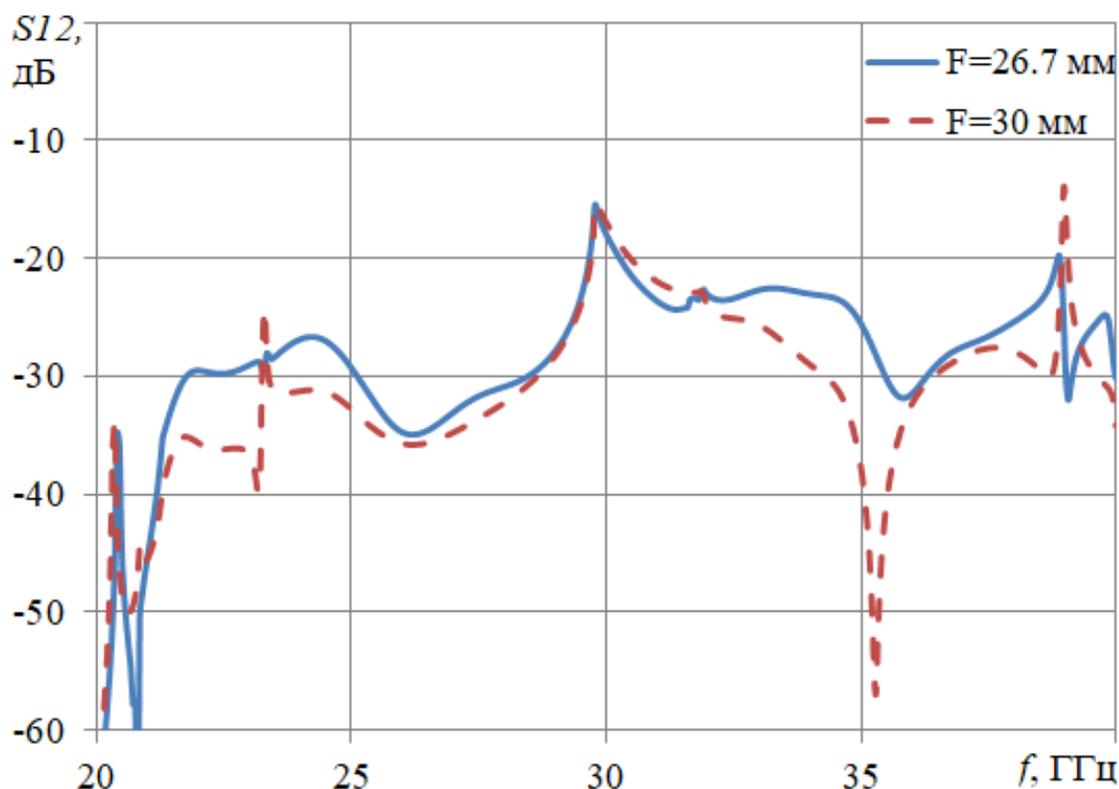


Рис.27. Зависимость коэффициента возбуждения моды  $N_{14}$  от частоты: сплошная кривая -  $F=26.7$  мм, штриховая кривая -  $F=30$  мм.

Как видно на рисунках, изрезанность частотных характеристик перехода с металло-воздушной линзой немного меньше, чем с диэлектрической, коэффициент отражения ниже уровня  $-20$  дБ на частотах выше 25-26 ГГц в зависимости от величины  $F$ , а верхняя частота полосы рабочих частот по уровню коэффициента прохождения  $-0.2$  дБ примерно равна 38 ГГц. Относительная полоса рабочих частот перехода с металло-воздушной линзой – более 37%.

## Заключение

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Наиболее широкую относительную полосу рабочих частот обеспечивает плавный переход при расширении размера в  $E$ -плоскости в 2-3 раза, однако эта полоса быстро падает с увеличением величины расширения.

2. Линейный переход с металло-воздушной линзой обеспечивает меньшие фазовые aberrации на выходе, чем переход с диэлектрической линзой, однако их полосы рабочих частот близки и при расширении размера в E-плоскости более чем в 3-4 раза превышают полосу частот плавного перехода.
3. Верхняя граница полосы рабочих частот всех типов переходов определяется возрастанием амплитуды, в первую очередь, моды  $E_{12}$  и  $H_{12}$

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-006.

### Литература

1. G. C. Southworth. Principles and Applications of Waveguide Transmission. D. Van Nostrand Company, 1950.
2. Коган Н.Л., Машковцев Б.М., Цибизов К.Н. Сложные волноводные системы. 1963. С. 328-339.
3. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. - М.: Высшая школа, 1988.
4. А.Ю. Гринев. Численные методы решения прикладных задач электродинамики. М.: Радиотехника. 2012.
5. V.Kaloshin. Short-wave electromagnetic asymptotics of open systems, Proc. of 12 Int. Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory. 2008, June. Odesa.
6. Каценеленбаум Б.З. Теория волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Изд-во АН СССР. 1961.

#### Для цитирования:

Калошин В.А., Нгуен К.Т. Широкополосные волноводные переходы в E-плоскости. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2020. №5. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/may20/13/text.pdf>. DOI 10.30898/1684-1719.2020.5.13