

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЩЕЛЕЙ НА КОЭФФИЦИЕНТ ЭЛЛИПТИЧНОСТИ ИЗЛУЧАЕМОГО ПОЛЯ

Ю. В. Шубарин, Л. П. Яцук

В многоэлементных волноводно-щелевых антеннах с вращающейся поляризацией под действием взаимного влияния щелей может измениться коэффициент эллиптичности излучаемого поля. Проследим, как влияет на коэффициент эллиптичности внешнее взаимодействие щелевых излучателей в линейной системе.

Пусть линейная система состоит из одинаковых крестообразных щелей, каждая из которых, будучи изолированной, излучает в направлении нормали к плоскости щелей поле с круговой поляризацией. Это значит, что напряжения на взаимно перпендикулярных щелях, составляющих крестообразную, равны по абсолютной величине и сдвинуты по

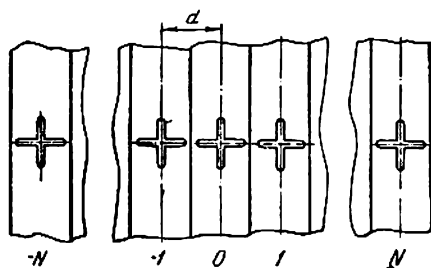


Рис. 1.

гзе на угол $\pm \frac{\pi}{2}$. Под действием соседних излучателей напряжение на каждой щели изменяется. Если это изменение для двух щелей, составляющих крестообразную, различно, то излучаемое поле из кругового превращается в эллиптически поляризованное.

Рассмотрим наиболее простой случай, когда щели прорезаны в отдельных, параллельно расположенных волноводах. При этом взаимная связь излучателей осуществляется только через внешнее пространство.

В случае продольно-поперечных щелей напряжения на последних, составляющих крестообразную, под действием соседних излучателей изменяются по-разному. Посмотрим, как велико в этом случае изменение коэффициента эллиптичности поля, излучаемого каждой щелью. Для этого надо определить напряжения на всех щелях с учетом взаимного влияния.

Предположим, что рассматриваемая система состоит из $(2N + 1)$ независимо возбуждаемых продольно-поперечных полуволновых щелей, расположенных на расстояниях d друг от друга (рис. 1). Напряжения на щелях удовлетворяют системе из $2(2N + 1)$ уравнений [1]:

$$\sum_{n=0, \pm 1, \dots, \pm N_l, \pm N_t}^{\pm N_l, t} \tilde{V}_n Y_{m, n} = F_m; \quad m = 0; 0_t; \pm 1; \pm 1_t \dots \pm N_l, \pm N_t, \quad (1)$$

где \tilde{V}_n — искомое напряжение в центре n -й щели,

$Y_{m, n}$ — взаимные производимости,

F_m — магнитодвижущие силы.

Взаимные проводимости $Y_{m, n}$ представляют собой суммы внутренних и внешних взаимных проводимостей. В исследуемой системе внутренние взаимные проводимости равны нулю, поскольку щели прорезаны не в одном волноводе, а связью через запитывающее устройство пренебрегаем.

Внешние взаимные проводимости ортогональных друг другу щелей тоже равны нулю. Поэтому система уравнений (1) распадается на две независимые идентичные системы уравнений для продольных и поперечных щелей

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^{\pm N_l} \tilde{V}_n Y_{m, n} &= F_m; \\ \sum_{n=0}^{\pm N_t} \tilde{V}_n Y_{mn} &= F_m. \end{aligned} \quad m = 0; \pm 1; \pm 2, \dots, \pm N \quad (2)$$

В дальнейших промежуточных выкладках мы опустим индексы l , t , относящиеся соответственно к продольным и поперечным щелям, поскольку в этих двух случаях решения по форме ничем не отличаются друг от друга.

Детерминант Δ системы уравнений (2) имеет вид

$$\Delta = \begin{vmatrix} Y_{0,0} & Y_{0,1} & Y_{0,-1} & \dots & Y_{0,N} & Y_{0,-N} \\ Y_{1,0} & Y_{1,1} & Y_{1,-1} & \dots & Y_{1,N} & Y_{1,-N} \\ Y_{-1,0} & Y_{-1,1} & Y_{-1,-1} & \dots & Y_{-1,N} & Y_{-1,-N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ Y_{N,0} & Y_{N,1} & Y_{N,-1} & \dots & Y_{N,N} & Y_{N,-N} \\ Y_{-N,0} & Y_{-N,1} & Y_{-N,-1} & \dots & Y_{-N,N} & Y_{-N,-N} \end{vmatrix} \quad (3)$$

Поскольку рассматриваемая система щелей эквидистантная, то проводимости с одинаковыми абсолютными значениями разности индексов $|m-n|$ равны между собой. Поэтому в дальнейшем будем приписывать проводимостям индекс, равный абсолютному значению $|m-n|$. При этом под $Y_{|m-n|}$ подразумевается взаимная проводимость двух параллельных щелей, расстояние между центрами которых равно $d|m-n|$.

Не следует забывать также, что номера столбцов n последовательно принимают значения $0, 1, -1, 2, -2, \dots, N, -N$.

Таким образом, элемент определителя Δ , стоящий в m -й строке и n -м столбце имеет общий вид

$$Y_{m,n} = Y_{|m-n|}, \quad (4)$$

сам определитель (3)

$$\Delta = \begin{vmatrix} Y_0 & Y_1 & Y_1 & \dots & Y_N & Y_N \\ Y_1 & Y_0 & Y_2 & \dots & Y_{|N-1|} & Y_{|N+1|} \\ Y_1 & Y_2 & Y_0 & \dots & Y_{N+1|} & Y_{|N-1|} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ Y_N & Y_{|N-1|} & Y_{|N+1|} & \dots & Y_0 & Y_{2N} \\ Y_N & Y_{|N+1|} & Y_{|N-1|} & \dots & Y_{2N} & Y_0 \end{vmatrix} \quad (5)$$

Решая системы уравнений (2) относительно неизвестных \tilde{V}_n с учетом формы записи (5), можно найти напряжения на всех щелях, а затем и коэффициенты эллиптичности поля, излучаемого каждой из щелей.

Проанализируем более подробно случай, когда щели возбуждаются волнами с одинаковыми амплитудами и фазами ($F_0 = F_1 = F_{-1} = \dots = F_N = F$). Напряжения в центрах щелей, расположенных симметрично относительно середины системы, должны быть одинаковыми: $\tilde{V}_n = \tilde{V}_{-n} = \tilde{V}_{|n|}$. При этом (1) можно с учетом (4) переписать в виде

$$\tilde{V}_0 Y_{|m|} + \sum_{n=1}^N \tilde{V}_{|n|} (Y_{|m-n|} + Y_{|m+n|}) = F. \quad (6)$$

Детерминант такой системы состоит из элементов $Y_{|m|}$, образующих нулевой столбец ($n = 0$), и элементов $(Y_{|m-n|} + Y_{|m+n|})$, образующих все остальные столбцы ($n = 1, 2, \dots, N$). Номера строк m и столбцов n здесь последовательно принимают значения от 0 до N .

Если в антенне имеются три излучателя ($N = 1$), то детерминант системы уравнений (6) выражается определителем

$$\Delta_3 = \begin{vmatrix} Y_0 & 2Y_1 \\ Y_1 & (Y_0 + Y_2) \end{vmatrix}. \quad (7)$$

Напряжения на центральной и крайних щелях \tilde{V}_0 и \tilde{V}_1 могут быть найдены по формулам

$$\tilde{V}_0 = \frac{F}{\Delta_3} \begin{vmatrix} 1 & 2Y_1 \\ 1 & (Y_0 + Y_2) \end{vmatrix} = V_0 \frac{Y_0 - 2Y_1 + Y_2}{Y_0 - 2\frac{Y_1^2}{Y_0} + Y_2}; \quad (8)$$

$$\tilde{V}_1 = \frac{F}{\Delta_3} \begin{vmatrix} Y_0 & 1 \\ Y_1 & 1 \end{vmatrix} = V_0 \frac{Y_0 - Y_1}{Y_0 - 2\frac{Y_1^2}{Y_0} + Y_2}. \quad (9)$$

Здесь использовано обозначение $V_0 = \frac{F}{Y_0}$, где под V_0 подразумевается напряжение в центре изолированной щели без учета влияния соседних щелей.

Подставляя соответствующие проводимости в формулы (8), (9), можно найти напряжения в центрах продольных (\tilde{V}_k^l) и поперечных (\tilde{V}_k^t) щелей. По отношению этих напряжений

$$\rho_k = i \frac{\tilde{V}_k^t}{\tilde{V}_k^l} \quad k = 0, 1, \dots, N. \quad (10)$$

можно определить коэффициенты эллиптичности излучаемого каждой щелью поля [2]

Совершенно аналогично могут быть найдены напряжения на щелях в системе, состоящей из пяти излучателей ($N = 2$). Детерминант такой системы

$$\Delta_5 = \begin{vmatrix} Y_0 & 2Y_1 & 2Y_2 \\ Y_1 & (Y_0 + Y_2) & (Y_1 + Y_3) \\ Y_2 & (Y_1 + Y_3) & (Y_0 + Y_4) \end{vmatrix}. \quad (11)$$

Напряжения на щелях $\tilde{V}_0, \tilde{V}_1, \tilde{V}_2$ определяются такими формулами:

$$\tilde{V}_0 = \frac{F}{\Delta_5} \begin{vmatrix} 1 & 2Y_1 & 2Y_2 \\ 1 & (Y_0 + Y_2) & (Y_1 + Y_3) \\ 1 & (Y_1 + Y_3) & (Y_0 + Y_4) \end{vmatrix}; \quad (12)$$

$$\tilde{V}_1 = \frac{F}{\Delta_5} \begin{vmatrix} Y_0 & 1 & 2Y_2 \\ Y_1 & 1 & Y_1 + Y_3 \\ Y_2 & 1 & Y_0 + Y_4 \end{vmatrix}; \quad \tilde{V}_2 = \frac{F}{\Delta_5} \begin{vmatrix} Y_0 & 2Y_1 & 1 \\ Y_1 & (Y_0 + Y_2) & 1 \\ Y_2 & (Y_1 + Y_3) & 1 \end{vmatrix}.$$

Здесь так же, как и в случае трехэлементной системы, следует различать напряжения на продольных и поперечных щелях.

Вычисление собственных и взаимных проводимостей щелей

Собственная проводимость щели Y_0 равна сумме внутренней Y_0^i и внешней Y_0^e проводимостей.

Внутреннюю активную проводимость щели в волноводе находим, приравнявая мощность, излученную щелью внутрь волновода, к сумме мощностей, переносимых возбужденными ею волнами основного типа в оба конца волновода [1]. Конкретная система, на которой мы остановим внимание, представляет собой набор квадратных волноводов с продольно-поперечными щелями, прорезанными симметрично относительно оси волновода. Продольная щель возбуждается волной H_{01} , поперечная — волной H_{10} .

Приведем формулы для расчета активных частей внутренних проводимостей продольной $\text{Re } Y_{0l}^i$ и поперечной $\text{Re } Y_{0t}^i$ щелей:

$$\text{Re } Y_{0l}^i = \frac{16l^2}{\omega \mu a^3 b \gamma} \left[\frac{\cos \gamma l}{1 - \left(\frac{2}{\pi} \gamma l\right)^2} \right]^2; \quad (13)$$

$$\text{Re } Y_{0t}^i = \frac{\gamma}{\omega \mu b a} \left(\frac{4l}{\pi}\right)^2 \left[\frac{\cos\left(\frac{\pi l}{a}\right)}{1 - \left(\frac{2l}{a}\right)^2} \right]^2 \quad (14)$$

где l — половина длины щели,

a, b — соответственно размеры широкой и узкой стенок волновода,

ω — круговая частота,

μ — магнитная проницаемость,

γ — постоянная распространения волн H_{10} и H_{01} .

Внешняя проводимость продольной и поперечной щелей Y^e может быть найдена с использованием принципа двойственности из теории вибраторов [2]

$$Y^e = \frac{2Z}{(120\pi)^2} \quad (15)$$

где Z — входное сопротивление вибратора одинаковой со щелью электрической длины.

Формулы для реактивных составляющих внутренних проводимостей щелей мы не приводим ввиду их сложности.

Взаимные проводимости продольных полуволновых щелей могут быть также найдены с использованием принципа двойственности в форме (15) из таблиц проф. В. В. Татарина.

При вычислении взаимных проводимостей поперечных щелей необходимо знать взаимные сопротивления двух параллельных вибраторов, расположенных вдоль прямой, совпадающей с осями вибраторов. В таблицах В. В. Татарина, приведенных в [3], необходимые нам взаимные сопротивления даны лишь для вибраторов, расположенных на расстояниях $h = \nu \frac{\lambda}{2}$ ($\nu = 0, 1, 2, \dots$; λ — длина волны). Более подробно взаимные сопротивления таких вибраторов нетрудно вычислить известным методом наведенных э. д. с. [3]. В работе [4] приведены неинтегрированные выражения для активной R_{12} и реактивной X_{12} составляющих взаимного сопротивления двух произвольно расположенных вибраторов. В нашем случае они принимают вид

$$R_{12} = 30 \int_{-l}^l \left(\frac{\sin 2\pi r_1}{r_1} + \frac{\sin 2\pi r_2}{r_2} \right) \sin [2\pi (l - |s|)] ds; \quad (16)$$

$$X_{12} = 30 \int_{-l}^l \left(\frac{\cos 2\pi r_1}{r_1} + \frac{\cos 2\pi r_2}{r_2} \right) \sin [2\pi (l - |s|)] ds, \quad (17)$$

$$r_1 = z_0 + l + s; \quad r_2 = z_0 - l + s;$$

где s — координата, по которой ведется интегрирование вдоль оси вибратора;

z_0 — расстояние между центрами рассматриваемых вибраторов.

Все линейные размеры выражены здесь в долях длины волны.

После интегрирования (16) и (17) в случае полуволновых вибраторов получаются следующие выражения для расчета взаимных сопротивлений:

$$R_{12} = 15 \left\{ \cos 2\pi z_0 \left[\ln \left(1 - \frac{0,25}{z_0^2} \right) + 2\text{Ci}(4\pi z_0) - \text{Ci}4\pi(z_0 - 0,5) - \right. \right. \\ \left. \left. - \text{Ci}4\pi(z_0 + 0,5) \right] + \sin 2\pi z_0 [2\text{Si}4\pi z_0 - \text{Si}4\pi(z_0 - 0,5) - \right. \\ \left. - \text{Si}4\pi(z_0 + 0,5)] \right\}. \quad (18)$$

$$X_{12} = 15 \left\{ \cos 2\pi z_0 [\text{Si}4\pi(z_0 - 0,5) + \text{Si}4\pi(z_0 + 0,5) - 2\text{Si}4\pi z_0] + \right. \\ \left. + \sin 2\pi z_0 \left[2\text{Ci}4\pi z_0 - \text{Ci}4\pi(z_0 + 0,5) - \text{Ci}4\pi(z_0 - \right. \right. \\ \left. \left. - 0,5) - \ln \left(1 - \frac{0,25}{z_0^2} \right) \right] \right\}. \quad (19)$$

$$\text{Cix} = - \int_x^{\infty} \frac{\cos t}{t} dt; \quad \text{Six} = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt.$$

Рассчитанные по формулам (18) и (19) зависимости R_{12} и X_{12} от расстояния между центрами вибраторов представлены на рис. 2.

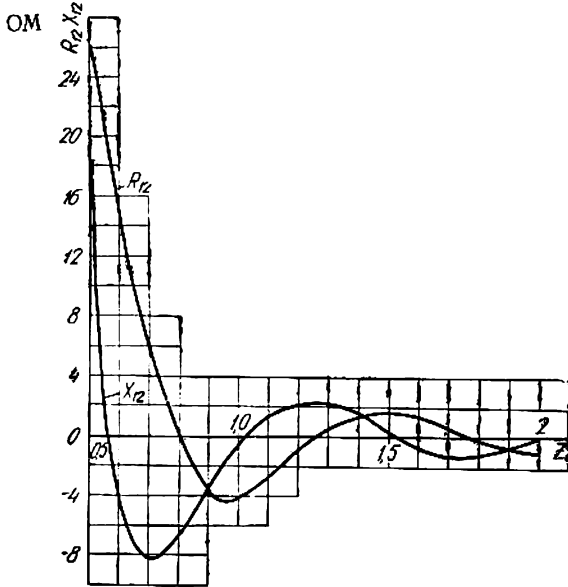


Рис. 2.

Результаты расчета и эксперимента

Для того, чтобы оценить насколько сильно внешнее взаимодействие щелей изменяет поляризационную диаграмму излучаемого поля, на частоте $f = 9375 \text{ МГц}$ был проведен расчет коэффициентов эллиптичности щелей в зависимости от расстояния между ними. Для расчета выбрали систему трех продольно-поперечных полуволновых щелей в квадратных волноводах, расположенных вплотную друг к другу. Предполагалось, что расстояние между щелями определяется размером стенки волновода, если учесть, что толщина стенки равна 1 мм. Щели длиной $2l = 16 \text{ мм}$ на расчетной частоте приближенно считали резонансными, т. е. сумму их внешней и внутренней проводимостей полагали равной нулю.

Сначала по формулам (8) и (9) с учетом (13), (14), (15), (18), (19) и графиков В. В. Татаринова были вычислены напряжения на центральной и крайних щелях, затем по поляризационному отношению (10) были найдены соответствующие им коэффициенты эллиптичности, исходя из того, что изолированные щели излучают поле с круговой поляризацией. В результате расчета оказалось, что внешнее взаимодействие весьма заметно снижает коэффициент эллиптичности (рис. 3): больше у центральной щели (до уровня $r_{11} \approx 0,5 \div 0,6$) и несколько меньше у крайних щелей (до уровня $r_{12} \approx 0,65 \div 0,8$). Волнообразный характер зависимости коэффициента эллиптичности от расстояния между щелями объясняется поведением внешних взаимных проводимостей.

Отметим, что выбранное предположение о резонансности щелей довольно грубо. Из более подробных исследований, представляющих самостоятельный интерес, следует, что резонансная частота продольной щели длиной $2l = 16$ мм несколько выше, а поперечной — несколько ниже, чем 9375 Мгц. Поэтому зависимости, представленные на рис. 3, справедливы, если каким-то образом скомпенсированы собственные реактивные проводимости щелей.

Экспериментально проверяли, как изменяется абсолютная величина напряжения на щели под влиянием соседних излучателей. Напряжения на щели судили по величине принимаемой ею мощности. Исследуемый макет, представляющий собой пять спаянных квадратных волноводов сечением 19×19 мм² с продольно-поперечными щелями длиной

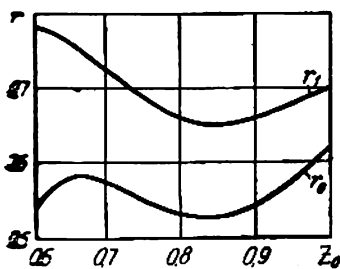


Рис. 3.

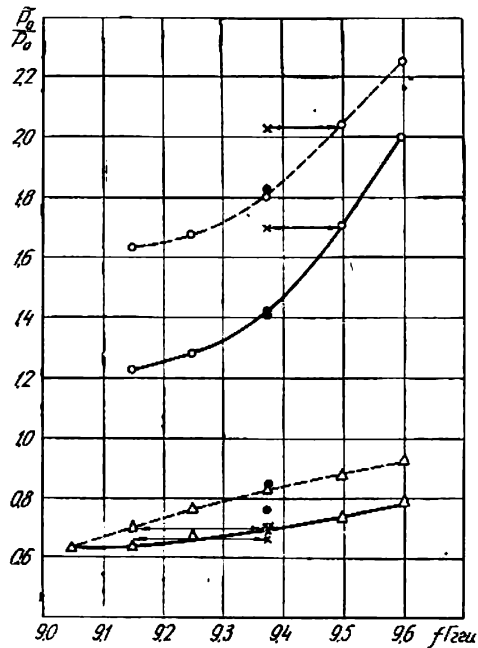


Рис. 4.

$l = 16$ мм, работал в режиме приема. К одному концу центральной волновода была присоединена согласованная приемная секция, к другому — согласованная нагрузка. Все остальные волноводы были нагружены с обоих концов на согласованные нагрузки. Продольные и поперечные щели облучали попеременно линейно поляризованным по з.м. электрический вектор которого направлен поперек щели. Мощность возбуждаемой в волноводе волны пропорциональна квадрату модуля напряжения на щели. Сначала облучали только центральную щель (остальные были заклеены тонкой алюминиевой фольгой) и измеряли принимаемую щелью мощность P_0 . Затем открывали две соседние щели, потом еще две и тоже измеряли измененные под действием взаимного влияния мощности \tilde{P}_0 . Все это было проделано на нескольких частотах в диапазоне от 9000 до 9600 Мгц.

Интересно отметить, что под действием взаимного влияния мощность, принимаемая продольными щелями (рис. 4, кружки), увеличивается ($\tilde{P}_0/P_0 > 1$), а принимаемая поперечными щелями — уменьшается ($\tilde{P}_0/P_0 < 1$). На рисунке штриховые линии относятся к системе из трех, а сплошные — к системе из пяти щелей.

Как и следовало ожидать, на частоте $f = 9375$ МГц расчетные значения отношения \tilde{P}_0/P_0 количественно отличаются от экспериментальных, поскольку фактически на этой частоте щели не являются резонансными. Так, по расчету, для продольных щелей в системе трех щелей $(\tilde{P}_{0l}/P_{0l})_3 = 2,02$, в системе пяти щелей $(\tilde{P}_{0l}/P_{0l})_5 = 1,69$, в случае поперечных щелей $(\tilde{P}_{0l}/P_{0l})_3 = 0,69$ и $(\tilde{P}_{0l}/P_{0l})_5 = 0,665$ (на рис. 4 эти точки нанесены крестиками). Нетрудно заметить, что расчетные соотношения между \tilde{P}_0/P_0 в системах трех и пяти щелей выполняются на частоте $f \approx 9600$ МГц, а для поперечных — примерно на частоте $f \approx 9150$ МГц. Вероятно, вблизи этих частот исследуемые щели становятся резонансными, что согласуется с ранее высказанным утверждением.

На частоте $f = 9375$ МГц собственные проводимости щелей длиной $2l = 16$ мм обладают некоторой реактивностью. Так, из расчетов, которые мы здесь не приводим, следует, что реактивные собственные проводимости продольной и поперечной щелей указанной длины равны соответственно $(\text{Im}Y'_{0l}) = -0,426 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{ом}}$ и $(\text{Im}Y'_{0l}) = 0,655 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{ом}}$.

С учетом этих реактивностей расчетные данные для (\tilde{P}_0/P_0) : $(\tilde{P}_{0l}/P_{0l})_3 = 1,83$, $(\tilde{P}_{0l}/P_{0l})_5 1,41$, $(\tilde{P}_{0l}/P_{0l})_3 = 0,84$ и $(\tilde{P}_{0l}/P_{0l})_5 = 0,755$ (рис. 4, зачерненные кружки) — гораздо лучше, чем прежде (крестики), совпадают с экспериментом.

Рассчитанные с учетом реактивностей коэффициенты эллиптичности поля, излучаемого центральной щелью в системах трех и пяти щелей: $r_{r3} = 0,68$ и $r_{05} = 0,7$ — несколько выше, чем в случае резонансных щелей ($r_{03} = 0,58$ и $r_{05} = 0,6$). Из этого можно заключить, что коэффициент эллиптичности резонансных щелей более чувствителен к внешнему взаимодействию, чем коэффициент эллиптичности нерезонансных щелей.

Интересно отметить также, что коэффициенты эллиптичности центральной щели в системах трех ($r_{r3} = 0,58$) и пяти ($r_{05} = 0,6$) щелей практически не отличаются друг от друга. Коэффициенты эллиптичности центральной ($r_{05} = 0,6$) и первой ($r_{15} = 0,61$) щелей в системе пяти щелей (рис. 1, $N = 2$) тоже близки друг к другу по величине. Существенно отличаются от соседних по коэффициенту эллиптичности только крайние щели: так, коэффициенты эллиптичности крайних щелей в системах трех и пяти щелей равны примерно 0,76, по сравнению с 0,6 для центральной щели. Следовательно, на коэффициент эллиптичности излучателей, разнесенных более, чем на половину длины волны, в основном, оказывают влияние только ближайшие соседние излучатели.

Таким образом, в результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

а) присутствие соседних излучателей в линейной синфазной системе с постоянным амплитудным распределением заметно изменяет коэффициент эллиптичности продольно-поперечных щелей, снижая его в случае резонансных щелей от 1 до уровня 0,5–0,6 (по полю);

б) изменение коэффициента эллиптичности более сильное у резонансных, чем у нерезонансных щелей;

в) основной вклад в изменение коэффициента эллиптичности щели вносят ближайшие к ней соседние излучатели;

г) резонансные частоты продольной и поперечной щелей одинаковой длины отличаются друг от друга, поэтому при расчете эффектов взаимного влияния надо обязательно учитывать реактивность каждой из них.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Н. Фельд, Л. С. Бененсон. Антенно-фидерные устройства, ч. II, Изд-во ВВИА им. проф. М. Е. Жуковского, 1959.
 2. Ю. В. Шубарин. Антенны сверхвысоких частот. Изд-во Харьковского государственного университета, Харьков, 1960.
 3. А. А. Пистолькорс. Антенны, Связьиздат, 1947.
 4. H. C. Baker, A. H. LaGrone, JRE Trans, v. AP — 10, March, 1962, № 2.
-