

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ЯВЛЕНИЙ В СИСТЕМЕ РАСПРЕДЕЛЕННО СВЯЗАННЫХ ЛИНИЙ

В. М. Дашенков и В. А. Толстиков

Рассматривается система из n распределенно связанных линий, произвольно нагруженных на концах реактивными проводимостями. Получена формула для входной проводимости системы на клеммах любой из линий, и записано уравнение собственных частот системы. Получена формула для расчета отношения резонансных токов линий, и исследована зависимость этого отношения от связей и настроек для систем из двух и трех линий; даны рекомендации о последовательности настройки системы из трех линий для получения равногорбой симметричной резонансной кривой.

Системы распределенно связанных линий в двухпроводном и коаксиальном конструктивном оформлении могут быть использованы на практике в качестве резонансных широкополосных колебательных систем. Этим системам посвящено значительное количество работ, в большинстве которых, однако, рассматриваются вопросы распространения электромагнитных волн вдоль многопроводных линий связи и только в сравнительно небольшой группе работ [1-9] рассматриваются резонансные свойства распределенно связанных линий.

Целью настоящей работы является исследование резонансных частот и отношений резонансных токов отрезков идеально проводящих связанных линий, нагруженных на концах реактивными проводимостями.

1. РАСЧЕТ ВХОДНОЙ ПРОВОДИМОСТИ И РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТОТ

Рассмотрим систему из n параллельных идеально проводящих линий (рис. 1), нагруженных на концах ($x = 0$ и $x = l$) произвольными реактивными проводимостями Y_i^0 и Y_i^l ($i = 1, 2, \dots, n$).

Ток $I_i(x)$ и напряжение $U_i(x)$ в сечении x i -ой линии выражаются следующими соотношениями [3, 6]:

$$U_i(x) = U_i(0) \cos \beta x + j \sin \beta x \sum_{p=1}^n I_p(0) k_{ip}; \quad (1)$$

$$I_i(x) = I_i(0) \cos \beta x + j \sin \beta x \sum_{p=1}^n U_p(0) m_{ip}.$$

Здесь $I_i(0)$ и $U_i(0)$ — ток и напряжение i -ой линии на конце $x = 0$; $\beta = \omega/c$; k_{ip} — волновые сопротивления, а m_{ip} — волновые проводимости системы. Величины k_{ip} и m_{ip} определяются через потенциальные (α_{ip}) и емкостные (γ_{ip}) коэффициенты выражениями

$$k_{ip} = \alpha_{ip} / c; \quad m_{ip} = c \gamma_{ip}. \quad (2)$$

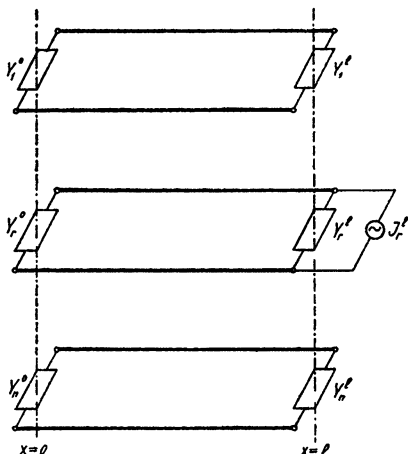


Рис. 1. Система из n распределенно связанных двухпроводных линий.

Найдем входную проводимость r -ой линии на конце $x = l$.

Предположим, что система возбуждается от единственного источника тока J_r^l , который включен на конце $x = l$ r -ой линии. В этом случае граничные условия системы имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \text{при } x=0: \quad I_i(0) &= Y_i^0 U_i(0) \quad (i = 1, 2, \dots, n); \\ \text{при } x=l: \quad I_i(l) &= -Y_i^l U_i(l) \quad (i \neq r); \\ I_r(l) &= -Y_r^l U_r(l) + J_r^l \quad (i = r). \end{aligned} \quad (3)$$

Решая обычным способом систему уравнений (1) и (3), находим:

$$Y_{bx, r}^l = J_r^l / U_r(l) = \Delta_d / \Delta_b. \quad (4)$$

Элементами определителей Δ_d и Δ_b являются соответственно

$$\begin{aligned} d_{ip} &= j(m_{ip} + Y_i^l k_{ip} Y_p^0) \sin \beta l \quad (p \neq i); \\ d_{ii} &= (Y_i^l + Y_i^0) \cos \beta l + j(m_{ii} + Y_i^l k_{ii} Y_i^0) \sin \beta l \end{aligned} \quad (5)$$

и

$$\begin{aligned} b_{ip} &= d_{ip} \quad (i \neq r); \\ b_{rp} &= j k_{rp} Y_p^0 \sin \beta l \quad (p \neq r); \\ b_{rr} &= \cos \beta l + j k_{rr} Y_r^0 \sin \beta l. \end{aligned} \quad (6)$$

Приведем их к безразмерным величинам, разделив элементы p -ых столбцов ($p = 1, 2, \dots, n$) определителей Δ_b и Δ_d на $[j \sin \beta l (m_{pp} + Y_p^l k_{pp} Y_p^0)]^{1/2}$, а элементы их i -ых строк ($i = 1, 2, \dots, n$) на $[j \sin \beta l (m_{ii} + Y_i^l k_{ii} Y_i^0)]^{1/2}$. В этом случае элементы определителя Δ_d , который теперь обозначим через Δ_τ , примут вид:

$$\begin{aligned} \eta_{ip} &= (m_{ip} + Y_i^l k_{ip} Y_p^0) [(m_{ii} + Y_i^l k_{ii} Y_i^0) (m_{pp} + Y_p^l k_{pp} Y_p^0)]^{-1/2} \quad (p \neq i); \\ \eta_{ii} &= 1 - j(Y_i^l + Y_i^0) (m_{ii} + Y_i^l k_{ii} Y_i^0)^{-1} \operatorname{ctg} \beta l. \end{aligned} \quad (7)$$

Элементы же определителя Δ_b , который теперь обозначим через Δ_x , равны

$$x_{ip} = \eta_{ip} \quad (i \neq r); \quad (8a)$$

$$x_{rp} = k_{rp} Y_p^0 [(m_{rr} + Y_r^l k_{rr} Y_r^0) (m_{pp} + Y_p^l k_{pp} Y_p^0)]^{-1/2} \quad (p \neq r); \quad (8b)$$

$$x_{rr} = (k_{rr} Y_r^0 - j \operatorname{ctg} \beta l) (m_{rr} + Y_r^l k_{rr} Y_r^0)^{-1}. \quad (8b)$$

Тогда выражение (4) для входной проводимости примет вид:

$$Y_{bx, r}^l = \Delta_\tau / \Delta_x. \quad (9)$$

Переход к выражениям (7) практически оправдывается удобством оперирования с элементами η_{ii} и η_{ip} , так как η_{ii} является величиной, характеризующей степень расстройки i -ой линии относительно ее резонансной частоты в системе (которая определяется из уравнения $\eta_{ii} = 0$), а η_{ip} является относительной величиной, характеризующей связь между i -ой и p -ой линиями. Кроме того, в некоторых случаях удобно также ввести в рассмотрение величину

$$\eta_i = 1 - j(Y_i^l + Y_i^0) (m_{ii} + Y_i^l k_{ii} Y_i^0)^{-1} \operatorname{ctg} \beta l \quad (10)$$

и выразить через нее элементы η_{ii} :

$$\eta_{ii} = \eta_i - \delta \eta_{ii}, \quad (11)$$

где

$$\delta\gamma_{ii} = \gamma_i - \gamma_{ii} = j \left[(Y_i^l + Y_i^0) (m_{ii} + Y_i^l k_{ii} Y_i^0)^{-1} - (Y^l + Y^0) (m + Y^l k Y^0)^{-1} \right] \operatorname{ctg} \beta l. \quad (12)$$

Здесь Y^l и Y^0 — нагрузки, а m и k — волновые проводимость и сопротивление некоторой линии, которую назовем эталонной. Значения Y^0 , Y^l , k и m , вообще говоря, произвольны; однако практически их выбор диктуется условиями конкретной задачи. В большинстве случаев в качестве эталонной удобно выбирать одну из линий, входящих в систему, например, s -ую; тогда

$$Y^l = Y_s^l; \quad Y^0 = Y_s^0; \quad m = m_{ss}; \quad k = k_{ss}; \quad \delta\gamma_{ss} = 0; \quad \gamma_{ss} = \gamma_s. \quad (13)$$

Величина γ_i характеризует степень расстройки эталонной линии на данной частоте относительно ее резонансной частоты, определяемой из уравнения $\gamma = 0$, а $\delta\gamma_{ii}$ определяет степень расстройки i -ой линии в системе относительно резонансной частоты эталонной линии.

Из условия $Y_{bx,r}^l = 0$ получаем уравнение для расчета собственных частот системы:

$$\Delta_\gamma = \begin{vmatrix} \gamma_i - \delta\gamma_{i1} & \gamma_{i2} & \dots & \dots & \dots & \gamma_{i1n} \\ \gamma_{21} & \gamma_i - \delta\gamma_{22} & \dots & \dots & \dots & \gamma_{2n} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \gamma_{n1} & \gamma_{n2} & \dots & \dots & \dots & \gamma_i - \delta\gamma_{nn} \end{vmatrix} = 0. \quad (14)$$

Те собственные частоты, которые не обращают в нуль детерминант Δ_γ , являются резонансными частотами системы для случая, когда источник возбуждения включен в r -ую линию. Уравнение (14) является относительно γ уравнением n -ой степени, а относительно частот — трансцендентным; решить его в общем виде не представляется возможным. В связи с этим рассмотрим некоторые частные случаи.

1. Положим, что система представляет цепочку идентичных линий, расположенных на равных расстояниях друг от друга. В этом случае между элементами определителя Δ_γ существует следующее соотношение:

$$\gamma_{ip} = \gamma_{pi} = \gamma_{(n+1-p), (n+1-i)} = \gamma_{(n+1-i), (n+1-p)}, \quad (15)$$

которое физически означает, что линии, равноудаленные от концов системы, находятся в одинаковых условиях. Однако и теперь задача в общем виде не решается. Значительное упрощение возникает, если ограничиться взаимодействием только между ближайшими линиями; тогда

$$\gamma_{ip} = 0 \quad \text{при } |i - p| > 1. \quad (16)$$

В этом случае параметры всех линий в системе, кроме крайних, одинаковы; вместе с тем, для не слишком сильной связи можно считать, что крайние линии не отличаются по параметрам от остальных линий системы. При сделанных предположениях

$$\gamma_{i,i+1} = \gamma_{12} \quad (i = 1, 2, \dots, n-1), \quad (17)$$

и любую из линий можно принять за эталонную; тогда

$$\delta\gamma_{ii} = 0; \quad \gamma_{ii} = \gamma \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (18)$$

Уравнение (14) (с учетом (16), (17) и (18)) принимает следующий вид:

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТОТ

Экспериментально были исследованы резонансные частоты цепочек идентичных линий, замкнутых с одного конца ($Y^0 = \infty$) и нагруженных емкостью на другом конце ($Y^l = j\omega C$). Собственная частота этих линий $f_0 = 79,3$ мГц, добротность — около 330. Основные параметры линий и нагрузок следующие: длина линий $l = 200$ мм, диаметр проводов $d = 4$ мм, расстояние между центрами проводов проводов каждой линии $D = 27$ мм, емкость на концах линий $C = 18,6$ пФ.

Система возбуждалась от генератора 102-И через достаточно малые емкости связи. Измерение резонансных частот осуществлялось с точностью 0,01% по частотной метке гетеродинного волномера при совмещении ее с вершиной резонансной кривой на экране осциллографа.

Экспериментально были сняты зависимости резонансных частот системы от связи между линиями для цепочек с числом линий от 2 до 6. Результаты этих измерений в виде графиков зависимости величины η от η_{12} представлены на рис. 2 пунктирными линиями (для

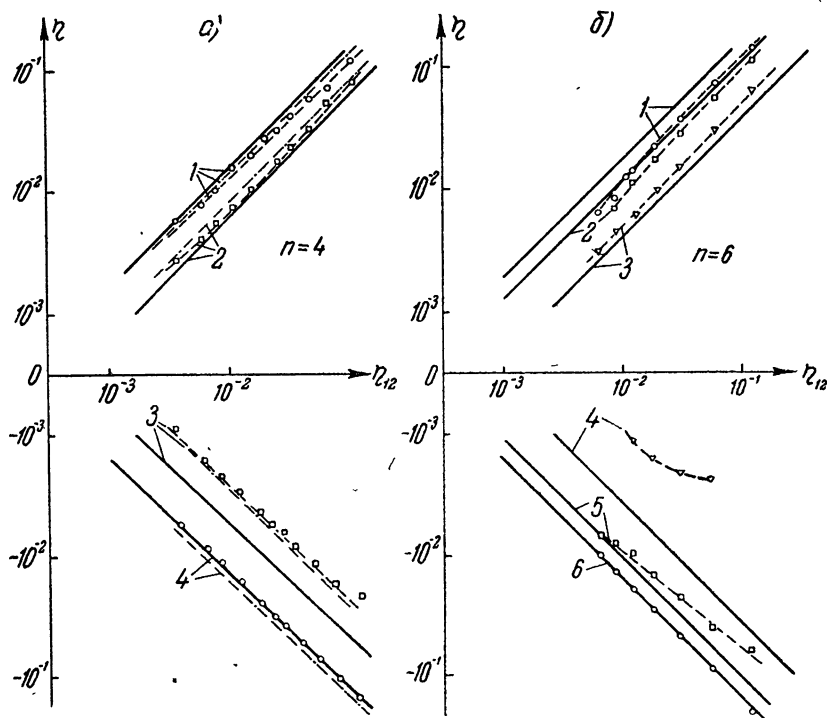


Рис. 2. Теоретические и экспериментальные зависимости η от η_{12} для цепочки идентичных линий ($\delta\eta_{ii} = 0$; $i = 4, 6$) при $\eta_{12} = \eta_{21} = \eta_{11} = \eta_{44} = \eta_{66}$.

$n = 4$ и 6). Цифры на графиках устанавливают соответствие теоретических и экспериментальных кривых для каждой из резонансных частот. Результаты расчетов по формуле (20), учитывающей только смежные связи, представлены на этих же графиках в виде сплошных линий*. Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными показывает, что достаточно хорошее совпадение имеет место только для двух линий (в этом случае уравнение (20) является точным, и расчетные прямые сливаются с экспериментальными), а для трех и большего числа линий в цепочке имеются значительные расхождения. Более удовлетворительное согласование с экспериментальными дан-

* Заметим, что для нечетных n средняя частота описывается уравнением $\eta = 0$.

ными дает расчет, учитывающий и несмежные связи, выполненный по общей формуле (14) и представленный на графике рис. 2а штрих-пунктиром. Приведенные на рис. 2 кривые в координатах γ_i , γ_{12} почти, во всех случаях достаточно хорошо аппроксимируются прямыми.

3. РАСЧЕТ ОТНОШЕНИЙ РЕЗОНАНСНЫХ ТОКОВ ЛИНИЙ

Для решения целого ряда практических вопросов, связанных с настройкой системы, необходимо исследовать отношения токов при вынужденных колебаниях на резонансных частотах для каждой линии системы в зависимости от связей и настроек линий. Данная задача может быть решена строго лишь при учете затухания; однако такой подход влечет значительное усложнение ее решения. Воспользуемся тем обстоятельством, что в контурах с сосредоточенными постоянными, имеющих одинаковое и малое затухание, отношение токов при резонансе практически равно соответствующему отношению для идеальной системы. Полагая, что аналогичные зависимости имеют место и в связанных линиях, мы сводим, таким образом, задачу определения отношения резонансных токов в реальной системе к соответствующей задаче для идеальной системы. Тогда отношение токов i -ой линии на резонансных частотах ω_p и ω_s равно

$$\frac{(I_i)_{\omega = \omega_p}}{(I_i)_{\omega = \omega_s}} \Bigg|_{\text{реал. сист.}} = \frac{I_{ip}}{I_{is}} \Bigg|_{\text{реал. сист.}} \approx \frac{\lim_{\omega \rightarrow \omega_p} I_i}{\lim_{\omega \rightarrow \omega_s} I_i} \Bigg|_{\text{идеал. сист.}} \quad (25)$$

Здесь и в дальнейшем первый индекс у I означает номер линии, а второй — номер резонансной частоты.

Из (1) и (3) находим ток i -ой линии на конце $x=0$, выражение для которого после перехода от определителя Δ_d к определителю Δ_γ принимает следующий вид:

$$I_i(0) = j \frac{x_{ri} H_{ri}}{\sin \beta l k_{ri} \Delta_\gamma} J_r^i, \quad (26)$$

где H_{ri} — алгебраическое дополнение элемента γ_{ri} детерминанта Δ_γ , а x_{ri} для всех i (в том числе и для $i=r$) определяется по формуле (86). Тогда на основании (25)

$$\frac{I_{ip}(0)}{I_{is}(0)} = \frac{\lim_{\omega \rightarrow \omega_p} (x_{ri} H_{ri} / \sin \beta l \Delta_\gamma)}{\lim_{\omega \rightarrow \omega_s} (x_{ri} H_{ri} / \sin \beta l \Delta_\gamma)}. \quad (27)$$

Представляя Δ_γ в виде

$$\Delta_\gamma = \prod_{q=1}^n (\gamma_i - \gamma_{iq}), \quad (28)$$

где γ_{iq} — корни уравнения (14), получим:

$$\frac{I_{ip}(0)}{I_{is}(0)} = \frac{\sin \beta_s l}{\sin \beta_p l} \frac{(x_{ri} H_{ri})_{\omega = \omega_p}}{(x_{ri} H_{ri})_{\omega = \omega_s}} \prod_{q=1, q \neq s, p}^n \frac{(\gamma_{iq} - \gamma_{iq})}{(\gamma_{ip} - \gamma_{iq})} \frac{\lim_{\omega \rightarrow \omega_s} (\gamma_i - \gamma_s)}{\lim_{\omega \rightarrow \omega_p} (\gamma_i - \gamma_p)}. \quad (29)$$

Применим это общее выражение для частного случая, когда $Y_i^0 = \infty$, $Y_i^1 = j\omega C$, и положим $Y^0 = \infty$ и $Y^1 = j\omega C$. Тогда

$$\frac{(x_{ri})_{\omega = \omega_p}}{(x_{ri})_{\omega = \omega_s}} = \frac{\omega_s}{\omega_p}; \quad (30)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \omega_s} (\gamma_l - \gamma_{ls}) / \lim_{\omega \rightarrow \omega_p} (\gamma_l - \gamma_{lp}) = A(\omega_s, \omega_p) \omega_p \sin \beta_p l / \omega_s \sin \beta_s l, \quad (31)$$

где

$$A(\omega_s, \omega_p) = \frac{\sin \beta_p l}{\sin \beta_s l} \frac{1 + \sin 2\beta_s l / 2\beta_s l}{1 + \sin 2\beta_p l / 2\beta_p l}.$$

Следует заметить, что при $\omega_s / \omega_p \approx 1$ величина $A(\omega_s, \omega_p) \approx 1$.

Подставляя (30) и (31) в (29), окончательно получаем:

$$\frac{I_{lp}(0)}{I_{ls}(0)} = \frac{(H_{ri})_{\omega = \omega_p}}{(H_{ri})_{\omega = \omega_s}} \prod_{\substack{q=1 \\ q \neq p, s}}^n \frac{\gamma_s - \gamma_{lq}}{\gamma_p - \gamma_{lq}} A(\omega_p, \omega_s), \quad (32)$$

В системе двух линий отношение токов в первой линии ($i = 1$), при условии, что она и возбуждается ($r = 1$), равно (см. (32))

$$I_{11}(0) / I_{12}(0) = -A(\omega_1, \omega_2) (\gamma - \delta\gamma_{12})_{\omega = \omega_1} / (\gamma - \delta\gamma_{12})_{\omega = \omega_2}, \quad (33)$$

а для второй линии ($i = 2$), при условии, что возбуждается первая ($r = 1$),

$$I_{21}(0) / I_{22}(0) = -A(\omega_1, \omega_2). \quad (34)$$

В системе трех линий для отношений токов в первой линии (при условии, что она и возбуждается) на основании (30) получаем:

$$\frac{I_{11}(0)}{I_{12}(0)} = \frac{[(\gamma - \delta\gamma_{11})(\gamma - \delta\gamma_{12}) - \gamma_{123}\gamma_{32}]_{\omega = \omega_1}}{[(\gamma - \delta\gamma_{11})(\gamma - \delta\gamma_{12}) - \gamma_{23}\gamma_{32}]_{\omega = \omega_2}} \frac{\gamma_2 - \gamma_1}{\gamma_1 - \gamma_2} A(\omega_1, \omega_2); \quad (35)$$

$$\frac{I_{11}(0)}{I_{13}(0)} = \frac{[(\gamma - \delta\gamma_{11})(\gamma - \delta\gamma_{12}) - \gamma_{123}\gamma_{32}]_{\omega = \omega_1}}{[(\gamma - \delta\gamma_{11})(\gamma - \delta\gamma_{12}) - \gamma_{23}\gamma_{32}]_{\omega = \omega_3}} \frac{\gamma_3 - \gamma_2}{\gamma_1 - \gamma_2} A(\omega_1, \omega_3).$$

Аналогично можно записать соответствующие выражения и для других случаев.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОТНОШЕНИЙ РЕЗОНАНСНЫХ ТОКОВ ЛИНИЙ

Экспериментальное исследование отношений токов при вынужденных колебаниях производилось с линиями, описанными в разделе 2. В качестве индикатора тока на короткозамкнутом конце линии использовалась петля с детектором, сигнал с которого подавался на осциллограф. Относительные значения токов при резонансе оценивались по высоте максимумов резонансной кривой на экране осциллографа. Система возбуждалась так же, как и при исследовании резонансных частот, причем генератор был подключен к одной из крайних линий, которую в дальнейшем считаем первой ($r = 1$).

Результаты исследования отношений резонансных токов в системе двух линий представлены на рис. 3. На этом рисунке приведены кривые зависимости отношения резонансных токов первой линии от связи между линиями при постоянной частоте второй линии ($f_{02} = f_0 = 79,3$ мГц) и различных фиксированных расстройках первой линии $(f_0 - f_{02}) / f_{02}$.

Экспериментальные и теоретические кривые согласуются достаточно хорошо. Результаты исследования отношения токов во второй линии, которые здесь не приводятся, показывают, что в соответствии с формулой (34) оно мало чувствительно к изменению связей и настройки линий и примерно равно единице.

Далее было проведено исследование системы трех линий. Результаты расчетов и экспериментальные данные полученных зависимостей отношений токов в первой линии от связей γ_{23}/γ_{12} и частот f_{01} , f_{02} и f_{03} обособленных линий представлены на рис. 4а, 5а, 6а и 7а. На рис. 4б, 5б, 6б и 7б приведены соответствующие им графики резонансных частот системы, а на рис. 4в, 5в, 6в и 7в для наглядности приводятся пространственные резонансные кривые первой линии, позволяющие качественно проследить характер деформации их при изменении связей и частот f_{01} , f_{02} и f_{03} .

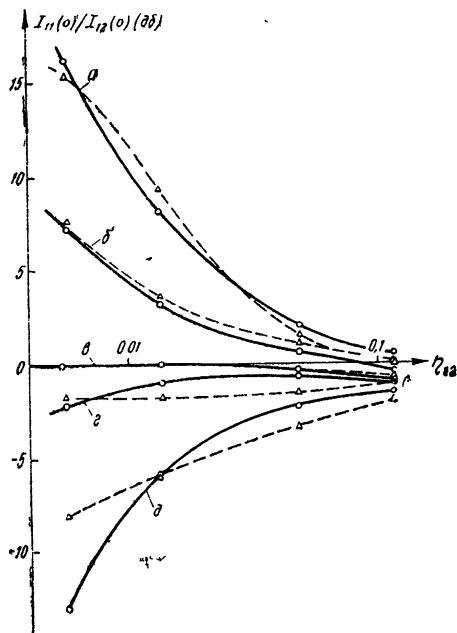


Рис. 3. Зависимость $I_{11}(0)/I_{12}(0)$ от связи γ в системе из двух линий; расстройка первой линии относительно второй $(f_{01} - f_{02})/f_{02}$ равна: а) $-6,24 \cdot 10^{-3}$, б) $-2,59 \cdot 10^{-3}$, в) 0, г) $+0,755 \cdot 10^{-3}$, д) $+4,38 \cdot 10^{-3}$;

— теоретические кривые,
- - - экспериментальные кривые.

Аналогичные исследования второй и третьей линий показывают, что величина среднего максимума резонансной кривой второй линии гораздо меньше, чем величина боковых максимумов, а у третьей линии при $f_{01} - f_{02} = f_{03}$, средний максимум резонансной кривой примерно вдвое больше остальных. Указанные соотношения сохраняются при изменении в сравнительно широких пределах связей и частот f_{01} , f_{02} и f_{03} . Таким образом, как и в случае двух линий, эффективно изменять форму резонансной кривой путем изменения этих величин в небольших пределах можно только у первой линии.

Анализ данных, приведенных на рис. 4—7, дает возможность рекомендовать следующую последовательность настройки системы для получения у первой линии равногорбой симметричной резонансной кривой.

1. Настроить каждую из линий на одну и ту же частоту: $f_{01} = f_{02} = f_{03} = f_0$.
2. Установить между линиями такую связь, при которой $\gamma_{23}/\gamma_{12} = 1/\sqrt{2} = 0,707$. В этом случае из графиков на рис. 4а и 4б видим, что резонансная кривая получается равногорбой, но не симметричной (см. рис. 8а).

3. Для того, чтобы сделать частотные интервалы между максимумами равными, как видно из рис. 6б, необходимо несколько повысить частоту второй линии f_{02} . Однако при этом происходит деформация резонансной кривой (рис. 6а и 6б), после чего она становится примерно такой, как показано на рис. 8б.

4. Из графиков на рис. 5а и 5в ясно, что для выравнивания ре-

резонансной кривой следует увеличить f_{01} настолько, чтобы боковые максимумы сделались равными; после этого резонансная кривая принимает вид, показанный на рис. 8в.

5. Если в результате последней операции средний максимум окажется несколько больше или меньше боковых, то в первом случае нужно уменьшить, а во втором увеличить отношение $\gamma_{23} / \gamma_{12}$.

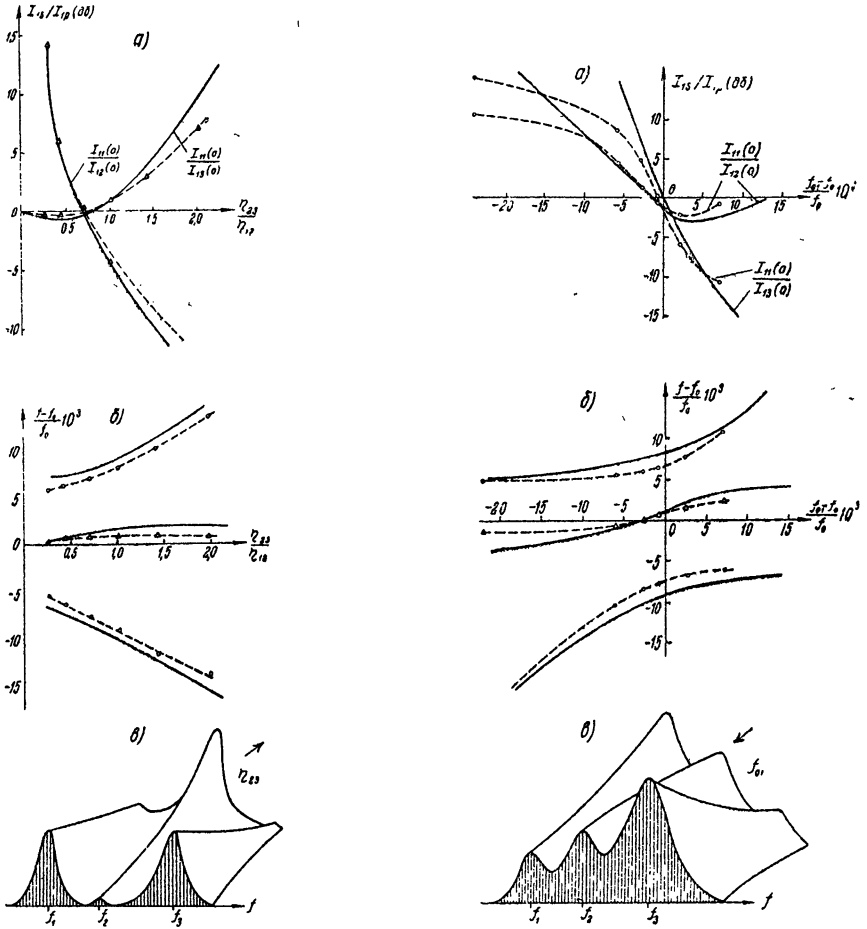


Рис. 4 Зависимости отношений токов для первой линии и резонансных частот от связей в системе трех линий при $f_{01} = f_{02} = f_{03} = f_0$;

————— теоретические кривые,
 - - - - - экспериментальные кривые.

Рис. 5. Зависимости отношений токов и резонансных частот для первой линии от частоты f_{01} при $f_{02} = f_{03} = f_0$, $k_{23}/k_{12} = 0,79$ и $k_{13}/k_{12} = 0,195$;

————— теоретические кривые,
 - - - - - экспериментальные кривые

6. Если потребуется, то следует повторить процесс настройки, начиная с пункта 3, до получения желаемой формы резонансной кривой, изображенной на рис. 8г.

Легко видеть, что в случае, если связь между первой и третьей линиями отсутствует ($\gamma_{13} = 0$) и линии идентичны ($f_{01} = f_{02} = f_{03} = f_0$), то $\delta\gamma_{11} = \delta\gamma_{22} = \delta\gamma_{33} = 0$, и уравнение (14) имеет следующие решения:

$$\gamma_{11} = -\sqrt{\gamma_{12}^2 + \gamma_{23}^2}; \quad \gamma_{22} = 0; \quad \gamma_{33} = \sqrt{\gamma_{12}^2 + \gamma_{23}^2}. \quad (36)$$

Тогда на основании (35)

$$\frac{I_{11}(0)}{I_{12}(0)} = \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma_{112}}{\gamma_{123}} \right)^2 A(\omega_1, \omega_2); \quad \frac{I_{11}(0)}{I_{13}(0)} = A(\omega_1, \omega_3). \quad (37)$$

Так как при $\omega_1 \approx \omega_2$ и $\omega_1 \approx \omega_3$ $A(\omega_1, \omega_2) \approx 1$ и $A(\omega_1, \omega_3) \approx 1$, то, согласно (36), и (37), резонансная кривая получается равногорбой и симметричной, если

$$\gamma_{123} / \gamma_{112} = 1 / \sqrt{2}.$$

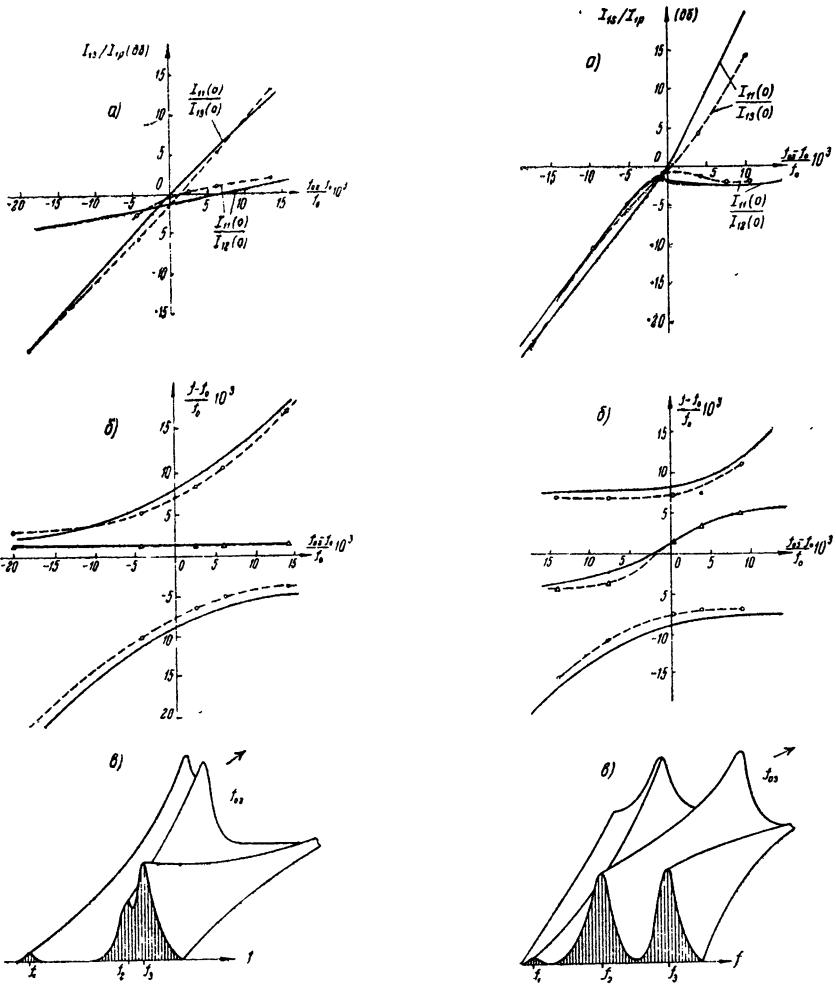


Рис. 6. Зависимости отношений токов и резонансных частот для первой линии от частоты f_{02} при $f_{01} = f_{03} = f_0$, $k_{23} / k_{12} = 0,79$ и $k_{13} / k_{12} = 0,195$;

————— теоретические кривые,
 - - - - - экспериментальные кривые

Рис. 7. Зависимости отношений токов и резонансных частот для первой линии от частоты f_{03} при $f_{01} = f_{02} = f_0$, $k_{23} / k_{12} = 0,79$ и $k_{13} / k_{12} = 0,195$;

————— теоретические кривые,
 - - - - - экспериментальные кривые.

Связь γ_{13} можно сделать равной 0, расположив линии параллельно друг другу, но так, чтобы плоскости проводников первой и третьей линий были взаимно-перпендикулярны, а плоскость второй линии

составляла с ними некоторый угол, от величины которого зависит отношение $\gamma_{123} / \gamma_{112}$. В тех случаях, когда конструктивно такое расположение линий допустимо, оно может быть рекомендовано для применения на практике.

Последовательность настройки систем из большего числа линий

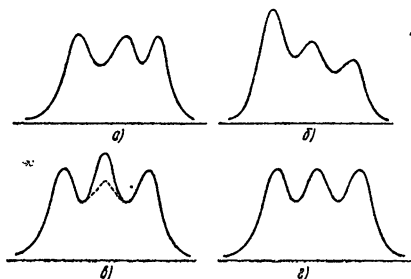


Рис. 8. Резонансные кривые первой линии, получаемые в процессе последовательных этапов настройки системы.

может быть определена после соответствующего анализа полученных в работе соотношений.

Авторы выражают глубокую признательность В. И. Калинину за обсуждение результатов и критические замечания.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. А. Пистолькорс, Научно-тех. сб. по электросвязи, **16**, 6 (1937).
2. А. А. Пистолькорс, Научно-тех. сб. по электросвязи, **17**, 3 (1937).
3. А. А. Пистолькорс, Антенны, Связьиздат, М., 1947.
4. А. Alford, Proc. IRE, **29**, 55 (1941).
5. Н. Bayer, R. Knechtly, Zeit. f. Ang. Math. Phys., **3**, 271 (1952).
6. С. С. Аршинов, С. В. Персон, А. И. Эйленкриг, Инженерный расчет генераторов УКВ и КВ, изд. Сов. радио, М., 1951.
7. В. И. Калинин, В. А. Толстиков, ЖТФ, **10**, 830 (1940).
8. В. А. Толстиков, Уч. зап. СГУ, вып. физ., **56**, 146 (1957).
9. В. А. Толстиков, В. М. Дашенков, Уч. зап. СГУ, вып. физ., **56**, 161 (1957).
10. Д. Рэлей, Теория звука, **1**, Гостехиздат, М., 1955.
11. Ф. Р. Гантмахер, М. Г. Крейн, Осцилляционные матрицы и ядра и малые колебания механических систем, Гостехиздат, М., 1955.

Саратовский государственный
университет

Поступила в редакцию
13 ноября 1957 г.