Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Б. К. Чостковский, Математическая модель формирования обобщенных параметров качества нерегулярных кабелей связи в стохастической постановке, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2006, выпуск 42, 147–161

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu426>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.196.121.252

26 апреля 2023 г., 06:20:08

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ОБОБЩЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ КАЧЕСТВА НЕРЕГУЛЯРНЫХ КАБЕЛЕЙ СВЯЗИ В СТОХАСТИЧЕСКОЙ ПОСТАНОВКЕ

Определены обобщенные параметры качества кабелей связи и построены детерминированная и стохастическая модели, отражающие взаимосвязь обобщенных параметров кабелей и вероятностных характеристик параметров, формируемых в ходе управляемых технологических процессов.

Выбор обобщенных параметров и постановка задачи. Проводные каналы связи создаются с помощью направляющих систем, в качестве которых используются двухпроводные цепи, коаксиальные и симметричные [1]. Промышленность изготавливает кабели магистральной, зонной или сельской связи. Для соединения антенных систем с радиочастотной аппаратурой выпускаются как радиочастотные, так и коаксиальные и симметричные кабели. Связь с движущимися объектами осуществляется с помощью коаксиальных радиочастотных излучающих кабелей [2]. Для построения локальных вычислительных систем используются симметричные радиочастотные кабели с парной скруткой (LAN-кабели).

Реальные кабели связи изготавливаются на технологическом оборудовании, подверженном влиянию случайных возмущающих воздействий. Поэтому, несмотря на наличие встроенных локальных систем автоматической стабилизации (САС), большинство технологических режимных параметров и контролируемых “на проход” параметров кабельного изделия имеют непостоянные по длине кабеля значения и являются случайными функциями координаты длины кабеля x . Линии с переменными по длине параметрами принято называть нерегулярными. Как правило, нерегулярность параметров кабеля по длине невелика и составляет единицы, а чаще десятки и сотые доли процента от номинальных значений. Следовательно, кабели являются слабонерегулярными линиями. Тем не менее, слабое непостоянство размеров и свойств кабеля по длине решительным образом влияет на характер распространения электромагнитных волн и параметры кабеля, среди которых необходимо выделить обобщенный параметр, количественно характеризующий уровень нерегулярности кабеля и, соответственно, его качество.

Количество организуемых по кабелю каналов связи и длина усилительного участка (или тракта) определяются первичными и вторичными параметрами передачи. В связи с тем, что передача сигнала в кабелях связи осуществляется по многим двухпроводным цепям, расположенным в непосредственной близости друг от друга, наблюдается взаимное влияние между цепями, приводящее к появлению переходных шумов и разговоров, которые характеризуются с помощью первичных и вторичных параметров влияния [1, 3].

Как следует из общего решения уравнений распространения электромагнитных волн, в линиях передачи существуют падающие и отраженные волны [1]. Важнейшим параметром, характеризующим качество линии, является отношение амплитуды отраженной волны к амплитуде падающей волны Γ_{Bx} в любом заданном сечении линии. Это отношение принято называть коэффициентом отражения [1, 2]. Обоснованность его выбора в качестве обобщенного параметра обуславливается тем, что остальные параметры передачи и влияния как коаксиальных, так и симметричных кабелей, определяются также решением обобщенных телеграфных уравнений и их величины коррелированы, так как отражают степень нерегулярности кабеля [1–3]. Так, коэффициент затухания выражается через коэффициент стоячей волны, определяемый величиной Γ_{Bx} , и показано, что при нерегулярности периодического характера вызванное ею приращение собственного затухания кабеля $\Delta\alpha l$ прямо пропорционально квадрату модуля входного коэффициента отражения [4].

Следует отметить, что в технических условиях на кабель оговаривается неравномерность волнового сопротивления, выраженная величиной коэффициента стоячей волны напряжения КСВн, более удобной при измерениях. Величина КСВн определяется величиной модуля входного коэффициента отражения Γ :

$$\text{КСВн} = \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma}. \quad (1)$$

Причем в технических условиях оговаривается как максимально допустимое, так и среднее КСВн в заданной полосе частот.

Достижение минимального уровня нерегулярности кабеля возможно только при оптимальном управлении его параметрами, формируемыми в ходе технологического процесса. При изготовлении низкочастотных кабелей (до 10 кГц) хороший результат дает оптимизация по типовым критериям оптимизации – максимуму быстродействия или минимуму дисперсии ошибки. Лучшие результаты дает использование регуляторов, робастных к скорости технологического процесса и межконтурных терминальных регуляторов [5].

Однако в высокочастотных кабелях проявляется эффект интерференции гармоник передаваемого по кабелю высокочастотного сигнала с соответствующими гармониками остаточной нерегулярности кабеля, обусловленной динамическими ошибками комплекса систем автоматической стабилизации, которым оснащено технологическое оборудование [4].

Проведенные исследования показали, что использование робастных регуляторов в САС первичных параметров передачи коаксиального кабеля, благодаря интерференции гармоник сигнала с остаточной нерегулярностью, приведет к получению кабеля с существенно худшей характеристикой $\Gamma_{Bx}(f)$, чем без автоматической стабилизации, то есть в режиме ручного управления [6].

Поэтому оптимизация всего комплекса локальных САС должна основываться на использовании математической модели, отражающей взаимосвязь обобщенного параметра, характеризующего качество нерегулярного кабеля, с управляемыми параметрами кабеля и технологическими режимными параметрами, являющимися воздействиями объекта управления. Стохастический характер управляемой системы требует вероятностного подхода к построению данной математической модели.

Для слабонерегулярной кабельной линии телеграфные уравнения, описывающие распространение волн вдоль линии, могут быть сведены к уравнению Риккати относительно входного коэффициента отражения в произвольном сечении кабеля с координатой x . Решение этого уравнения имеет вид [2]:

$$\Gamma_{Bx} = \frac{1}{2z_0} \int_0^l z'(x) e^{-2gx} dx, \quad (2)$$

где z_0 – среднее значение волнового сопротивления линии; $z(x)$ – закон изменения волнового сопротивления z по длине линии x ; $z'(x)$ – производная $z(x)$ по длине x ; l – длина линии; γ – коэффициент распространения;

$$g = a + ib, \quad (3)$$

где a – коэффициент затухания, b – коэффициент фазы;

$$b = w\sqrt{LC}, \quad (4)$$

где w – частота, L – индуктивность линии на единицу длины, C – емкость линии на единицу длины;

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r}{\ln \frac{D}{d}} = \frac{10^{-6}}{18} \frac{\epsilon_r}{\ln \frac{D}{d}} \text{ (Ф/м)}, \quad (5)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, ϵ_r – относительная диэлектрическая проницаемость среды между внутренним и внешним проводниками кабеля, D – внутренний диаметр внешнего проводника, d – диаметр внутреннего проводника;

$$L = \frac{\mu_g}{2\pi} \ln \frac{D}{d} = 2 \cdot 10^{-7} \ln \frac{D}{d} \text{ (Гн/м)}, \quad (6)$$

где μ_g – магнитная проницаемость материала проводников.

Емкость и индуктивность линии определяют ее волновое сопротивление на высоких частотах [2]:

$$z = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \frac{D}{d}. \quad (7)$$

Выразив относительную диэлектрическую проницаемость среды между двумя проводниками кабеля ϵ_r через параметры изолированного внутреннего проводника, можно получить выражение, отражающее зависимость волнового сопротивления кабеля от его параметров, формируемых в ходе технологического процесса [6]:

$$z = \frac{1}{2p} \sqrt{\frac{m_0}{e_0}} \sqrt{\ln \frac{D}{d} \left(\ln \frac{D}{d} + \frac{1}{e_u} \ln \frac{D_u}{d} \right)}, \quad (8)$$

где D_u – диаметр изоляции внутреннего проводника, e_u – относительная диэлектрическая проницаемость изоляции.

Наряду с выражениями (7) и (8), волновое сопротивление может вычисляться по результатам измерения емкости и коэффициента укорочения волны x в соответствии с рекомендацией Международной электротехнической комиссии:

$$z = \frac{3333}{C} x, \quad (9)$$

где $x = \frac{c}{v} = c\sqrt{LC} = \sqrt{e_r}$, c – скорость света в вакууме, v – фазовая скорость (скорость распространения электромагнитной волны в кабеле).

Для симметричного радиочастотного кабеля, содержащего два изолированных проводника в общем экране, волновое сопротивление определяется межосевым расстоянием двух проводников a_1 , зависящим от диаметров их изоляции, диаметром экрана D_e и эквивалентной диэлектрической проницаемостью среды e [7]:

$$z = \frac{120}{\sqrt{e}} \ln \left(\frac{2a_1}{d} \cdot \frac{D_e^2 - a_1^2}{D_e^2 + a_1^2} \right). \quad (10)$$

Выражения (7)–(10) позволяют выразить нерегулярность волнового сопротивления коаксиального кабеля через вариации его параметров Π_i , формируемых в процессе изготовления:

$$\Delta z(x) = z_0 + \sum_{i=1}^n \Delta z_i(x) = z_0 + \sum_{i=1}^n \overset{\circ}{z}_i(x), \quad (11)$$

где

$$\overset{\circ}{z}_i(x) = \Delta z_i(x) = \left. \frac{\partial z}{\partial \Pi_i} \right|_0 \Delta \Pi_i(x) = K_i \cdot \Delta \Pi_i(x), \quad (12)$$

K_i – чувствительность волнового сопротивления к малым вариациям i -того параметра кабеля.

Детерминированная модель. Обозначим величину коэффициента отражения на произвольной фиксированной частоте f через Γ_{Bxf} и перепишем выражение (2) в следующем виде:

$$\Gamma_{Bxf} = \frac{1}{2z_0} \int_{-\infty}^{\infty} z'(x) H(x) e^{-j2bx} dx, \quad (13)$$

где

$$H(x) = [1(x) - 1(x-l)] e^{-2ax}. \quad (14)$$

Величина $2b$, входящая в выражение (13), определяет угловую пространственную частоту гармоники функции $z(x)$, взаимодействующей с гармоническим сигналом частоты f :

$$2b = 2 \frac{2pf}{v} = 2p \frac{2f}{v} = 2p \frac{1}{L} = 2pg, \quad (15)$$

где v – фазовая скорость; L – длина волны взаимодействующей гармоники; g – пространственная частота взаимодействующей гармоники.

Как следует из (13), при $a \rightarrow 0$ и $l \rightarrow \infty$ величина коэффициента отражения на частоте f полностью определяется амплитудой взаимодействующей гармоники с частотой

$$g = \frac{2f}{v}. \quad (16)$$

С учетом (15) выражение (13) можно представить в виде

$$\Gamma_{Bxf}(g) = \frac{1}{2z_0} \int_{-\infty}^{\infty} z'(x) H(x) e^{-j2pgx} dx = \frac{1}{2z_0} F\{z'(x) H(x)\} = \frac{1}{2z_0} z'(g) * H(g), \quad (17)$$

т.е. величина входного коэффициента отражения определяется преобразованием Фурье от произведения функции $z'(x)$ и $H(x)$ или же сверткой их спектров Фурье:

$$z'(g) = F\{z'(x)\},$$

$$H(g) = F\{H(x)\} = \int_{-\infty}^{\infty} H(x) e^{-j2pgx} dx = \frac{1}{2a + j2pg} (1 - e^{-(2a + j2pg)l}). \quad (18)$$

Квадрат модуля функции $H(g)$ имеет вид:

$$|H(g)|^2 = \frac{1 - 2e^{-2al} \cos 2pgl + e^{-4al}}{4p^2 g^2 + 4a^2}. \quad (19)$$

Функция $|H(g)|^2$ при $g=0$ достигает максимума, равного

$$A = \left(\frac{1 - e^{-2al}}{2a} \right)^2. \quad (20)$$

При $al \ll 1$ максимальное значение A равно l^2 . При удалении точки g от точки $g=0$ функция $|H(g)|^2$ быстро убывает. Площадь под кривой $|H(g)|^2$:

$$B = \int_{-\infty}^{\infty} |H(g)|^2 dg = \frac{1 - e^{-4al}}{4a}. \quad (21)$$

При малых значениях a площадь

$$B \approx l. \quad (22)$$

Эффективная ширина функции $|H(g)|^2$:

$$\Delta g_y = \frac{B}{A} = \frac{(1 - e^{-4al})4a^2}{4a(1 - e^{-2al})^2} = \frac{a \cdot (1 - e^{-4al})}{(1 - e^{-2al})^2}. \quad (23)$$

При $al \gg 1$ имеем

$$\Delta g_y \approx a, \quad (24)$$

а при $al \ll 1$ –

$$\Delta g_y \approx \frac{1}{l}. \quad (25)$$

Зависимости (24) и (25) показывают, что функция $|H(g)|^2$ имеет характер узкого пика, и поэтому свертку (17) можно рассматривать как процедуру сглаживания широкополосного спектра $z'(x)$ узкой весовой функцией $H(g)$ (аналогично сглаживанию периодограммы функцией спектрального окна при оценивании спектральной плотности случайного процесса). Соответственно выражения (23), (24) и (25) определяют ширину отрезка частот, которому принадлежат гармонические составляющие функции $z(x)$, обуславливающие величину входного коэффициента отражения на частоте $f = \frac{gv}{2}$, где g – координата середины указанного отрезка. Эти же

выражения с учетом (16) определяют и характерную ширину пиков частотной рефлектограммы. Зависимость (24) совпадает с зависимостью, полученной в [8] для бесконечно длинной линии, а зависимость (25) с учетом (16) с зависимостью, полученной в [9] для линии без затухания. Зависимость (23) справедлива для линии с любым соотношением длины и коэффициента затухания.

На рис. 1 изображена зависимость эффективной полосы частот от суммарного затухания линии. Из него видно, что границей области применения формул (24) и (25) является величина затухания 1 Нп. Для использования графика при конкретных значениях длины линии l необходимо градуировать ось ординат в соответствии с числовым значением указанной точки $\frac{1}{l}$. Ши-

рина эффективной полосы частот в герцах может быть получена с использованием зависимости (16). Если не исследуются фазовые характеристики линии, то ее нерегулярность полностью описывается частотной характеристикой модуля входного коэффициента отражения:

$$\Gamma = |\Gamma_{Bx}|. \quad (26)$$

При малом коэффициенте затухания и большой длине линии величина модуля входного коэффициента отражения на частоте f согласно (13) может быть представлена в виде

$$\Gamma_f \approx \frac{1}{2z_0} \sqrt{\frac{l}{2}} \sqrt{\dot{I}_{z'}(g)}, \quad (27)$$

где $\dot{I}_{z'}(g)$ – значение периодограммы функции $z'(x)$ на частоте g ,

$$P_{z'}(g) = \frac{2}{l} \left| \int_0^l z'(x) e^{-j2pgx} dx \right|^2. \quad (28)$$

Или, учитывая, что

$$P_{z'}(g) = 4p^2 g^2 P_z(g), \quad (29)$$

получим

$$\Gamma_f = \frac{p\sqrt{l}}{z_0\sqrt{2}} g \sqrt{P_z(g)}. \quad (30)$$

Из (30) видно, что характер частотной рефлектограммы определяется характером периодограммы функции $z(x)$.

Полученные результаты основываются на теории малых отражений, которая применима и для сверхпроводящих линий передачи.

В связи с тем, что по длине линии ее волновое сопротивление флуктуирует около некоторого среднего значения z_0 , представим функцию $z(x)$ в виде

$$z(x) = z_0 + \overset{\circ}{z}(x) \quad (31)$$

и определим взаимосвязь периодограммы функции $\overset{\circ}{z}(x)$ с функцией $\Gamma(f)$ при произвольной длине и коэффициенте затухания линии.

Периодограмма $P_z(g)$ характеризует распре-

деление “мощности” функции $\overset{\circ}{z}(x)$ по различным пространственным частотам. Если рассматривается малый отрезок Δg с центром в точке g , то, согласно теореме Парсеваля, площадь под периодограммой на отрезке

$$\left[g - \frac{\Delta g}{2}; g + \frac{\Delta g}{2} \right] \quad (32)$$

равна

$$P_g = \int_{g-\frac{\Delta g}{2}}^{g+\frac{\Delta g}{2}} P_z(g) dg = \frac{1}{l} \int_0^l \overset{\circ}{z}_g^2(x) dx, \quad (33)$$

где $\overset{\circ}{z}_g(x)$ – составляющая функции $z(x)$ с частотами, принадлежащими отрезку (32). Если $\overset{\circ}{z}(x)$ – функция гармоническая, т.е.

$$\overset{\circ}{z}_g(x) = \Delta z \sin 2pgx, \quad (34)$$

и если $l \gg \frac{1}{g}$, то амплитуду Δz можно оценить:

$$\Delta z = \sqrt{2P_g}, \quad (35)$$

где P_g определяется как площадь соответствующего пика периодограммы. Оценивание амплитуды периодической нерегулярности по площади пика периодограммы предпочтительнее, чем по его амплитуде, так как амплитуда меняется при изменении разрешающей способности периодограммного анализа. Таким образом, возможно использование модели функции $z(x)$ в виде суммы гармонических составляющих, каждая из которых обуславливает соответствующий пик периодограммы. Более удобной представляется модель, которая может быть получена следующим образом. Периодограмма рассматривается как совокупность “фоновой” составляющей и

Р и с. 1. Зависимость эффективной полосы частот от суммарного затухания линии

пиков, существенно превышающих “фоновый” уровень. Последние интерпретируются как гармонические нерегулярности с амплитудами, вычисляемыми по выражению (35). “Фоновые” составляющие предварительно сглаживаются путем скользящего усреднения, в результате чего получается медленно меняющаяся (плавная) функция $\Pi_g(g)$.

Если на отрезке (35) величина $\Pi_g(g)$ меняется незначительно, то

$$\Pi_g \approx \Pi_g(g) \Delta g. \quad (36)$$

С учетом того обстоятельства, что свойства линии на частоте f обуславливаются составляющими функции $\overset{\circ}{z}(x)$ с частотами, принадлежащими отрезку шириной Δg , с центром в точке (16), при исследовании характеристик линии должна приниматься во внимание величина

$$\Pi_g = \Pi_g(g) \frac{a(1-e^{-4al})}{(1-e^{-2al})^2}, \quad (37)$$

где a берется на частоте f .

Влияние на характеристики линии составляющей $\overset{\circ}{z}_g(x)$, определяемой зависимостью (33) с учетом (37), эквивалентно влиянию $z(x)$, определяемой зависимостью (34), если их мощности равны. Поэтому, подставляя (37) в (35), получим выражение, позволяющее рассчитать амплитуду гармонической нерегулярности, эквивалентной исследуемой нерегулярности с плавным спектром на частоте g :

$$\Delta z = \sqrt{\frac{2a(1-e^{-4al})}{(1-e^{-2al})^2} \Pi_g(g)}. \quad (38)$$

Таким образом, при исследовании образца кабеля с произвольной $z(x)$ могут быть использованы известные простые зависимости [5] для случая гармонической нерегулярности, амплитуда которой определяется либо по формуле (38) для случая плавного изменения периодограммы в окрестности рассматриваемой частоты g , либо по формуле (35) для случая узкого пика периодограммы (шириной порядка Δg). Так, при плавном изменении периодограммы модуль входного коэффициента отражения

$$\Gamma_f = \frac{p g}{4 z_0} \sqrt{\frac{2(1-e^{-4al})}{a}} \sqrt{\Pi_g(g)}. \quad (39)$$

Для сверхпроводящего кабеля с малым суммарным затуханием выражение (39) сводится к виду (30). Это обстоятельство позволяет сделать вывод, что при исследовании сверхпроводящих кабелей с $al \ll 1$ можно пользоваться простой зависимостью (30) для нерегулярностей любого вида, не выделяя из них периодические. Кривая $\Gamma_f(g)$ подобна кривой $g \sqrt{\Pi_g(g)}$.

При большом суммарном затухании кабеля периодограмма функции $z(x)$, определяемая на всей длине l , получается с большей разрешающей способностью $\left(\frac{1}{l}\right)$, чем ее обеспечивает частотный рефлектометр ($\Delta f \sim \Delta g$). Поэтому при исследовании такого кабеля методом периодограмм анализа характеристика $\Pi_g(g)$ должна рассчитываться по функции $\overset{\circ}{z}(x)$, оцененной на участке кабеля от места подключения рефлектометра до точки с координатой l_u , где

$$l_u = \frac{1}{\Delta g}. \quad (40)$$

Полученная периодограмма также будет подобна частотной рефлектограмме. При необходимости более точного оценивания частотных характеристик кабеля должна использоваться исходная зависимость (2).

Стохастическая модель. Детерминированная модель позволяет использовать результаты периодограмм анализа волнового сопротивления и конструктивных параметров кабеля для исследования нерегулярности конкретного образца кабеля. Для определения более точных закономерностей, устанавливающих взаимосвязь вероятностных характеристик нерегулярности, необходимо рассматривать функции $z(x)$ и $\Gamma(f)$ как случайные функции, импульсную и час-

тотную рефлектограммы конкретного образца кабеля – как реализации этих случайных функций. Детерминированные периодические составляющие функции $z(x)$ могут быть выявлены по незатухающим колебаниям корреляционной функции волнового сопротивления или по пику в оценке спектральной плотности, полученной усреднением ансамбля периодограмм волнового сопротивления, и вычленены. В кабелях высокой регулярности периодические нерегулярности удастся устранить технологическими мерами, и достижимый уровень качества кабеля определяется уровнем его случайных нерегулярностей.

Закон распределения случайной величины Γ является исчерпывающей вероятностной характеристикой при рассмотрении свойств нерегулярной линии на фиксированной частоте. При исследовании линии в полосе частот необходимо знать не только закон распределения Γ на каждой частоте, но и многомерные законы распределения и моментные характеристики, так как $\Gamma(f)$ является нестационарной случайной функцией. Однако, учитывая “решетчатый” характер функции $\Gamma(f)$, можно перейти к рассмотрению множества ее независимых отсчетов, разделенных интервалами Δf_s :

$$\Delta f_s = \frac{\Delta g_s v}{2} \quad (41)$$

Частотные зависимости закона распределения Γ и интервала Δf_s , зависящего от длины линии и ее затухания, достаточно полно характеризует вероятностные свойства нерегулярной линии.

Анализ функции $\Gamma(f)$ можно упростить, рассматривая ее характеристики на фиксированной частоте, где ее можно считать случайной величиной, либо в узкой полосе частот, где ее можно считать стационарной случайной функцией.

При изучении свойств кабеля на фиксированной частоте f величина модуля входного коэффициента отражения Γ_f может рассматриваться как случайная величина, вероятностные характеристики могут быть оценены по выборке, полученной путем измерения Γ_f на достаточно большом количестве образцов кабелей, изготовленных по одной технологии. С другой стороны, отсчеты функции $\Gamma(f)$, разделенные интервалом Δf_s , можно считать двумя некоррелированными случайными величинами, имеющими одинаковые законы распределения ввиду малости интервала (41). Поэтому вероятностные характеристики Γ_f могут быть оценены и по выборке, полученной путем измерения Γ_f на одном отрезке кабеля в узкой полосе частот с центром в точке f [9]. Таким образом, измерения, проведенные на одном образце кабеля, позволяют сделать выводы о вероятностных характеристиках генеральной совокупности образцов кабелей, изготовленных на одном технологическом оборудовании.

Вероятностные характеристики $\Gamma(f)$ полезны, так как, с одной стороны, они описывают достигнутый уровень технологии, с другой стороны, позволяют оценить вероятностные характеристики искажений сигнала, передаваемого по нерегулярной линии [8].

Определим вероятностные характеристики входного коэффициента отражения для бесконечно длинной линии ($l = \infty$), каковой может считаться и линия конечной длины с суммарным затуханием $al > 1$ Нп (см. рис. 1). Более того, уже при суммарном затухании порядка 5дБ величина измеряемого входного коэффициента отражения кабеля конечной длины отличается не более чем на 10% от соответствующей длины бесконечно длинной линии [4]. Будем рассматривать наиболее важный случай стационарной эргодической функции $z(x)$ с нормальным законом распределения [4, 8].

Возьмем произвольную точку с координатой x и определим, чему равен входной коэффициент отражения в данной точке. Под входным коэффициентом отражения в точке x мы понимаем сумму всех отражений от нерегулярностей правее данной точки. Он определяется выражением

$$\Gamma_{Bx}(x) = \frac{1}{2z_0} \int_0^{\infty} z'(x+v) e^{-2gv} dv, \quad (42)$$

где v – вспомогательная переменная.

Ввиду того, что g – величина комплексная, для фиксированной частоты f функция $\Gamma_{Bx}(x)$ получается в результате линейного преобразования $z(x)$, представляет собой комплексную стационарную случайную функцию действительного аргумента x и распределяется по круго-

вому нормальному закону с нулевым средним. Поэтому стационарная случайная функция $\Gamma_{Bx}(x)$ полностью характеризуется своей корреляционной функцией:

$$K_{\hat{A}}(t) = M[\Gamma_{Bx}(x+t)\Gamma_{Bx}^*(x)] = \frac{1}{4z_0^2} \int_0^\infty \int_0^\infty e^{-2(a+jb)v} e^{-2(a-jb)v'} K_{z'}(t+v-v') dv dv'$$

Двухсторонняя спектральная плотность функции $\Gamma_{Bx}(x)$ имеет вид

$$S_{\Gamma}^{\mathcal{D}}(g) = \int_{-\infty}^{\infty} K_{\Gamma}(t) e^{-j2pgt} dt = \frac{1}{4z_0^2} |G(-g)|^2 S_{z'}^{\mathcal{D}}(g), \quad (43)$$

где

$$G(-g) = \int_0^\infty e^{-2(a+jb)x} e^{j2pgx} dx, \quad (44)$$

$$|G(-g)|^2 = \frac{1}{4a^2 + (2b - 2pg)^2}, \quad (45)$$

$K_{z'}(t)$, $S_{z'}^{\mathcal{D}}(g)$ – корреляционная функция и двухсторонняя спектральная плотность случайной функции $z'(x)$. Функция $G(g)$ определяется как преобразование Фурье от функции e^{-2gx} .

Необходимо отметить, что для получения вероятностных характеристик Γ_{Bx} на определенной частоте f необходимо в полученные выражения подставить соответствующие этой частоте значения a и b :

$$b = \frac{2pf}{v}. \quad (46)$$

Сравнивая выражения (44) и (18), видим, что функция $|G(-g)|^2$ может рассматриваться как функция $|H(g)|^2$, полученная при $l = \infty$, смещенная по оси g на $2f/v$ и имеющая характер узкого пика с эффективной шириной

$$\Delta g_s = \frac{1}{|G(-g)|_{\max}^2} \int_{-\infty}^{\infty} |G(-g)|^2 dg = a \quad (47)$$

и площадью, равной $(4a)^{-1}$.

Величина a мала по сравнению с возможной шириной спектральной плотности волнового сопротивления, поэтому можно считать, что в пределах полосы частот Δg_y с центром в точке

$$g_0 = \frac{2f}{v} \text{ выполняется условие}$$

$$S_{z'}^{\mathcal{D}}(g) \approx S_{z'}^{\mathcal{D}}(g_0). \quad (48)$$

Дисперсию функции $\Gamma_{Bx}(x)$ можно определить, интегрируя $S_{\Gamma}^{\mathcal{A}}(g)$:

$$\begin{aligned} S_{\Gamma_{Bx}}^2 &= \int_{-\infty}^{\infty} S_{\Gamma}^{\mathcal{D}}(g) dg = \frac{1}{4z_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} |G(-g)|^2 S_{z'}^{\mathcal{D}}(g) dg \approx \frac{S_{z'}^{\mathcal{D}}(g_0)}{4z_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} |G(-g)|^2 dg = \\ &= \frac{1}{16z_0^2 a} S_{z'}^{\mathcal{D}}(g_0) = \frac{p^2 g_0^2}{4z_0^2 a} S_{z'}^{\mathcal{D}}(g_0). \end{aligned} \quad (49)$$

Формула (49) отражает зависимость дисперсии комплексного входного коэффициента отражения линии от частоты передаваемого сигнала $f = \frac{g_0 v}{2}$ и позволяет решить задачу определения диапазона частот, в котором функция $\Gamma_{Bx}(f)$ может считаться стационарной. Таким диапазоном можно считать интервал частот, в пределах которого функция $S_{z'}^{\mathcal{D}}(g)$ меняется незначительно. Критерием незначимости изменения функции $S_{z'}^{\mathcal{D}}(g)$ может служить статистическая незначимость соответствующего приращения дисперсии $S_{\Gamma_{Bx}}^2$.

Дисперсия $s^2_{\Gamma_{Bx}}$ случайной величины Γ_{Bx} , распределенной по круговому нормальному закону, равна удвоенному значению квадрата радиального среднеквадратического отклонения исходного нормального двумерного распределения. При этом модуль Γ_{Bx} распределяется по закону Рэлея [9, 10]:

$$F(\Gamma) = P[\Gamma_p < \Gamma] = p_\Gamma = 1 - \exp\left(-\frac{\Gamma^2}{s^2_{\Gamma_{Bx}}}\right). \quad (50)$$

Дисперсия модуля входного коэффициента отражения задается выражением

$$s^2_\Gamma = \frac{4-p}{4} s^2_{\Gamma_{Bv}} = \frac{(4-p)p^2 g_0^2}{16z_0^2 a} S_z^A(g_0). \quad (51)$$

Отсюда

$$F[\Gamma] = 1 - \exp\left(-\frac{4-p}{4} \frac{\Gamma^2}{s^2_\Gamma}\right). \quad (52)$$

Плотность распределения имеет вид

$$f[\Gamma] = \frac{4-p}{2} \frac{\Gamma}{s^2_\Gamma} \exp\left(-\frac{4-p}{4} \frac{\Gamma^2}{s^2_\Gamma}\right). \quad (53)$$

Математическое ожидание модуля входного коэффициента отражения:

$$m_\Gamma = \sqrt{\frac{p}{4-p}} s_\Gamma. \quad (54)$$

Величина модуля входного коэффициента отражения, которая не будет превышена с вероятностью p_Γ :

$$\Gamma_p = \sqrt{\frac{4}{4-p} \ln \frac{1}{1-p_\Gamma}} s_\Gamma. \quad (55)$$

Гипотеза о рэлеевском характере закона распределения модуля входного коэффициента отражения была экспериментально проверена и подтверждена при исследовании радиочастотных кабелей [4, 10]. Для проверки этой гипотезы для сверхпроводящих радиочастотных кабелей исследовался опытный образец № 10 кабеля длиной 166 м на частотах до 1 ГГц. В диапазоне частот 450–550 МГц оценка дисперсии оказалась равной $0,39 \cdot 10^{-2}$ [11].

На рис. 2 приведена гистограмма частотной рефлектограммы кабеля в диапазоне частот 450–550 МГц и теоретическая кривая, построенная по формуле (53) при $s^2_\Gamma = 0,39 \cdot 10^{-2}$. Экспериментальные данные не противоречат гипотезе о рэлеевском характере распределения модуля входного коэффициента отражения сверхпроводящего радиочастотного кабеля.

Таким образом, согласно (49), вероятностные характеристики функции $\Gamma(f)$ будут полностью определены, если станет известной спектральная плотность волнового сопротивления.

Определим зависимость, аналогичную (49), для линии произвольной длины с произвольной величиной коэффициента затухания. Для этого снова воспользуемся тем обстоятельством, что на характеристики линии на частоте f влияет часть спектра функции $z(x)$ на отрезке частот с центральной частотой (16) и шириной (23). Тогда из всей дисперсии волнового сопротивления на характеристики линии на частоте f влияет лишь ее часть s^2_g , определяемая как площадь под кривой односторонней спектральной плотности $S_z(g)$ над указанным отрезком частот. Ввиду малости длины этого отрезка частот можно записать:

Р и с. 2. Гистограмма модуля входного коэффициента отражения

$$S_g^2 \approx \Delta g_z S_z(g) = \frac{a(1-e^{-4al})}{(1-e^{-2al})^2} S_z(g).$$

Здесь S_g^2 есть дисперсия случайной, но узкополосной (квазигармонической) функции $\overset{\circ}{z}_g(x)$ с центральной частотой g . Для математического описания этой функции модель (34) непригодна. Узкополосная случайная функция $\overset{\circ}{z}_g(x)$ может быть представлена в виде

$$\overset{\circ}{z}_g(x) = \Delta z(x) \cos[2pgx + \Theta(x)], \quad (56)$$

где $\Delta z(x)$ и $\Theta(x)$ медленно меняющиеся (по сравнению с g) случайные функции.

Амплитуда $\Delta z(x)$ распределяется по закону Рэлея [12], поэтому дисперсия амплитуды $S_{\Delta z}^2$ связана с дисперсией функции $\overset{\circ}{z}_g(x)$ следующим образом:

$$S_{\Delta z}^2 = 2 \frac{4-p}{4} S_g^2 = \frac{a(4-p)(1-e^{-4al})}{2(1-e^{-2al})^2} S_z(g). \quad (57)$$

Учитывая, что влияние квазигармонической нерегулярности на характеристики линии эквивалентно влиянию гармонической нерегулярности той же мощности, можно воспользоваться известной зависимостью, связывающей модуль входного коэффициента отражения линии с амплитудой гармонической нерегулярности [4]:

$$\Gamma = \frac{pg}{4z_0 a} (1-e^{-2al}) \Delta z. \quad (58)$$

Если амплитуда Δz случайна, то величина Γ является случайной величиной с дисперсией S_Γ^2 :

$$S_\Gamma^2 = \frac{p^2 g^2}{16z_0^2 a^2} (1-e^{-2al})^2 S_{\Delta z}^2. \quad (59)$$

Подставляя (57) в (59), получим

$$S_\Gamma^2 = \frac{p^2(4-p)}{32z_0^2} \frac{1-e^{-4al}}{a} g^2 S_z(g). \quad (60)$$

Дисперсию S_Γ^2 можно выразить и через одностороннюю спектральную плотность функции $\overset{\circ}{z}'(x)$:

$$S_\Gamma^2 = \frac{4-p}{128z_0^2} \frac{1-e^{-4al}}{a} S_{z'}(g). \quad (61)$$

Из формул (49) и (51) следует, что для бесконечно длинной линии дисперсия модуля входного коэффициента отражения связана с односторонней спектральной плотностью волнового сопротивления следующим образом:

$$S_{\Gamma_\infty} = \frac{p(4-p)}{32z_0^2 a} g^2 S_z(g). \quad (62)$$

Это же выражение получается из (60) при подстановке $l = \infty$, что подтверждает правильность сделанных выкладок

Из (60) и (62) видно, что для линии конечной длины

$$S_\Gamma^2 = (1-e^{-4al}) S_{\Gamma_\infty}^2.$$

Интересно также сравнить полученные результаты с известными результатами для линии с цепочкой сосредоточенных нерегулярностей, равномерно распределенных вдоль линии [4, 9, 10], согласно которым наиболее вероятное значение модуля входного коэффициента отражения Γ_m :

$$\Gamma_m^2 = \frac{2}{4-p} S_\Gamma^2 = \frac{mp_i^2}{2} = \frac{1-e^{-4al}}{4al}, \quad (63)$$

где m – число нерегулярностей в линии; $\overline{p_i^2}$ – дисперсия местных коэффициентов отражения.

Учитывая, что $\frac{m}{l} = g$, получим

$$s_{\Gamma}^2 = \frac{4-p}{2} \Gamma_m^2 = \frac{4-p}{32} \frac{1-e^{-4al}}{a} g \frac{\overline{p_i^2}}{2}. \quad (64)$$

Приравнявая (64) и (60), получим

$$\frac{p^2(4-p)}{32z_0^2} \frac{1-e^{-4al}}{a} g^2 S_z(g) = \frac{4-p}{32} \frac{1-e^{-4al}}{a} g \frac{\overline{p_i^2}}{2}. \quad (65)$$

Отсюда следует, что зависимость (63) является частным случаем зависимости (60) и справедлива при

$$S_z(g) = \frac{\overline{p_i^2} z_0^2}{2p^2} \frac{1}{g}, \quad (66)$$

т.е. в случае, когда спектральная плотность волнового сопротивления изменяется обратно пропорционально частоте g .

Таким образом, полученные зависимости (50) – (55), (60), (61) позволяют рассчитать все вероятностные характеристики входного коэффициента отражения линии по известной спектральной плотности волнового сопротивления.

Для экспериментальной проверки этих зависимостей была обработана импульсная рефлектограмма опытного образца № 10 и получена оценка спектральной плотности функции $z'(x)$, изображенная на рис. 3. Здесь же изображена кривая изменения математического ожидания модуля входного коэффициента отражения, оцененная по частотной рефлектограмме. Теоретическая зависимость между этими функциями имеет вид

$$m_{\Gamma} = \sqrt{\frac{p}{128z_0^2}} \sqrt{\frac{1-e^{-4al}}{a}} \sqrt{S_{z'}(g)}. \quad (67)$$

Для образца № 10 $al \ll 1$, поэтому из (67) находим

$$\frac{m_{\Gamma}}{\sqrt{S_{z'}(g)}} \approx \sqrt{\frac{pl}{32z_0^2}} = 0,08, \quad \text{м}^{0.5} \cdot \text{Ом}^{-1}. \quad (68)$$

Р и с. 3. Статистические характеристики кабеля:
1 – оценка спектральной плотности производной волнового сопротивления;
2 – оценка математического ожидания модуля входного коэффициента отражения

Оцененное по кривым рис. 3 отношение (68) оказалось равным 0,096. Учитывая малую точность частотного и импульсного рефлектометра, а также погрешности, вносимые нелинейностью шкал рефлектометров, можно считать совпадение теоретических и экспериментальных результатов удовлетворительным.

На рис. 4 показаны кривые спектральной плотности производной волнового сопротивления опытного образца № 10 и спектральной плотности производной диаметра изоляции того же ка-

беля. Кривые подобны, что подтверждает предположение о превалирующем влиянии диаметра изоляции на волновое сопротивление данного кабеля. Поэтому спектральная плотность волнового сопротивления кабеля может быть оценена по параметрам его элементов.

Р и с. 4. Статистические характеристики кабеля:
1 – оценка спектральной плотности производной волнового сопротивления;
2 – оценка спектральной плотности производной диаметра изоляции

Таким образом, полученные зависимости (50) – (55), (60), (61) позволяют рассчитать все вероятностные характеристики входного коэффициента отражения на фиксированной частоте f по известному значению спектральной плотности волнового сопротивления на соответствующей частоте g . Кроме того, рассчитав спектральную плотность волнового сопротивления и затем частотную зависимость Γ_p при вероятности $p_\Gamma = 0,90 - 0,95$, можно построить огибающую частотной рефлектограммы кабеля еще на этапе изготовления отдельных элементов кабеля.

Полученные зависимости позволяют, в частности, записать выражение, показывающее, что математическое ожидание модуля входного коэффициента отражения на произвольной частоте f определяется величиной спектральной плотности входного сопротивления на пространственной частоте $g = \frac{2f}{v}$. С учетом зависимости (1) на плоскости $S_z(g)$ можно построить семейство

“границ равных отражений”, т.е. границ, выход за которые спектральной плотности волнового сопротивления приводит к нарушению допуска на заданные значения КСВн. Поэтому области допустимого расположения кривых спектральных плотностей волнового сопротивления кабелей расположены внутри указанных границ (ниже их).

На рис. 5 показаны границы равных отражений, рассчитанные для магистрального кабеля для систем кабельного телевидения РК 75 – 17 – 13 – С ($z_0 = 75$ Ом; $z = 1,5$; $v = 2 \cdot 10^8$ м/с; $C = 67$ пФ/м; $a = 0,046$ дБ/км; $КСВ_{n\max} \leq 1,35$) и соответствующих неравномерности волнового сопротивления, выраженной величинами КСВн, равными 1,1; 1,2; 1,3; 1,4. Так как характеристики

Р и с. 5. Границы равных отражений

стиги кабеля нормируются в полосе частот $30 \div 270$ МГц, границы равных отражений с учетом (16) построены в диапазоне пространственных частот от $g_n = 0,3 \text{ м}^{-1}$ до $g_e = 2,7 \text{ м}^{-1}$.

Выбрав типовую модель случайной функции $z(x)$ и, выразив ее спектральную плотность через дисперсию S_z^2 и интервал корреляции t_k , на плоскости (S_z^2, t_k) также можно выделить области равных отражений.

С учетом связи волнового сопротивления с параметрами кабеля (12) спектральная плотность волнового

сопротивления может быть выражена через спектральные плотности параметров кабеля, формируемых в ходе управляемых технологических процессов:

$$S_z(g) = \sum_{i=1}^n K_i^2 S_{f_i}(g) + \sum_{i,j=1, i \neq j}^n K_i K_j L_{ij}(g), \quad (69)$$

где $L_{ij}(g)$ – синфазные компоненты взаимных спектральных плотностей i -го и j -го параметров кабеля.

Спектральные плотности параметров кабеля, рассматриваемые как функции его длины x , могут быть представлены и как спектральные плотности сигналов датчиков данных параметров, установленных на технологическом оборудовании, регистрируемых как функции времени:

$$S_{\Pi_i}(g) = 2p v_T S_{\Pi_i}(w), \quad (70)$$

где $w = \frac{4pv_T f}{v}$, v_T – скорость движения кабельного изделия в ходе технологического процесса.

На плоскостях спектральной плотности каждого параметра также можно показать границы равных отражений, которые, в соответствии с (69) характеризуют вклад параметров в волновое сопротивление.

Оценив по спектральной плотности волнового сопротивления вероятность неперевышения модулем входного коэффициента отражения заданного значения Γ по формуле (50), можно определить вероятность того, что из n кабелей заданное значение Γ не будет превышено не менее чем в m кабелях:

$$P_m = \sum_{i=m}^n P_{i,n}, \quad (71)$$

где $P_{i,n} = C_n^i p_{\Gamma}^i (1 - p_{\Gamma})^{n-i}$,

$$C_n^i = \frac{n!}{i!(n-i)!}.$$

И, наконец, рассматривая кабель в полосе частот Δf , где функцию $\Gamma_{Bx}(f)$ можно считать стационарной, и считая значения входного коэффициента отражения, разделенные интервалом частот (41), независимыми случайными величинами, можно определить вероятность неперевышения величиной Γ заданного значения в полосе частот Δf [9, 10]:

$$P_{\Gamma} = p_{\Gamma}^N, \quad (72)$$

где

$$N = \frac{2\Delta f}{\Delta g, v}. \quad (73)$$

Использование вероятности P_{Γ} в формулах (71) позволяет рассчитать вероятность того, что из n кабелей заданное значение Γ не будет превышено в заданной полосе частот Δf не менее чем в m кабелях.

Если же рассматривается более широкая полоса частот, где функцию $\Gamma_{Bx}(f)$ нельзя считать стационарной, вероятность P_{Γ} должна рассчитываться по формуле

$$P_{\Gamma} = \prod_{i=0}^N p_{\Gamma_i}, \quad (74)$$

где p_{Γ_i} – значение p_{Γ} , рассчитанное на частоте f_i :

$$f_i = f_0 + \sum_{k=0}^i \Delta f_{\alpha_k} \quad (75)$$

f_0 – нижняя частота рассматриваемой полосы частот; Δf_{α_k} – значение Δf_{α} , рассчитанное по формулам (41) и (23) при подстановке значения коэффициента затухания α , соответствующего f_k .

Если рассматриваемая полоса частот достаточно широка, частотно-зависимый коэффициент затухания заметно изменяется, и значения Δf_{α_k} получаются неодинаковыми: они увеличиваются с ростом частоты.

Для больших значений n формула (71) может быть упрощена. При рассмотрении множества образцов кабелей может быть определено математическое ожидание числа кабелей, в которых не будет превышено заданное значение Γ :

$$M[m] = nP_{\Gamma}. \quad (76)$$

При рассмотрении одного образца кабеля может быть определено математическое ожидание числа пиков частотной рефлектограммы, имеющих амплитуду больше заданного значения Γ :

$$M[k] = NP_{\Gamma}. \quad (77)$$

Полученная модель кабельной линии распространена и на случай математического описания усилительного участка, когда линия собирается из ряда строительных длин. Функция $z(x)$ линии в данном случае представляется в виде суммы функций $z_i(x)$, умноженных на функции временного окна [13]. Но так как интервал корреляции волнового сопротивления много меньше строительной длины кабеля, то модель усилительного участка сходится к исходной модели кабельной линии.

Передача импульсных и цифровых сигналов по линии связи делает необходимым получение аналогичных моделей, когда обобщенными параметрами являются параметры импульсной характеристики линии и ее затухание. На примере сверхпроводящего кабеля для цифровых систем передачи показано, что данные характеристики нерегулярного кабеля также выражаются через характеристики входного коэффициента отражения [14].

Известно, что коэффициент затухания регулярного радиочастотного кабеля определяется двумя слагаемыми. Первое слагаемое зависит от размеров и свойств проводников, а второе – от свойств проводников не зависит и определяется теми свойствами изоляционного материала кабеля, которыми практически невозможно управлять в процессе экструзии [4, 9, 10]. Показано так же, что за счет переотражений волн на случайных нерегулярностях возникает приращение затухания Δal , которое может быть выражено через $\Gamma_{\max}$ [14] и пропорционально дисперсии местных коэффициентов отражения $\overline{p_i^2}$ [4].

Учитывая зависимость дисперсии модуля входного коэффициента отражения от спектральной плотности волнового сопротивления (60), данное приращение затухания также выражается через величину спектральной плотности волнового сопротивления на соответствующей пространственной частоте g :

$$\Delta al = K \frac{1 - e^{-4al}}{a} f^2 S_z \left(\frac{2f}{v} \right). \quad (78)$$

Здесь K – частотно-зависимый коэффициент, определяемый конкретными особенностями кабелей [4, 14], вид которого желательно эмпирически уточнить для получения адекватной модели.

У симметричных кабелей главное ограничение на полосу частот кабеля накладывается характеристиками взаимного влияния, а не параметрами передачи [1]. Для симметричных кабелей с четверочной скруткой в качестве обобщенного параметра выбирается переходное затухание на ближнем конце A_0 , которое определяется частотной характеристикой электромагнитной связи между цепями на ближнем конце $N_{12}(f)$. Частотная характеристика $N_{12}(f)$ находится решением обобщенных телеграфных уравнений, которое имеет вид (2), где вместо функции $z'(x)$ фигурирует меняющаяся по длине кабеля электромагнитная связь $N_{12}(x)$ [1]. Учитывая, что вариации $N_{12}(x)$, благодаря малости вариаций параметров изолированных жил симметричного кабеля, могут быть выражены через их приращения $\Delta P_i(x)$ аналогично (12), все полученные при построении стохастической модели коаксиального кабеля результаты могут быть применены и для математического описания формирования симметричного кабеля [6].

Следует отметить, что спектральную плотность i -того параметра кабеля $S_{\pi_i}(w)$ можно рассматривать как спектральную плотность динамической ошибки системы автоматической стабилизации i -того параметра. Она определяется спектром возмущающего воздействия $S_{v_i}(w)$ и амплитудно-частотной характеристикой системы $A_i(w)$. Поэтому формирование обобщенных параметров нерегулярного кабеля связи в ходе технологического процесса ТП, под управлением $\bar{U}_i(t)$ комплекса систем автоматической стабилизации КСАС, описано построенной математической моделью ММ и может быть представлено схемой, показанной на рис. 6.

Р и с. 6. Схема формирования обобщенных параметров качества нерегулярных кабелей связи

Вектор обобщенных параметров качества нерегулярных кабелей связи может быть представлен в виде $\bar{Q} = (KCBH_{cp}; KCBH_{max}; \Delta al_{max}; N_{12max})$.

Данная модель позволяет организовать оптимальное управление технологическими процессами производства кабелей связи. Целью управления должна быть выбрана минимизация уровня нерегулярности кабеля путем оптимизации всего КСАС по критерию минимума выбранного главного обобщенного параметра при наложении ограничений на остальные.

Имитационное моделирование управляемого технологического процесса показало, что использование классического критерия максимального быстродействия приводит к существенно худшим частотным характеристикам нерегулярного кабеля, чем критерия, отражающего взаимосвязь обобщенных параметров с параметрами регуляторов [6].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Гроднев И.И., Шварцман В.О. Теория направляющих систем связи. М.: Связь, 1978. 296 с.
2. Гальперович Д.Я., Павлов А.А., Хренков Н.Н. Радиочастотные кабели. М.: Энергоатомиздат, 1990. 256 с.
3. Шварцман В.О. Взаимные влияния в кабелях связи. М.: Связь, 1966. 431 с.
4. Дорезюк Н.И., Попов М.Ф. Радиочастотные кабели высокой регулярности. М.: Связь, 1979. – 104 с.
5. Чостковский Б.К. Алгоритмизация терминального управления совмещенными технологическими процессами изготовления радиочастотных кабелей // Вестн. Самарск. гос. техн. ун – та, Сер.: Технические науки. Самара, 2002. Вып.14. С. 33 – 37.
6. Чостковский Б.К. Алгоритмизация и частотная оптимизация управления процессами производств кабелей связи // Вестн. Самарск. гос. техн. ун–та. Серия: Техн. науки, 1998. Вып. 5. С. 28 - 35
7. Ефимов И.Е., Останькович Г.А. Радиочастотные линии передачи. М.: Связь, 1977. – 408 с
8. Karbowiak A.E. Investigation ob signal distortion in cables caused by imperfections in cable manufacture // Proc. Inst. Elec. Eng. 1974. Vol. 121. № 6. P. 67-73.
9. Mullen J., Pritchard A. The statistical prediction ob voltage standing wave ratio // IRE Transaction on microwave theory and techniques. 1957. MTT 5. № 2. P. 127-130.
10. Перец Р.И. Статистические характеристики тракта СВЧ // Антенны. 1974. № 17. С. 104-118.
11. Гальперович Д.Я., Гречков В.И., Коржакова Т.В., Чостковский Б.К. Сверхпроводящие коаксиальные пары для кабелей связи. // Электросвязь. 1990. № 1. С. 38 – 41.
12. Свеишиков А.А. Прикладные методы теории случайных функций. М.: Наука. 1968. 464 с.
13. Чостковский Б.К., Тянь В.К. Идентификация частотных характеристик кусочно-синтезированного случайного сигнала. // Каталог алгоритмических модулей АСУТП I – II кв. 1984, инв. № 6087, СМОФАП.
14. Попов М.Ф., Чостковский Б.К., Юдашкин А.А. Характеристики нерегулярного сверхпроводящего кабеля для цифровых систем передачи. // Кабельная техника. 1995. Вып. 7 (245). С.11 – 14.

Поступила 23.12.2005 г.