

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ЩЕЛЕВОЙ ЛИНИИ

А. Г. Коваленко

Волновое сопротивление линии передачи определяет возможность ее согласования с сосредоточенными элементами и с другими линиями передачи. Известен метод расчета волнового сопротивления цилиндрической щелевой линии передачи (ЦЩЛ) [1, 2], основанный на результатах решения электродинамической задачи о распространении электромагнитных волн в ЦЩЛ [2]. Однако в [3] было обнаружено, что расчетное значение волнового сопротивления дает существенное расхождение с экспериментальными данными. На рис. 1 приведены расчетные зависимости волнового сопротивления $Z_{в}$ ЦЩЛ, определенные с использованием формул, приведенных в работе [2] (кривые 1—3), а также экспериментальные результаты — кривые 4—6. Там же показаны все размеры исследованной структуры. Параметры исследованных ЦЩЛ — $2a=8$ мм, $2\theta=\pi/4, \pi/6$ и $\pi/12$, $\epsilon=2,56$, $w=1$ мм. Экспериментальная установка и методика измерений были аналогичны описанным в [4], погрешность измерений не превышала 6%.

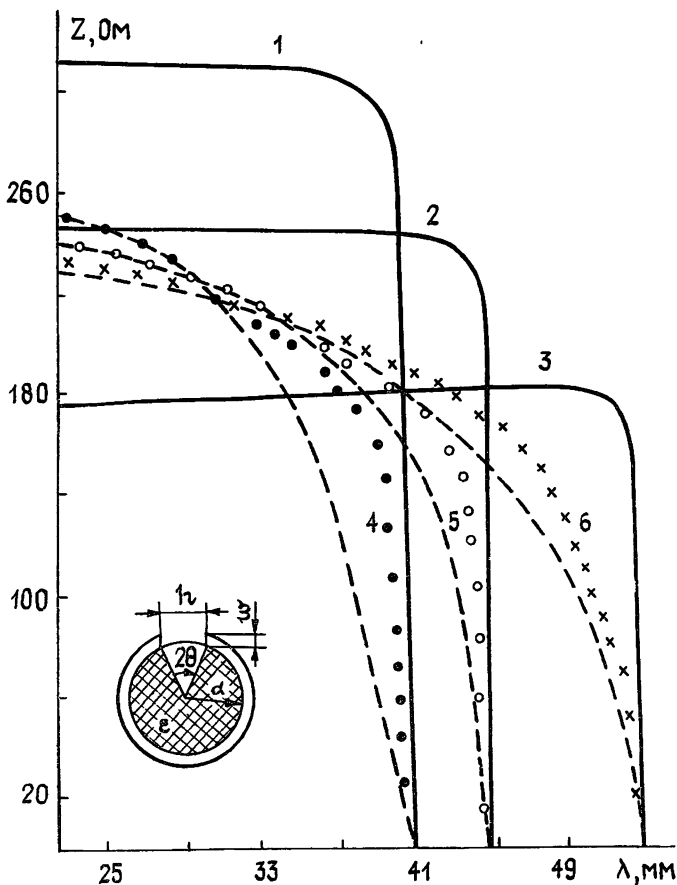


Рис. 1.

Как видно из рис. 1, расхождение экспериментальных и расчетных значений превышает 30%. Основная причина такого положения — ряд идеализированных представлений при расчете, прежде всего — представление о бесконечно тонком и идеально проводящем покрытии линии с асимптотически узкой щелью, не выполняющееся в реальных линиях. Учет отмеченных особенностей в рамках использованного решения весьма затруднен, поскольку приводит не просто к чрезмерному усложнению вычислений, а требует принципиально новой теоретической модели ЦЩЛ.

В то же время возможен расчет характеристик ЦЩЛ квазистатическим методом, обеспечивающим достаточную для практических нужд точность, учитывающим параметры реальных линий и не требующим громоздких вычислений. В отличие от известных методов [2], суть этого способа состоит в определении лишь погонной емкости.

Представление ЦЩЛ как квазистатической линии базируется на следующих ее особенностях: малые габариты, не превышающие $1/3$ длины волны, квазистатический характер структуры поля основной волны, пространственное разделение компонент поля, позволяющее выделить в ЦЩЛ области, играющие роль сосредоточенных реактивностей. Так, кромки щели образуют емкость, а криволинейное проводящее покрытие — индуктивность. Энергия основной волны ЦЩЛ H_{00} -типа сосредоточена в зазоре между кромками щели и имеет распределение поля, весьма близкое к структуре волны ТЕМ-типа двухпроводной линии. Это обстоятельство и служит физической предпосылкой расчета волнового сопротивления квазистатическим методом при этом, несмотря на отличие волны H_{00} -типа от ТЕМ-волны, совпадение между экспериментально полученными и определенными квазистатическим методом значениями Z_B хорошее.

В квазистатическом приближении волновое сопротивление линии передачи Z_B определяется через погонную емкость C как

$$Z_B = 120\pi/C. \quad (1)$$

Следовательно, задача вычисления волнового сопротивления сводится к определению погонной емкости ЦЩЛ методами статики с использованием известных формул [6]. Применительно к ЦЩЛ выражение для погонной емкости имеет вид

$$C = \frac{w}{h_s} + \frac{hs}{2\pi} \ln \frac{2a}{h} \quad (\text{пФ/м}). \quad (2)$$

Первое слагаемое в (2) отвечает емкости щели, а второе — краевой емкости, образующейся за счет распределения части электрического поля вне и внутри ЦЩЛ. Значение волнового сопротивления, полученное с использованием выражения (2), соответствует случаю чисто статического приближения и не учитывает дисперсии в линии.

Как оказалось, для ЦЩЛ экспериментально полученные частотные зависимости волнового сопротивления в случае узких щелей описываются соотношением

$$Z = Z_B \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}, \quad (3)$$

где $\lambda_{кр}$ — критическая длина волны, при которой замедление в ЦЩЛ равно единице.

На рис. 1 (штриховые линии) показаны расчетные зависимости волнового сопротивления ЦЩЛ, полученные с применением выражений (2), (3).

О правильности выбранного метода расчета свидетельствуют результаты исследования двух простейших неоднородностей на стыке ЦЩЛ — скачка ширины щели и вертикального сдвига — рис. 2, 3 (там же показаны эквивалентные схемы неоднородностей). В квазистатическом приближении скачок ширины щели эквивалентен скачкообразному изменению волнового сопротивления, а вертикальный сдвиг, приводящий к локальному увеличению толщины проводящего покрытия линии, — сосредоточенной емкости, включенной параллельно щели.

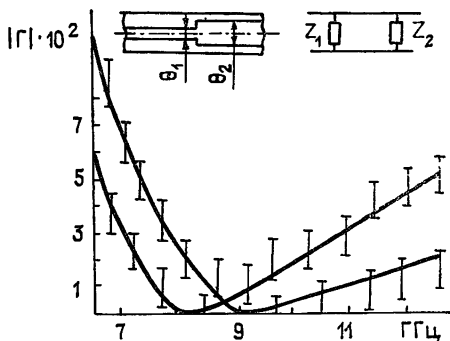


Рис. 2.

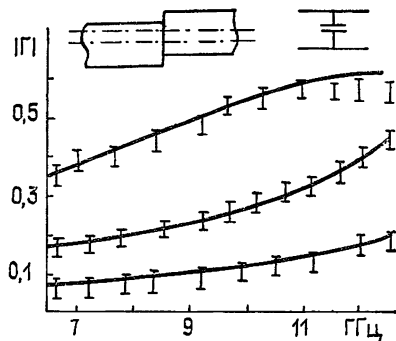


Рис. 3.

Для скачка ширины щели предварительно измерялся коэффициент отражения $|\Gamma|$ при подключении к основному тракту отрезков ЦЩЛ, ширина щели в которых была увеличена в 1,5 и 3 раза по отношению к ширине щели в основном сечении. Столь значительное изменение волнового сопротивления было предпринято с целью наиболее объективной проверки расчета. Полученные значения сопоставлялись с ожидаемым коэффициентом отражения, вычисленным на основании результатов, представленных на рис. 1. Как видно из рис. 2, совпадение измеренного и ожидаемого коэффициентов отражения хорошее, наблюдается минимум $|\Gamma|$, обусловленный равенством волновых сопротивлений. В то же время расчетный коэффициент отражения, определенный с использованием результатов работы [2], составляет не менее 0,2, что значительно превышает экспериментально измеренный.

Строго говоря, такая проверка не вполне корректна, поскольку величина отражения в линии от нагрузки, сопротивление которой отлично от волнового сопротивления линии, определяется в первую очередь отношением сопротивлений, а не их абсолютными величинами. Таким образом, данный эксперимент указывает лишь на то обстоятельство, что при расчете правильно учитывается изменение волнового сопротивления, но отнюдь не его значение. Аналогичная ситуация существует и при

расчете волнового сопротивления других линий передачи, например прямоугольных волноводов, когда различные методики расчета приводят к одинаковым выражениям, отличающимся множителем [4].

Более объективной проверкой является исследование зависимости $|\Gamma|$ от известной нагрузки, предпочтительно реактивного характера, поскольку при этом $|\Gamma|$ становится комплексным и различные несоответствия проявляются более отчетливо. Такой реактивностью является образующаяся при вертикальном сдвиге дополнительная емкость, включенная параллельно щели (рис. 3). Величина этой емкости рассчитывалась по формулам статики [6], и полученные результаты представлены на рис. 3.

Как видно, наблюдается хорошее соответствие расчетного и экспериментального коэффициентов отражения, что указывает на правильность как исходных предпосылок, так и самого метода расчета и подтверждает возможность определения волнового сопротивления ЦЦЛ квазистатическим методом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Носич А. И., Шестопапов В. П. // ДАН СССР. 1978. Т. 241. № 2. С. 341.
2. Носич А. И., Шестопапов В. П. // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28. № 4. С. 676.
3. Коваленко А. Г., Шестопапов В. П. Препринт ИРЭ АН УССР № 301. Харьков, 1986.
4. Щедрин И. С. В кн. Ускорители заряженных частиц / Под ред. О. А. Вальднера. — М.: Энергоатомиздат, 1983. — С. 118.
5. Вайнштейн Л. А., Лесик Н. И., Кондратьев Б. В. // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 22. № 4. С. 1820.
6. Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств / Под ред. В. И. Вольмана. — М.: Радио и связь, 1982. — 328 с.

Институт радиопизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
6 мая 1987 г.

УДК 621.378.325

К ВОПРОСУ ОБ ИНВАРИАНТАХ ВСТРЕЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

В. А. Трофимов

Встречное взаимодействие световых пучков реализуется во многих практически важных задачах, таких, как, например, обращение волнового фронта [1, 2] адаптивной оптики [3], и интенсивно изучается на протяжении многих лет [4-7]. При этом особое внимание уделяют инвариантам взаимодействия, т. е. величинам, остающимся неизменными в процессе взаимодействия. Некоторые из них для встречного распространения пучков в керровской среде записаны в [6], а для случая стационарного теплового самовоздействия встречных волн — в [7]. В настоящем кратком сообщении приводится еще одна сохраняющаяся величина.

Процесс распространения встречных волн в безразмерных переменных описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial A_+}{\partial z} + i\Delta_{\perp} A_+ + i\epsilon'_{нл} A_+ = 0, \quad -\frac{\partial A_-}{\partial z} + i\Delta_{\perp} A_- + i\epsilon''_{нл} A_- = 0, \quad (1)$$

где A_+ , A_- — нормированные комплексные амплитуды, z — продольная координата, измеряемая в единицах дифракционной длины $l_d = 2ka^2$, $k = \frac{\omega}{c}$ — волновое число, a — радиус пучка, Δ_{\perp} — поперечный оператор Лапласа, $\epsilon'_{нл}$, $\epsilon''_{нл}$ описывают нелинейный отклик среды. В случае теплового самовоздействия $\epsilon'_{нл} = \epsilon''_{нл} = \alpha T$, где α — превышение начальной мощности пучка над характерной мощностью самовоздействия, T — безразмерная температура, которая подчиняется материальному уравнению

$$LT = |A_+|^2 + |A_-|^2, \quad (2)$$

L — линейный оператор, определяемый геометрией взаимодействия, равен

$$L = \partial/\partial t + \partial/\partial x - \chi_T \Delta_{\perp}, \quad (3)$$

t — время, x — поперечная координата, χ_T характеризует теплопроводность

Умножив первое уравнение на A_- , а второе на A_+ , затем вычтя из первого уравнения второе и проинтегрировав по поперечным координатам x , y (а если