Рассмотренный здесь поперечный электродиффузионный перенос носителей в переменном поле относится к классу анизотропных эффектов в изначально изотропной среде, анизотропия в которой наводится внешним переменным полем. В частности, рассмотренный эффект аналогичен возникновению поперечной ЭДС (или поперечного тока) под действием переменного электрического поля, направленного под углом к тянущему постоянному электрическому полю [4]. В нашем случае исходным является диффузионный поток носителей, затухающий по мере удаления от источника и нелинейно зависящий от приложенного переменного поля [1, 2].

При замене времени жизни максвелловским временем диэлектрической релаксации полученные формулы будут описывать электродиффузионный перенос неравновесных основных носителей, концентрация которых мала по сравнению с равновесной концентрацией.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балкарей Ю. И., Эпштейн Э. М. — ФТП, 1972, 6, вып. 4, с. 762.
2. Эпштейн Э. М. — ФТП, 1978, 12, вып. 1, с. 182.
3. Справочник по специальным функциям. / Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган. — М., 1979. — 832 с.
4. Гальперн Ю. С., Коган Ш. М. — ФТП, 1968, 2, вып. 11, с. 1697.

Поступила в редакцию
26 января 1984 г.

Аннотации депонированных статей

УДК 621.372.823

ДИФРАКЦИЯ МАГНИТНЫХ ВОЛН НА МАЛОЙ СИММЕТРИЧНОЙ СТУПЕНЬКЕ В ПЛОСКОМ ВОЛНОВОДЕ

С. М. Журав

В работе указан способ получения разложения элементов матрицы рассеяния ступенчатого сочленения волноводов по малому параметру — высоте ступеньки.

Пусть на симметричное ступенчатое сочленение двух идеально проводящих плоских волноводов $x=\pm a$, $z<0$; $x=\pm c$, $z>0$, $c-a=b>0$ из меньшего волновода набегает магнитная волна H_{0l} с компонентой электрического поля

$$E_y^{(l)}(x, z) = e^{ihz}\cos(\pi x/a)(l-1/2),$$

где

$$h = \beta_{al} = [k^2-(\pi^2/a^2)(l-1/2)^2]^{1/2}, \quad k = 2\pi/\lambda.$$

Решение этой задачи методом Винера—Хопфа (Нобл Б. Метод Винера—Хопфа. — М.: ИЛ, 1962) приводит к следующему выражению для поля внутри меньшего волновода:

$$E_y(x, z) = E_y^{(l)}(x, z) + \sum_{n=1}^{\infty} R_{ln}\, e^{-i\beta_{an}z}\cos\frac{\pi x}{a}\left(n-\frac{1}{2}\right),$$

где

$$R_{ln} = -\frac{(-1)^{n+l}c^2\pi^2(n-1/2)(l-1/2)}{a^3\beta_{an}K_+(\beta_{an})K_+(h)}\left[\frac{1}{c(h+\beta_{an})} - \sum_{p=1}^{\infty}\frac{x_p}{c(\alpha_{bp}+\beta_{an})}\right], \tag{1}$$

$$\alpha_{bn} = [k^2-\pi^2n^2/b^2]^{1/2}, \quad \beta_{an} = [k^2-(\pi^2/a^2)(n-1/2)^2]^{1/2};$$

функция $K_+(\alpha)$ — результат факторизации мероморфной функции $K(\alpha) = c\gamma\mathrm{ch}\gamma c/(\mathrm{ch}\gamma a\mathrm{sh}\gamma b)$, где $\gamma=\sqrt{\alpha^2-k^2}$, постоянные x_n удовлетворяют бесконечной системе линейных уравнений

$$-\frac{b^3\alpha_{bm}}{c^2\pi^2m^2}K_+^2(\alpha_{bm})\,x_m + \sum_{n=1}^{\infty}\frac{x_n}{c(\alpha_{bm}+\alpha_{bn})} = \frac{1}{c(h+\alpha_{bm})} \tag{2}$$

при $m=1, 2, 3, \ldots$

При отношении $b/\lambda \ll 1$ разложения коэффициентов системы (2) по этому малому параметру имеют вид

$$\frac{1}{c(\alpha bm + \alpha_{bn})} = \frac{b}{i\pi c}\left[\frac{1}{m+n} + O\left(\left(\frac{b}{\lambda}\right)^2\right)\right]; \tag{3а}$$

$$\frac{1}{c(h + \alpha_{bm})} = \frac{b}{i\pi c}\left[1 - \frac{bh}{i\pi m} + O\left(\left(\frac{b}{\lambda}\right)^2\right)\right]; \tag{3б}$$

$$-\frac{b^3\alpha_{bm}}{c^2\pi^2 m^2} K_+^2(\alpha_{bm}) = \frac{b}{i\pi c}\chi_m\left[1 + \frac{k^2b^2}{\pi^2 m}\ln\frac{b}{c} + 0\left(\left(\frac{b}{\lambda}\right)^2 \ln\frac{b}{\lambda}\right)\right], \tag{3в}$$

где $\chi_m = m\Gamma^2(m)e^{-2m(\ln m - 1)}$, $\Gamma(x)$ — гамма-функция.

Считая, что разложение неизвестных x_n имеет те же составляющие, что и разложения коэффициентов системы, следует искать эти неизвестные в виде

$$x_n = x_{0n} + i\frac{ah}{\pi}x_{1n}\frac{b}{c} - \left(\frac{kc}{\pi}\right)^2 x_{2n}\left(\frac{b}{c}\right)^2 \ln\frac{b}{c} + 0\left(\left(\frac{b}{c}\right)^2 \ln\frac{b}{c}\right). \tag{4}$$

Подставляя разложения (3) и (4) в систему (2), сокращая общий множитель $b/(i\pi c)$ и приравнивая к нулю слагаемое, не содержащее отношения b/c, и коэффициенты при b/c и $(b/c)^2 \ln b/c$, приходим к трем системам линейных уравнений относительно неизвестных x_{0n}, x_{1n} и x_{2n}:

$$\chi_m x_{0m} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x_{0n}}{n+m} = \frac{1}{m}; \tag{5а}$$

$$\chi_m x_{1m} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x_{1n}}{n+m} = \frac{1}{m^2}; \tag{5б}$$

$$\chi_m x_{2m} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x_{2n}}{n+m} = \frac{x_{0m}}{m}\chi_m \tag{5в}$$

при $m = 1, 2, 3, \ldots$ Эти системы не содержат физических параметров задачи.

Подставляя разложение (4) в соотношение (1), в котором следует представить

$$\frac{1}{c(\alpha_{bp} + \beta_{an})} = \frac{b}{i\pi cp}\left[1 + \frac{ibh}{\pi p} + O((b/\lambda)^2)\right],$$

получаем приближенное выражение для R_{ln} с точностью $0((b/\lambda)^2 \ln b/\lambda)$:

$$R_{ln} \simeq -\frac{(-1)^{n+l} c^2\pi^2 (n-1/2)(l-1/2)}{a^3\beta_{an}K_+(\beta_{an})K_+(h)}\left[\frac{1}{c(h+\beta_{an})} + \right.$$
$$\left. + \frac{i}{\pi}\frac{b}{c}\left(\xi_{01} + i\frac{b}{\pi}(\xi_{11}h + \xi_{02}\beta_{an}) - \xi_{21}(kb/\pi)^2 \ln(b/c)\right)\right], \tag{6}$$

где

$$\xi_{01} = \sum_{p=1}^{\infty}\frac{x_{0p}}{p}, \quad \xi_{02} = \sum_{p=1}^{\infty}\frac{x_{0p}}{p^2}, \quad \xi_{11} = \sum_{p=1}^{\infty}\frac{x_{1p}}{p}, \quad \xi_{21} = \sum_{p=1}^{\infty}\frac{x_{2p}}{p}.$$

Для получения этих констант решались усеченные системы (5): $\xi_{01} = 0{,}1931$, $\xi_{02} = \xi_{11} = 0{,}1436$, $\xi_{21} = 0{,}1250$. Для получения следующих членов разложения коэффициента R_{ln} следует получить следующие члены разложения коэффициентов системы (2).

Приведены соотношения вида (6) для коэффициентов прохождения и рассмотрен случай падения волны из большего волновода. Рассмотрены также выражения для коэффициентов матрицы рассеяния с меньшими точностями. Численные результаты, полученные по приближенным формулам, сравниваются с точными.

Статья депонирована в ВИНИТИ,
рег. № 297—85. Деп. от 9 января 1985 г.