

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

Главный редактор
Ю.В. Гуляев

МАИК "НАУКА"



"НАУКА"

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ЭКРАНИРУЮЩИХ СВОЙСТВ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ НА МЕТАЛЛО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

© 1997 г. Г. С. Воробьев, К. А. Пушкарев, А. И. Цвык

Поступила в редакцию 30.01.96 г.

В работе проведен численный анализ плотности энергии дифракционного излучения, возбуждаемого при движении электронного потока вдоль периодической металло-диэлектрической структуры. В отличие от ранее полученного длинноволнового приближения, данный подход позволяет изучить экранирующие свойства дифракционной решетки в более широком интервале изменения параметров исследуемой системы. Результаты численного анализа сравниваются с результатами экспериментального моделирования.

В работе [1] для длинноволнового приближения получены и проанализированы аналитические выражения плотности энергии основных пространственных гармоник дифракционного излучения, возбуждаемого монохроматическим электронным потоком, движущимся вдоль металло-диэлектрической структуры типа диэлектрический слой-ленточная дифракционная решетка. Но поскольку данные результаты являются приближенными, они не позволяют в полной мере судить о практическом использовании таких структур в электронике СВЧ.

В данной работе решение задачи проведено численными методами, что позволяет вычислить энергетические характеристики излучения в широком интервале изменения параметров металло-диэлектрической структуры и электронного потока.

В общем случае энергетической характеристикой возбуждаемого излучения является плотность энергии, определяемая средним значением потока вектора Умова-Пойнтинга:

$$\vec{S}_n = \frac{c}{8\pi\sqrt{\epsilon}} [\vec{E}\vec{H}^*], \quad (1)$$

где n – номер пространственной гармоники излучения; c – скорость света; ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость среды; \vec{E} и \vec{H} – векторы электромагнитной волны, возбуждаемой монохроматическим током пространственного заряда [1].

Для отдельной пространственной гармоники плотность энергии излучений в свободное прост-

ранство (S_n) и в диэлектрическую среду (S_{ne}) вычисляются по формулам

$$S_n = \frac{c}{8\pi} |A_n|^2, \quad (2)$$

$$S_{ne} = \frac{c}{8\pi\sqrt{\epsilon}} |B_n|^2,$$

где

$$A_n = \frac{\theta_{ne} X_n}{(\theta_{ne} + \epsilon\theta_n)\tau_n} + \delta_0^n \beta F \left(\frac{2\theta_{0e}}{\theta_{0e} + \epsilon\theta_0} - 1 \right) \exp(-p|a|),$$

$$B_n = \frac{\epsilon\theta_n X_n}{(\theta_{ne} + \epsilon\theta_n)\tau_n} - \delta_0^n 2\beta F \frac{\epsilon\theta_0}{\theta_{0e} + \epsilon\theta_0} \exp(-p|a|),$$

$$\theta_n = \beta\sqrt{1-\tau_n^2}; \quad \theta_{ne} = \beta\sqrt{\epsilon-\tau_n^2}; \quad \theta = \sqrt{1-\beta^2};$$

$$\delta_m^n = \begin{cases} 1; & n = m, \\ 0; & n \neq m, \end{cases}; \quad F = 2\pi\rho_0; \quad p = k\theta = \frac{2\pi}{\lambda\beta}\theta;$$

$$\tau_n = (\eta + n)/\chi; \quad \eta = \chi/\beta; \quad \chi = l/\lambda; \quad \beta = V_e/c;$$

ρ_0 – амплитуда модуляции электронного потока; λ – длина волны возбуждаемого излучения; l – период дифракционной решетки; V_e – скорость электронного потока; a – прицельный параметр. Параметр X_n определялся в результате численного решения укороченной системы линейных алгебраических уравнений, полученной методом Римана-Гильберта при решении граничной электро-

динамической задачи относительно фаз-амплитуд дифрагированного поля A_n и B_n [2]

$$\sum_n X_n \left[\frac{|n|}{n} \chi_n (V_m^n R_\sigma - V_\sigma^n R_m) - \delta_m^n R_\sigma \right] = \quad (3)$$

$$= i\alpha (V_m^0 R_\sigma - V_\sigma^0 R_m);$$

$$m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots,$$

$$n = 0; \pm 1; \pm 2; \dots,$$

где коэффициенты уравнений (3) имеют следующий вид:

$$R_\sigma = \frac{\pi}{2 \sin \pi \eta} P_{\eta-1}(u); \quad R_m = \frac{1}{2} P_m(u);$$

$$V_\sigma^n = \frac{\pi}{2 \sin \pi \eta} \frac{\eta-1}{\eta+n} [P_{\eta-1} P_{n+1} - P_{\eta-2} P_n];$$

$$V_m^n = \begin{cases} \frac{1}{2} \sum_{p=0}^{n+1} \mu_{n+1-p}(u) P_{p-m-1}(u), & n \geq 0, \\ -\frac{1}{2} \sum_{p=0}^{-n-1} \mu_{-n-1-p}(u) P_{p+m+1}(u), & n < -1, \\ \frac{1}{2} [P_m(u) - P_{m+1}(u)], & n = -1, \end{cases}$$

$$\mu_0(u) = 1; \quad \mu_1(u) = -u;$$

$$\mu_n = P_n(u) - 2uP_{n-1}(u) + P_{n-2}(u), \quad n \geq 2;$$

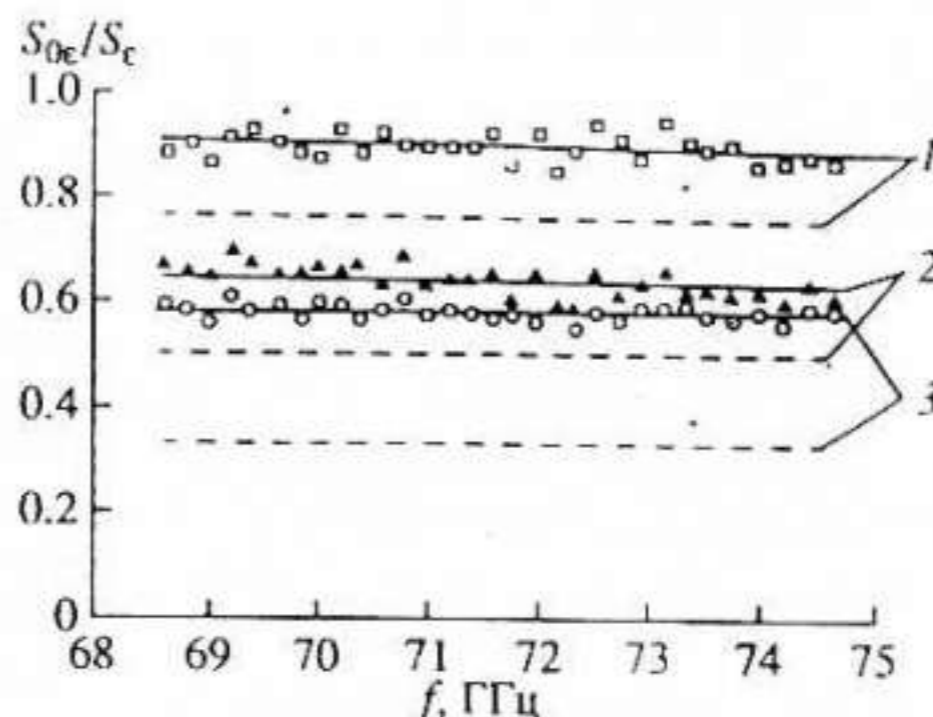
$$\alpha = 2i\theta F Q_0 \exp(-p|a|);$$

$$\chi_n = 1 + i \frac{|n| \theta_n Q_n}{n \beta \tau_n}; \quad Q_n = \frac{\theta_{n\epsilon} (1 + \sqrt{\epsilon})}{\theta_{n\epsilon} + \epsilon \theta_n}.$$

Здесь $P_n(u)$ – полиномы Лежандра; $u = \cos(\pi d/l)$ – коэффициент заполнения решетки; d, l – ширина лент и период ленточной дифракционной решетки соответственно.

Из анализа углов и условий излучения для изучаемой системы следует [1], что при заданных параметрах χ, β и ϵ в свободном пространстве возбуждаются гармоники только с отрицательными индексами ($n = -1, -2, \dots$), а в диэлектрической среде – гармоники с $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. При этом условия возбуждения излучения с $n = 0$ совпадают с условиями возбуждения черенковского излучения потоком электронов, движущимся вблизи неэкранированной решеткой диэлектрика. Поэтому в дальнейшем такой режим излучения будем называть черенковским, а дифракционную решетку рассматривать как экранирующий фактор, влияющий на степень связи электронного потока с диэлектрической средой.

Проведенный численный анализ позволил исследовать влияние экранирующих свойств ди-



Зависимости относительной плотности энергии черенковского излучения от частоты при различных коэффициентах заполнения решетки: $\mu = 0.5$ (1); 0 (2), -0.5 (3) (сплошные линии – эксперимент, пунктирные – расчет).

фракционной решетки на интенсивность излучения в широком интервале изменения значений параметров металло-диэлектрических структур и электронного потока, используемых на практике ($\epsilon = 2-100; u = -1 \dots +1; \beta = 0.1-0.4$), а также определить области применимости аналитических формул работы [1], полученных в длинноволновом приближении ($\chi \leq 0.5$). Так, контрольный счет зависимостей относительной плотности энергии излучения от коэффициента заполнения решетки u при различных значениях параметра η показал, что совпадение результатов имеет место только для значений $\eta = 1$, с изменением η на величину $\Delta\eta = \pm 0.005$ расхождение результатов для области широких лент решетки ($-1 < u < 0$) составляет 10–15%, для узких лент решетки ($u > 0$) это расхождение существенно меньше.

Анализ экранирующих свойств дифракционной решетки на черенковское излучение показал, что при заданной скорости электронов в интервале малых значений η изменение коэффициента заполнения решетки от значений $u = 0$ до $u = -0.8$ не оказывает существенного влияния на интенсивность излучения. Дальнейшее уменьшение u существенно снижает уровень излучения – вплоть до его полной экранировки. Как показывает анализ полученных результатов, по мере увеличения η решетки со значениями $u = -1 \dots +0.3$ оказывают все большую экранировку, а решетки с узкими лентами ($u \approx +1$) практически не экранируют черенковское излучение.

Достоверность результатов численного анализа проверялась путем предельного перехода к длинноволновому приближению и экспериментальным моделированием изучаемой системы [1, 3], при возбуждении на диэлектрической призме с ленточной решеткой двух гармоник с $n = 0, -1$, излу-

часмых в диэлектрик, и гармоники с $n = -1$, излучаемой в свободное пространство.

В частности, на рисунке приведены результаты численного анализа и экспериментального моделирования отношения плотности энергии черенковского излучения в диэлектрике с решеткой (S_{0e}) к плотности энергии черенковского излучения в незранированном решеткой диэлектрике (S_e), в диапазоне частот ($f = 68-75$ ГГц) при различных значениях коэффициента заполнения решетки. Данные зависимости подтверждают сделанные выводы об экранирующих свойствах дифракционной решетки и указывают на качественное соответствие результатов теории и эксперимента.

Наблюдаемое количественное различие в теории и эксперименте обусловлено приближенностью теоретической модели (полубесконечная диэлектрическая среда, двумерная модель) и возможностью проявления слабрезонансных свойств диэлектрической призмы в эксперименте, вследствие ее конечных геометрических размеров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Генераторы дифракционного излучения / Под ред. В.П. Шестопалова. Киев: Наукова думка, 1991.
2. Николаенко Л.И., Цвык А.И. // Радиотехник. 1971. Вып. 19. С. 101.
3. Кириченко А.Я., Цвык А.И. // Изв. вузов. Радиотехника. 1986. Т. 29. № 1. С. 128.