

Будем считать, что эти флуктуации малы, и рассмотрим такие длины взаимодействия, что выполняется неравенство $zn_b \frac{\tilde{dx}}{dn_b} \ll 1$, $n_b = n_{b0} + \tilde{n}_b$. Тогда поле усиливаемой волны можно разложить по этому параметру, так что спектральная плотность мощности усиливаемого сигнала будет иметь вид

$$W_E = \frac{1}{2} \mathcal{E}^2 \left\{ 1 + \left[\frac{5}{18} \frac{1}{\mathcal{E}} \frac{d\mathcal{E}}{d\xi} \xi + \frac{1}{9\mathcal{E}} \frac{d^2\mathcal{E}}{d\xi^2} \xi^2 - \frac{1}{9} \left(k_{\parallel}^{-1} \times \frac{d\varphi}{d\xi} \xi \right)^2 \right] \right\} \times \left\langle \frac{\tilde{n}_b^2}{n_{b0}^2} \right\rangle \delta(\Omega) + \frac{1}{2} \mathcal{E}^2 \left[\left(\frac{3}{4} + \frac{1}{3} \frac{1}{\mathcal{E}} \frac{d\mathcal{E}}{d\xi} \xi \right)^2 + \frac{1}{9} \left(k_{\parallel}^{-1} \times \frac{d\varphi}{d\xi} \xi \right)^2 \right] W_{n_b/n_{b0}}(\Omega). \quad (3)$$

Все величины в этом выражении взяты при $n = \langle n_b \rangle = n_{b0}$, формула представлена в соответствующих безразмерных переменных.

Таким образом, спектр усиливаемого сигнала с небольшими флуктуациями начальной плотности пучка также представляет собой совокупность монохроматической линии и пьедестала. Однако зависимость величины пьедестала от ξ оказывается несколько иной. На рис. 2 изображена зависимость величины $\Phi_N(\xi) \equiv \frac{1}{2} \mathcal{E}^2 \left[\left(\frac{3}{4} + \frac{1}{3} \frac{1}{\mathcal{E}} \frac{d\mathcal{E}}{d\xi} \xi \right)^2 + \frac{1}{9} \left(k_{\parallel}^{-1} \times \frac{d\varphi}{d\xi} \xi \right)^2 \right]$ от ξ . Видно, что в области первого максимума наблюдается рост и спад амплитуд пьедестала аналогично тому, как было при амплитудных флуктуациях. Однако затем амплитуда пьедестала резко возрастает. Этот всплеск обусловлен тем, что в данном случае высота шумового пьедестала имеет явную зависимость от координаты ξ , а в области ее больших значений флуктуации могут стать заметными (отметим, что наша теория справедлива при $zn_b \frac{\tilde{dx}}{dn_b} \ll 1$).

Таким образом, усиление малых амплитудных шумов в плазменно-пучковом усилителе приводит к их экспоненциальному росту на линейной стадии с последующей осцилляторной зависимостью в нелинейном режиме; флуктуации плотности электронного пучка приводят к значительному увеличению шумового фона (в рамках данной модели).

В заключение выражаю благодарность В. И. Курилко за постановку задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кац А. М., Ильина Е. М., Манькин И. А. Нелинейные явления в СВЧ приборах О-типа с длительным взаимодействием. — М.: Сов. радио, 1975.
2. Роу Дж. Теория нелинейных явлений в приборах СВЧ. — М.: Сов. радио, 1969.
3. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. — М.: Сов. радио, 1973.
4. Онищенко И. Н., Линецкий А. Р., Мациборко Н. Г., Шапиро В. Д.,
5. O'Neil T. M., Winfrey J. H., Malmberg J. H. — Phys. Fluids, 1971, 14, p. 1204. Шевченко В. И. — Письма в ЖЭТФ, 1970, 12, с. 407.
6. Малахов А. Н., Флуктуации в автоколебательных системах. — М.: Наука, 1968.
7. Gentle K. W., Lohr J. — Phys. Fluids, 1973, 16, p. 1464.

Поступила в редакцию
23 апреля 1979 г.,
после доработки
26 мая 1980 г.

УДК 621.396.677.494

ОПТИМИЗАЦИЯ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛА К ШУМУ В АНТЕННЫХ РЕШЕТКАХ, РАСПОЛОЖЕННЫХ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

В. Т. Ермолаев, Б. А. Краснов, А. Г. Флакман

Распространенным критерием качества приемной системы является величина отношения мощностей сигнала и шума на выходе. Применительно к антенным решеткам (АР) данный критерий оптимизации использовался в [1-3]. В [1] рассмотрена оптимальная линейная АР, фазовое распределение токов в которой согласовано с полем плоской волны источника сигнала. Для оптимальных амплитуд токов возбуждения

получена система линейных уравнений. В [2] рассмотрены адаптивные АР и показано, что отыскание оптимального комплексного вектора токов возбуждения сводится к обращению корреляционной матрицы шума на апертуре АР. В этих работах предполагается, что АР расположена в свободном пространстве. Однако часто АР размещается вблизи поверхности Земли, и при оптимизации ее характеристик необходимо учитывать электродинамические свойства земной поверхности. Во-первых, Земля переотражает поля расположенных над ней источников сигнала и шума. Во-вторых, поглощательная способность земной поверхности обуславливает дополнительный шум в антенне. В настоящей работе оптимизируется линейная АР, расположенная вблизи поверхности Земли. Фазовое распределение тока в элементах АР выбирается аналогично [1] согласованным с фазовым распределением поля источника сигнала на апертуре АР, а искомыми величинами являются амплитуды токов возбуждения.

Рассмотрим состоящую из N одинаковых элементов и расположенную над плоской поверхностью Земли ($z = 0$) перпендикулярно к ней линейную АР. Мощность шума на выходе решетки складывается из мощностей собственного шума приемника P_0 , шума P_1 источников, расположенных в верхнем полупространстве, и шума Земли P_2 . Согласно обобщенному закону Кирхгофа [4], P_1 и P_2 определяются выражениями

$$P_1 = \frac{k}{P} \iint T_1 |S^0|^2 R^2 d\Omega; \quad (1)$$

$$P_2 = \frac{k}{P} \iint_{z=0} T_2 [(1 - |f_{\parallel}|^2)(S_{\parallel} n_0) + (1 - |f_{\perp}|^2)(S_{\perp} n_0)] d\sigma, \quad (2)$$

где S^0 — вектор Пойнтинга поля АР на удаленной полусфере радиуса R в верхнем полупространстве, S_{\parallel} , S_{\perp} — векторы Пойнтинга падающих на поверхность Земли полей АР соответственно параллельной и перпендикулярной плоскости падения поляризаций, f_{\parallel} , f_{\perp} — соответствующие коэффициенты отражения Френеля, T_1 — распределение яркостной температуры на полусфере, T_2 — температура Земли ($T_2 = \text{const}$), k — постоянная Больцмана, P — полная мощность, излучаемая АР, n_0 — нормаль к поверхности Земли, $d\Omega$ — элемент телесного угла, $d\sigma$ — элемент поверхности Земли. Для справедливости (2) необходимо, чтобы Земля находилась в зоне Фраунгофера АР. Это условие часто не выполняется для больших антенн. Однако известно, что флуктуационное поле Земли имеет радиус корреляции ρ порядка длины волны λ [4]. Поэтому достаточно потребовать, чтобы Земля находилась в зоне Фраунгофера не всей АР, а только ее части размером порядка λ , что практически всегда выполняется.

Пусть $e_{\parallel n}^0$, $e_{\perp n}^0$ — параллельная и перпендикулярная плоскости падения компоненты электрического поля n -го элемента АР на полусфере радиуса R . Тогда на основании принципа суперпозиции полей

$$|S^0|^2 = \frac{1}{2\zeta} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N (e_{\parallel n}^{0*} e_{\parallel m}^0 + e_{\perp n}^{0*} e_{\perp m}^0), \quad (3)$$

где ζ — волновое сопротивление среды. Подставляя (3) в (1) и используя выражение для поля излучателя, поднятого над Землей и запитанного током I (см., например, [5]), нетрудно получить, что

$$P_1 = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \gamma_{nm}^{(1)} I_n^* I_m,$$

$$\gamma_{nm}^{(1)} = \frac{k\zeta}{8\pi^2 P} \iint T_1 (|\psi_{\parallel}|^2 a_{\parallel n}^* a_{\parallel m} + |\psi_{\perp}|^2 a_{\perp n}^* a_{\perp m}) d\Omega, \quad (4)$$

$$a_{\parallel, \perp n}(\theta) = \exp(j\alpha_n \cos \theta) + f_{\parallel, \perp}(\theta) \exp(-j\alpha_n \cos \theta),$$

где ψ_{\parallel} , ψ_{\perp} — диаграммы направленности (ДН) излучателя АР в свободном пространстве для соответствующих компонент поля, $\alpha_n = 2\pi z_n/\lambda$, z_n — высота n -го элемента АР. Величина $\gamma_{nm}^{(1)}$ есть функция корреляции флуктуационных токов, наводимых расположенными в верхнем полупространстве источниками шума в n -м и m -м элементах АР.

Аналогично мощность P_2 можно представить в виде квадратичной формы с коэффициентами

$$\gamma_{nm}^{(2)} = \frac{k\zeta T_2}{8\pi^2 P} \iint [(1 - |f_{\parallel}|^2) |\psi_{\parallel}|^2 + (1 - |f_{\perp}|^2) |\psi_{\perp}|^2] \exp[+j(\alpha_n - \alpha_m) \cos \theta] d\Omega. \quad (5)$$

где $d\Omega$ — телесный угол, под которым элемент $d\sigma$ поверхности Земли виден из точки: расположения n -го излучателя.

Мощность P_0 собственного шума приемника можно пересчитать в эквивалентное излучение равномерно распределенного по полусфере и плоскости Земли фиктивного источника, имеющего температуру T_0 . Соответственно в (4) и (5) для учета собственного шума приемника достаточно заменить T_1 и T_2 на $T_1 + T_0$ и $T_2 + T_0$.

Предположим, что излучатели имеют линейную (например, горизонтальную) поляризацию и в направлении на источник $e_{||}^0 = 0$. Тогда мощность сигнала на выходе АР равна

$$P_c = \frac{Wc\lambda^2 |\psi_{\perp}(\theta_0, \varphi_0)|^2}{32\pi^3 |S^0|_{cp} R^2} \left| \sum_{n=1}^N I_n a_{\perp n}(\theta_0) \right|^2, \quad (6)$$

где θ_0, φ_0 — угловые координаты источника сигнала, W — плотность потока мощности его излучения, $|S^0|_{cp}$ — средний модуль вектора Пойнтинга поля АР

Оптимальное возбуждение АР будем искать в виде

$$I_n = I_n^{(0)} a_{\perp n}^*(\theta_0), \quad (7)$$

где $I_n^{(0)}$ — действительные величины, подлежащие определению. Возможность выбора решения в виде (7) можно пояснить следующим образом. Когда мощность шума, наводимого в АР внешними телами, $P_1 + P_2 \ll P_0$, оптимальная АР по отношению мощностей сигнала и шума переходит в оптимальную по КНД [1]. Такая антенна обеспечивает максимум сигнала. Это выполняется в случае (7), если $I_n^{(0)}$ одинаково для всех элементов АР. Другими словами, (7) описывает распределение токов возбуждения, согласованное по фазе с полем падающей на АР волны от источника сигнала.

Исходя из (4)–(7), нетрудно видеть, что максимум отношения мощностей сигнала и шума совпадает с максимумом величины

$$\eta = \left[\sum_{n=1}^N I_n^{(0)} |a_{\perp n}(\theta_0)|^2 \right]^2 \left[\sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N a_{\perp n}(\theta_0) a_{\perp m}^*(\theta_0) \beta_{nm} I_n^{(0)} I_m^{(0)} \right]^{-1}, \quad (8)$$

где $\beta_{nm} = \gamma_{nm}^{(1)} + \gamma_{nm}^{(2)}$.

Отыскивая экстремум функции η , получим для оптимальных амплитуд токов возбуждения следующую систему линейных алгебраических уравнений:

$$\sum_{m=1}^N I_m^{(0)} \operatorname{Re} [\beta_{nm} a_{\perp n}(\theta_0) a_{\perp m}^*(\theta_0)] = |a_{\perp n}(\theta_0)|^2 \quad (n = 1 \div N). \quad (9)$$

В качестве примера рассмотрим эквидистантную вертикально расположенную над идеально отражающей ($f_{\perp} = -1, f_{\parallel} = 1$) поверхностью 8-элементную АР горизонтальной поляризации. Пусть период АР $d = \lambda/2$, высота первого элемента над Землей $z_1 = 3\lambda$, ДН излучателя $\psi(\theta, \varphi) = 1, \theta_0 = 0,05$, а яркостная температура окружающей среды $T_1(\theta, \varphi) = T_1(\theta) = T_1$, если $0^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ и $T_1(\theta, \varphi) = 0$ при других θ . Распре-

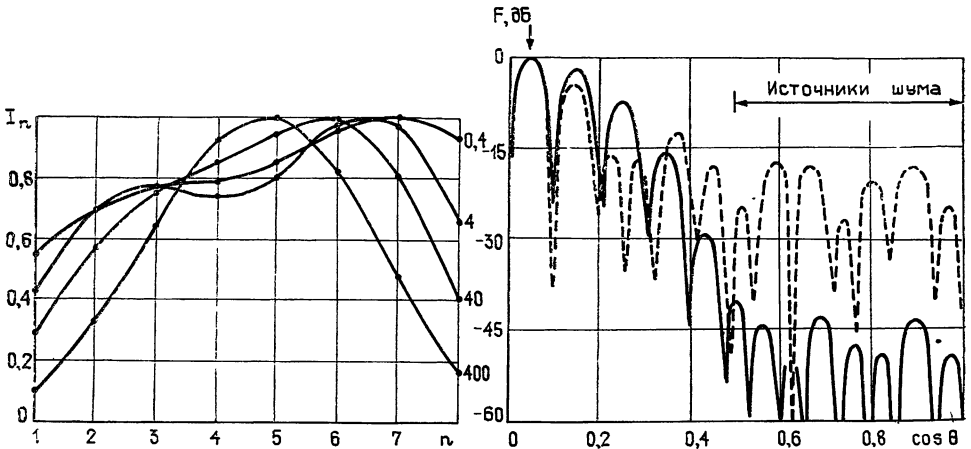


Рис. 1.

Рис. 2

деление токов в оптимальной АР для различных значений величины T_1/T_0 изображено на рис. 1. На рис. 2 приведены ДН АР, соответствующие оптимальным $I_n^{(0)}$ (сплошная кривая) и $I_n^{(0)} \equiv 1$ (пунктирная кривая), для $T_1/T_0 = 400$. Видно, что оптимизация АР данным методом может позволить существенно увеличить отношение мощностей сигнала и шума.

Авторы благодарны Ю. М. Жидко за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Жидко Ю. М. — Радиотехника и электроника, 1965, 10, № 3, с. 564.
- 2 Applebaum S. P. — IEEE Trans. on Ant. and Propag., 1976, AP-24, № 5, p. 585.
- 3 Пономарева В. Д., Комаров В. М. — Зарубежная радиоэлектроника, 1977, № 8, с. 33.
- 4 Левин М. Л., Рытов С. М. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. — М.: Наука, 1967
- 5 Марков Г. Т., Сазонов Д. М. Антенны. — М.: Энергия, 1975.

Поступила в редакцию
18 декабря 1979 г.

УДК 621.371.165 : 533.9.082.7

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ПЛАЗМЕННОМ ЭЛЛИПТИЧЕСКОМ ЦИЛИНДРЕ

А. С. Брюховецкий, Ю. В. Карелин

Формулировка задачи дифракции электромагнитных волн на диэлектрическом (в частности плазменном) эллиптическом цилиндре в криволинейных координатах в отличие от случая кругового цилиндра не приводит к замкнутому построению строгого решения. В связи с этим дифракция на плазменном эллиптическом цилиндре изучена недостаточно. Имеющиеся исследования относятся к предельным случаям либо больших поперечных размеров [1] с использованием геометрикооптического описания, либо малых [2], попадающих в область применимости квазистатики.

На практике часто размеры плазменных образований сравнимы с длиной волны, а плазменная частота значительно превышает частоту электромагнитной волны. В такой ситуации требуются более точные по сравнению с асимптотическими решения. Эффективным средством для численного анализа в этом случае может быть, как указывалось в работе [3], представление решений разложениями по волновым функциям кругового цилиндра с последующим переходом в них к эллиптическим координатам. В частности, для тонкого цилиндра таким путем достаточно просто учитывается влияние радиационного затухания на параметры дипольного резонанса.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением случая, когда в падающей вдоль малой полуоси поперечного сечения цилиндра электромагнитной волне вектор напряженности электрического поля E_0 ориентирован вдоль большой полуоси, для чего в формулах работы [3] следует положить $\theta_0 = \pi/2$. Предполагая размеры поперечного сечения не превышающими длину волны, а $\omega_p^2/\omega^2 \leq 50$, можно в разложениях потенциалов Дебая по цилиндрическим волновым функциям ограничиться первыми 10 членами, что соответствует усечению бесконечной системы уравнений [3] к двум подсистемам 10-го порядка для коэффициентов разложения с четными и нечетными индексами соответственно. Результаты некоторых расчетов представлены на рис. 1, 2, 3 и в табл. 1.

На рис. 1 приведена зависимость от ω_p^2/ω^2 нормированных на свои значения в падающей волне модулей напряженности электрического E/E_0 и магнитного H/H_0 полей в лобовой точке $\eta = -\pi/2$ на внутренней стороне поверхности плазменного цилиндра. Переход от 1а к 1б означает увеличение kb с 0,2 до 0,4, а $ka = 1$ в обоих случаях. Здесь мы придерживаемся обозначений [3]: a — большая, b — малая полуось, k — волновое число, ω — частота волны, ω_p — плазменная частота, ν — частота столкновений, η — угловая эллиптическая переменная, θ — полярный угол. Кривым 1, 2, 3, 4 соответствуют значения $\nu/\omega = 0,05; 0,1; 0,5; 1$.