

УДК 621 396

ТОКИ НА ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕМ ТЕЛЕ ВРАЩЕНИЯ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ДИФРАКЦИИ

Е. Н. Васильев, И. Г. Ефимова

Рассматривается задача рассеяния электромагнитного импульса на идеально проводящем теле вращения в однородной изотропной среде. С учетом осевой симметрии формы тела получены независимые системы интегрофункциональных уравнений для отдельных азимутальных гармоник тока. Анализируются нестационарные зависимости токов на сфере и на конечном круговом конусе в случае дифракции гауссова импульса.

Эффективным методом для исследования рассеяния достаточно гладких видеоимпульсов, например гауссова импульса, на телах различной формы является метод расчета, базирующийся на решении интегрофункциональных уравнений задачи нестационарной дифракции [1-4]. В процессе численного решения поверхность тела разбивается на элементарные площадки, рассматриваемый отрезок времени также дискретизируется. При вычислении составляющих плотностей тока в точке p в момент t используются значения этих составляющих и их производные по времени на всех элементарных площадках, рассчитанные для предшествующих моментов времени $\tau < t$. Отсюда следует, что требуемый объем машинной памяти оказывается очень большим и реализация алгоритма весьма затруднительна. Учет осевой симметрии формы тела позволяет хранить в памяти значения токов и их производных не на всей поверхности тела, а только в выбранных точках образующей, что сокращает требуемый объем памяти примерно на порядок.

1. Интегрофункциональные уравнения для азимутальных гармоник тока. При нестационарном электромагнитном воздействии поверхностная плотность тока $J(p, t)$, наводимого на идеально проводящем теле в точке p в момент времени t , удовлетворяет векторному интегрофункциональному уравнению [1]

$$J(p, t) = 2J^n(p, t) + n_p \times \frac{1}{2\pi} \int_S \left[\frac{1}{r^2} J(q, \tau) + \frac{1}{rc} \frac{\partial J(q, \tau)}{\partial \tau} \right] \times r_0 ds, \quad (1)$$

где n_p — единичная внешняя нормаль к поверхности тела S в точке p , $J^n(p, t) = n_p \times H^n(p, t)$, $H^n(p, t)$ — напряженность первичного магнитного поля, r — расстояние между точкой наблюдения p и точкой интегрирования q , r_0 — единичный вектор, направленный от точки q к точке p , $\tau = t - r/c$. По аналогии с частотным случаем [5] можно перейти к системе двух скалярных уравнений относительно продольной и азимутальной составляющих тока в координатах вращения u , v , φ (рис. 1). В результате получим

$$J_v(p, t) = 2J_v^n(p, t) + \frac{1}{2\pi} \int_S [K_{11}(p, q) J_v(q, \tau) +$$

$$+ K_{12}(p, q) J_{\varphi}(q, \tau) ds; \quad (2)$$

$$J_{\varphi}(p, t) = 2J_{\varphi}^n(p, t) + \frac{1}{2\pi} \int_S [K_{21}(p, q) J_{\nu}(q, \tau) + K_{22}(p, q) J_{\varphi}(q, \tau)] ds, \quad (3)$$

где $K_{ij}(p, q) J_{\nu, \varphi}(q, \tau) = T_{ij}(p, q) \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{rc} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) J_{\nu, \varphi}(q, \tau)$; $i = 1, 2$; $j = 1, 2$; функции $T_{ij}(p, q)$ выражаются через цилиндрические координаты следующим образом:

$$T_{11} = \{\cos(\varphi - \varphi') [(z - z') \cos \theta' - R' \sin \theta'] + R \sin \theta'\} \frac{1}{r}; \quad (4)$$

$$T_{12} = (1/r) (z - z') \sin(\varphi - \varphi'); \quad (5)$$

$$T_{21} = [R' \cos \theta \sin \theta' - R \sin \theta \cos \theta' - (z - z') \cos \theta \cos \theta'] \frac{\sin(\varphi - \varphi')}{r}; \quad (6)$$

$$T_{22} = \frac{\cos(\varphi - \varphi')}{r} [(z - z') \cos \theta + R \sin \theta] - R' \sin \theta \frac{1}{r}; \quad (7)$$

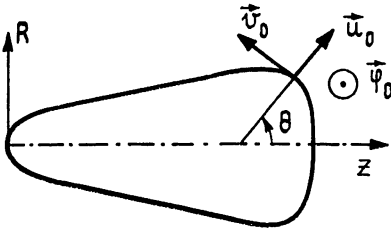


Рис. 1. Геометрия задачи.

$$r = \sqrt{(z - z')^2 + R^2 + R'^2 - 2RR' \cos(\varphi - \varphi')}. \quad (8)$$

Величины R , φ , z , θ относятся к точке p , а R' , φ' , z' , θ' — к точке q .

Учитывая осевую симметрию рассеивателя, представим токи, входящие в (2), (3), в виде рядов Фурье по азимутальной координате φ :

$$J_{\nu, \varphi}(p, t) = \sum_{m=0}^{\infty} [J_{m\nu, \varphi}^c(\nu, t) \cos m\varphi + J_{m\nu, \varphi}^s(\nu, t) \sin m\varphi], \quad (9)$$

$$J_{\nu, \varphi}^n(p, t) = \sum_{m=0}^{\infty} [J_{m\nu, \varphi}^{nc}(\nu, t) \cos m\varphi + J_{m\nu, \varphi}^{ns}(\nu, t) \sin m\varphi].$$

Тогда уравнения системы (2), (3) будут иметь следующий вид:

$$\sum_{m=0}^{\infty} [J_{m\nu}^c(\nu, t) \cos m\varphi + J_{m\nu}^s(\nu, t) \sin m\varphi] = 2 \sum_{m=0}^{\infty} [J_{m\nu}^{nc}(\nu, t) \times$$

$$\times \cos m\varphi + J_{m\nu}^{ns}(\nu, t) \sin m\varphi] + \frac{1}{2\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \int_S \{K_{11} [J_{m\nu}^c(\nu', \tau) \times$$

$$\times \cos m\varphi' + J_{m\nu}^s(\nu', \tau) \sin m\varphi'] + K_{12} [J_{m\varphi}^c(\nu', \tau) \cos m\varphi' +$$

$$+ J_{m\varphi}^s(\nu', \tau) \sin m\varphi'] \Big|_{\tau=t-r/c} ds,$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} [J_{m\varphi}^c(\nu, t) \cos m\varphi + J_{m\varphi}^s(\nu, t) \sin m\varphi] = 2 \sum_{m=0}^{\infty} [J_{m\varphi}^{nc}(\nu, t) \cos m\varphi +$$

$$\begin{aligned}
& + J_{m\varphi}^{ns}(v, t) \sin m\varphi] + \frac{1}{2\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \int_S \{ K_{21} [J_{mv}^c(v', \tau) \cos m\varphi' + \\
& + J_{m\varphi}^s(v', \tau) \sin m\varphi'] + K_{22} [J_{m\varphi}^c(v', \tau) \cos m\varphi' + \\
& + J_{m\varphi}^s(v', \tau) \sin m\varphi'] \} |_{\tau=t-r/c} ds.
\end{aligned} \tag{10}$$

Интегрирование в (10) ведется по той части поверхности, на которой токи, взятые в момент времени $\tau = t - r/c$, отличны от нуля. Поэтому внутри области интегрирования должно выполняться условие $t - r/c \geq 0$. Таким образом, в символической форме можно записать

$$\int_S (...) ds = \int_{v'=v}^{v_2} \int_{\varphi'=\varphi-\varphi_{np}}^{\varphi+\varphi_{np}} (...) R' dv' d\varphi', \tag{11}$$

где пределы интегрирования зависят от момента времени t и от положения точки наблюдения. Цилиндрические координаты границ области интегрирования определяются из условия

$$t - r/c = 0. \tag{12}$$

В интегралах по поверхности S , входящих в (10), сделаем замену переменной $\Phi = \varphi - \varphi'$. Заметим, что расстояние между точками наблюдения и интегрирования r — четная функция аргумента Φ . Следовательно, τ и $J_{mv, \varphi}^{c,s}(v', \tau)$ также четны по Φ . Кроме того, из формул (4) — (7) видно, что ядра K_{11} , K_{22} четны, а K_{12} , K_{21} — нечетны по Φ . В результате интегрирования по Φ система (10) преобразуется к виду

$$\begin{aligned}
\sum_{m=0}^{\infty} [J_{mv}^c(v, t) \cos m\varphi + J_{mv}^s(v, t) \sin m\varphi] &= 2 \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \cos m\varphi \left[J_{mv}^{nc}(v, t) + \right. \right. \\
& + \frac{1}{\pi} \int_{v'} \int_{\Phi=0}^{\varphi_{np}} (K_{11} J_{mv}^c(v', \tau) \cos m\Phi - K_{12} J_{m\varphi}^s(v', \tau) \sin m\Phi) R' d\Phi dv' \left. \right] + \\
& \tag{13}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \sin m\varphi \left[J_{mv}^{ns}(v, t) + \frac{1}{\pi} \int_{v'} \int_{\Phi=0}^{\varphi_{np}} (K_{11} J_{m\varphi}^s(v', \tau) \cos m\Phi + \right. \\
& \left. + K_{12} J_{m\varphi}^c(v', \tau) \sin m\Phi) R' d\Phi dv' \right] \left. \right\};
\end{aligned}$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} [J_{m\varphi}^c(v, t) \cos m\varphi + J_{m\varphi}^s(v, t) \sin m\varphi] = 2 \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \cos m\varphi \left[J_{m\varphi}^{nc}(v, t) + \right. \right. \tag{14}$$

$$\left. + \frac{1}{\pi} \int_{v'} \int_{\Phi=0}^{\varphi_{np}} (-K_{21} J_{mv}^s(v', \tau) \sin m\Phi + K_{22} J_{m\varphi}^c(v', \tau) \cos m\Phi) R' d\Phi dv' \right] +$$

$$\left. + \sin m\varphi \left[J_{m\varphi}^{ns}(v, t) + \frac{1}{\pi} \int_{v'} \int_{\Phi=0}^{\varphi_{np}} (K_{21} J_{mv}^c(v', \tau) \sin m\Phi + \right. \right.$$

$$+ K_{22} J_{m\varphi}^s(v', \tau) \cos m\Phi) R' d\Phi dv' \Bigg\}.$$

Левые и правые части уравнений (13) и (14) представляют собой разложения в ряды Фурье. Приравнявая соответствующие коэффициенты сначала при косинусах, а затем при синусах, получим для каждого значения $m = 0, 1, 2, \dots$ по две независимые системы, одна из которых связывает J_{mv}^c и $J_{m\varphi}^s$, а другая — J_{mv}^s и $J_{m\varphi}^c$:

$$\left\{ \begin{aligned} J_{mv}^c &= 2J_{mv}^{nc} + \frac{1}{\pi} \int_{v'=v_1}^{v_2} \int_{\Phi=0}^{\varphi_{np}} [K_{11} J_{mv}^c \cos m\Phi - \\ &\quad - K_{12} J_{m\varphi}^s \sin m\Phi]_{\tau=t-r/c} R' d\Phi dv', \\ J_{m\varphi}^s &= 2J_{m\varphi}^{ns} + \frac{1}{\pi} \int_{v'=v_1}^{v_2} \int_{\Phi=0}^{\varphi_{np}} [K_{21} J_{mv}^c \sin m\Phi + \\ &\quad + K_{22} J_{m\varphi}^s \cos m\Phi]_{\tau=t-r/c} R' d\Phi dv'; \end{aligned} \right. \quad (15)$$

$$\left\{ \begin{aligned} J_{mv}^s &= 2J_{mv}^{ns} + \frac{1}{\pi} \int_{v'=v_1}^{v_2} \int_{\Phi=0}^{\varphi_{np}} [K_{11} J_{mv}^s \cos m\Phi + K_{12} \times \\ &\quad \times J_{m\varphi}^c \sin m\Phi]_{\tau=t-r/c} R' d\Phi dv', \\ J_{m\varphi}^c &= 2J_{m\varphi}^{nc} + \frac{1}{\pi} \int_{v'=v_1}^{v_2} \int_{\Phi=0}^{\varphi_{np}} [-K_{21} J_{mv}^s \sin m\Phi + \\ &\quad + K_{22} J_{m\varphi}^c \cos m\Phi]_{\tau=t-r/c} R' d\Phi dv'. \end{aligned} \right. \quad (16)$$

Если поляризация падающего поля такова, что $J_v^{ns} = 0$ и $J_\varphi^{nc} = 0$, то требуется решать систему (15). В случае, когда $J_v^{nc} = 0$ и $J_\varphi^{ns} = 0$, решению подлежит система (16). При произвольной ориентации векторов первичного поля решаются обе системы.

2. Результаты численного решения интегрофункциональных уравнений. Система интегрофункциональных уравнений (15) или (16) решается путем сведения ее к системе линейных алгебраических уравнений. Для этого, как обычно, вводится аппроксимация искомого тока по времени и по пространству. Во временной области каждая составляющая азимутальной гармоники тока аппроксимируется квадратичным сплайном. Например,

$$J_{mv}^c(v, t) = J_{mv}^c(v, t_n) + \frac{\partial J_{mv}^c(v, t)}{\partial t} \Big|_{t=t_n} (t - t_n) + \alpha_{mv,n}^c(v) (t - t_n)^2, \quad (17)$$

где $t_n \leq t < t_{n+1}$, n — номер временной точки, $\alpha_{mv,n}^c(v)$ — коэффициент при квадратичном члене сплайна. Вдоль координаты v выбрана кусочно-постоянная аппроксимация для токов, их производных и коэффициентов $\alpha_n(v)$. Система нестационарных интегральных уравнений ре-

шалась методом временных шагов, описанным в [1-3]. В этом методе существенно используется тот факт, что на ток в выбранной точке поверхности, рассматриваемый в некоторый заданный момент времени, оказывают влияние токи в остальных точках поверхности, но взятые не в тот же, а в предшествующие моменты времени. Выполнение условия

$$\Delta r_{\min} \leq c \Delta t \quad (18)$$

(Δr_{\min} — минимальное расстояние между выбранными точками на образующей, Δt — интервал дискретизации времени, c — скорость света в вакууме) исключает взаимное влияние токов, взятых в пределах одного и того же временного интервала, в различных точках тела. При этом для определения токов в каждый момент времени необходимо решать систему лишь из двух линейных алгебраических уравнений, неизвестными в которой являются коэффициенты $a_n(v)$, соответствующие двум составляющим искомого тока.

Заметим, что в отличие от частотного случая в коэффициентах Фурье для токов $J_{mv,\varphi}^{c,s}(v', \tau)$ сохраняется зависимость от азимутальной координаты, поскольку $\tau = t - r/c$, а r зависит от разности $\varphi - \varphi'$ в соответствии с (8). Поэтому заранее взять интегралы по Φ в уравнениях систем (15) и (16) нельзя. В процессе интегрирования по Φ дуга $(0, \varphi_{\text{пр}})$ разбивается на ряд отрезков, на каждом из которых для временной зависимости тока берется свой аппроксимирующий сплайн вида (17), и затем интеграл от 0 до $\varphi_{\text{пр}}$ вычисляется как сумма интегралов по отдельным отрезкам. При этом появляются интегралы следующего вида:

$$S_m(\varphi_i, \varphi_{i+1}) = \frac{1}{\pi} \int_{\varphi_i}^{\varphi_{i+1}} \frac{\cos m\Phi}{r} d\Phi; \quad (19)$$

$$S_m^i(\varphi_i, \varphi_{i+1}) = -\frac{1}{\pi} \int_{\varphi_i}^{\varphi_{i+1}} \frac{\cos m\Phi}{r^3} d\Phi, \quad (20)$$

где r выражается по формуле (8), $i=1, 2, \dots$ — номер дугового отрезка, $\varphi_1=0$, $\varphi_N=\varphi_{\text{пр}}$, при $1 < i < N$ значения пределов φ_i, φ_{i+1} выбираются таким образом, чтобы при $\varphi_i \leq \Phi \leq \varphi_{i+1}$ для τ выполнялось условие

$$t - i\Delta t \leq \tau \leq t - (i-1)\Delta t. \quad (21)$$

Обозначения для интегралов (19) и (20) приняты по аналогии с частотным случаем [6].

Из интегрального представления (19) нетрудно получить формулу, которая позволяет выразить $S_m(\varphi_i, \varphi_{i+1})$ через S_{m-1}^i, S_m^i и $S_{m+1}^i(\varphi_i, \varphi_{i+1})$:

$$S_m(\varphi_i, \varphi_{i+1}) = -[R^2 + R'^2 + (z - z')^2] S_m^i(\varphi_i, \varphi_{i+1}) + RR' [S_{m-1}^i(\varphi_i, \varphi_{i+1}) + S_{m+1}^i(\varphi_i, \varphi_{i+1})]. \quad (22)$$

Рассмотрим подробнее интеграл (20). Подставляя в (20) выражение для r (8), преобразуем этот интеграл к виду

$$S_m^i(\varphi_i, \varphi_{i+1}) = -\frac{2}{\pi \rho_2^3} \int_{\varphi_i/2}^{\varphi_{i+1}/2} \frac{\cos 2mx dx}{(1 - k^2 \cos^2 x)^{3/2}}, \quad (23)$$

где $\rho_2 = \sqrt{(z-z')^2 + (R+R')^2}$, $k = 2\sqrt{RR'}/\rho_2$. Путем несложной замены переменных функцию $S_m^I(\varphi_i, \varphi_{i+1})$ можно выразить через комбинацию полных и неполных эллиптических интегралов. Например, при $m=0$

$$S_0^I(0, \varphi_2) = -\frac{2}{\pi\rho_2^3} \frac{1}{k'^2} \left[E(k) - E\left(\frac{\pi}{2} - \Delta, k\right) + \frac{k^2 \cos \Delta \sin \Delta}{\sqrt{1-k^2 \cos^2 \Delta}} \right], \quad (24)$$

где $\Delta = \varphi_2/2$, $k' = \sqrt{1-k^2}$, $E(k)$ и $E\left(\frac{\pi}{2} - \Delta, k\right)$ — полный и неполный эллиптические интегралы второго рода [7].

Отметим, что если интервал дискретизации по времени Δt выбран достаточно малым, то угол φ_2 будет также мал. При интегрировании по дуговому отрезку, ближайшему к точке наблюдения, аргумент неполных эллиптических интегралов будет близок к $\pi/2$, а модуль — к единице. В этом случае соответствующие ряды для эллиптических интегралов [8] сходятся очень медленно и пользоваться ими неудобно. Поэтому для вычисления функций $S_m^I(0, \varphi_2)$ при значениях k , близких к единице, был выбран другой способ.

Отрезок $[0, \varphi_2]$ делится на две части: $[0, \Delta\varphi]$ и $[\Delta\varphi, \varphi_2]$. В подынтегральном выражении в (23) $\cos 2mx$ и $\cos^2 x$ раскладываются в степенные ряды по x . Величина $\Delta\varphi$ выбирается настолько малой, чтобы в разложении $\cos^2 x$ в знаменателе (23) с заданной степенью точности можно было ограничиться тремя членами. Тогда выражение (23) для $S_m^I(0, \Delta\varphi)$ приводится к виду

$$S_m^I(0, \Delta\varphi) = -\frac{2}{\pi\rho_2^3} \left[L_1 - \frac{(2m)^2}{2!} L_2 + \frac{(2m)^4}{4!} L_3 - \dots + (-1)^{n+1} \times \right. \\ \left. \times \frac{(2m)^{2n-2}}{(2n-2)!} L_n - \dots \right], \quad (25)$$

где

$$L_n = P_n + (k^2/2) Q_n, \quad P_n = \int_0^{\Delta\varphi/2} x^{2n-2} (k'^2 + k^2 x^2)^{-3/2} dx,$$

$$Q_n = \int_0^{\Delta\varphi/2} x^{2n+2} (k'^2 + k^2 x^2)^{-5/2} dx, \quad n = 1, 2, \dots$$

Интегралы P_n и Q_n ($n=1, 2, \dots$) берутся аналитически. Сумма ряда (25) вычисляется приближенно с заданной степенью точности.

Анализ представления $S_m^I(0, \varphi_2)$ через эллиптические интегралы показывает, что функция $S_m^I(0, \varphi_2)$ имеет особенность при сближении точек интегрирования и наблюдения:

$$S_m^I(0, \varphi_2) = A(1/\rho_0^2) + B \ln \rho_0 + C, \quad (26)$$

где $\rho_0 = \sqrt{(z-z')^2 + (R-R')^2}$, A , B , C — регулярные функции от ρ_0 , причем A не зависит от значения m .

При вычислении $S_m^I(0, \Delta\varphi)$ по формуле (25) в интегралах P_n и Q_n выделяются слагаемые с особенностями и регулярные члены в форме, аналогичной (26). Интегралы по дуговым отрезкам $[\Delta\varphi, \varphi_2]$, $[\varphi_2, \varphi_3]$, $[\varphi_3, \varphi_4]$ и т. д. берутся численно по методу Симпсона с заданной степенью точности.

С помощью описанного алгоритма были рассчитаны распределения нестационарных поверхностных токов на сфере и на круговом конусе конечной длины при рассеянии плоской волны. Амплитуда первичного поля изменяется во времени по гауссову закону:

$$H^n(t) = \exp(-g^2 t^2).$$

Сигнал распространяется вдоль оси тела вращения. В этом случае существует единственная азимутальная гармоника тока с номером $m=1$. Для конкретности была выбрана такая поляризация падающего поля, при которой вектор H^n перпендикулярен плоскости чертежа на рис. 1.

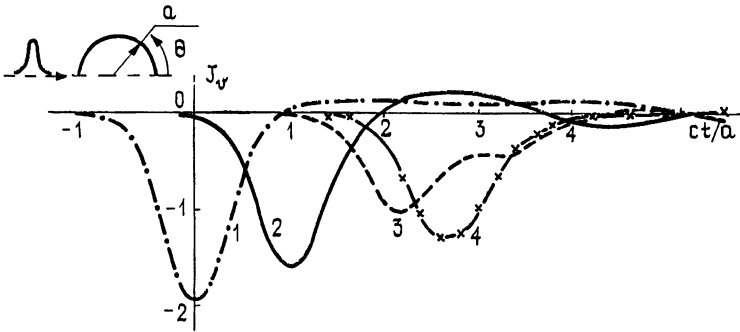


Рис. 2. Временные зависимости тока J_v на сфере.

В этом случае

$$J_{mv}^{nc}(v, t) = -\exp[-g^2(t - z'/c)^2]; \quad (27)$$

$$J_{m\varphi}^{ns}(v, t) = \cos \theta \exp[-g^2(t - z/c)^2]. \quad (28)$$

На рис. 2, 3 приведены нестационарные токи, вычисленные в пяти точках образующей сферы. В расчетах приняты следующие значения параметров: $\Delta v = 0,209$, $c \Delta t = 0,2$, длительность первичного импульса по уровню $1/e$ $\tau = 5\Delta t$. Все линейные размеры пронормированы к радиусу сферы и приводятся в безразмерной форме (кривые 1— $\theta = 173^\circ, 2—\theta = 90^\circ, 3—\theta = 30^\circ, 4—\theta = 6^\circ, 6$).

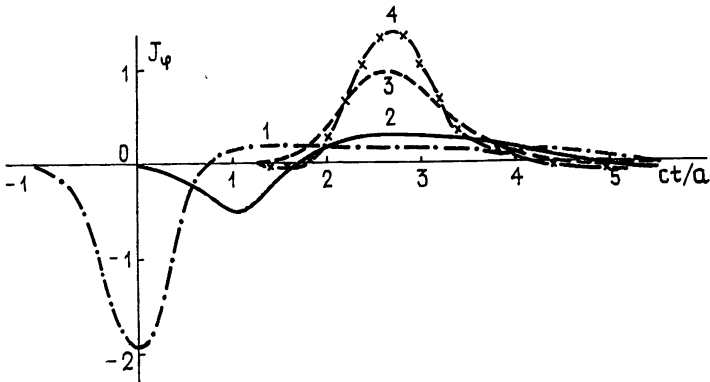


Рис. 3. Временные зависимости тока J_φ на сфере. Обозначения те же, что на рис. 2.

Для тестирования алгоритма были вычислены спектры составляющих $J_v^c(\omega)$ и $J_\varphi^s(\omega)$ с помощью преобразования Фурье от временных зависимостей и проведено сравнение с результатами, получен-

ными методом собственных функций (МСФ) [°] в частотной области. На рис. 4 представлены частотные зависимости амплитуды и фазы токов J_r и J_φ в точке сферы, соответствующей $\theta=90^\circ$. Как видно из этого рисунка, при выбранных значениях параметров Δu , Δt и τ отличие графиков, полученных с помощью МСФ и метода временных интегральных уравнений (ВИУ), не превышает 5,3% при $ka \leq 5,5$ (a — радиус сферы, k — волновое число вакуума). Увеличение интервалов дискретизации по времени и пространству приводит к тому, что частотный диапазон, в котором метод ВИУ позволяет получить удовлетворительные результаты, сужается. Так, при $\Delta v=0,35$, $c\Delta t=0,3$ и $\tau=5\Delta t$ граница диапазона определяется значением $ka=3,5$.

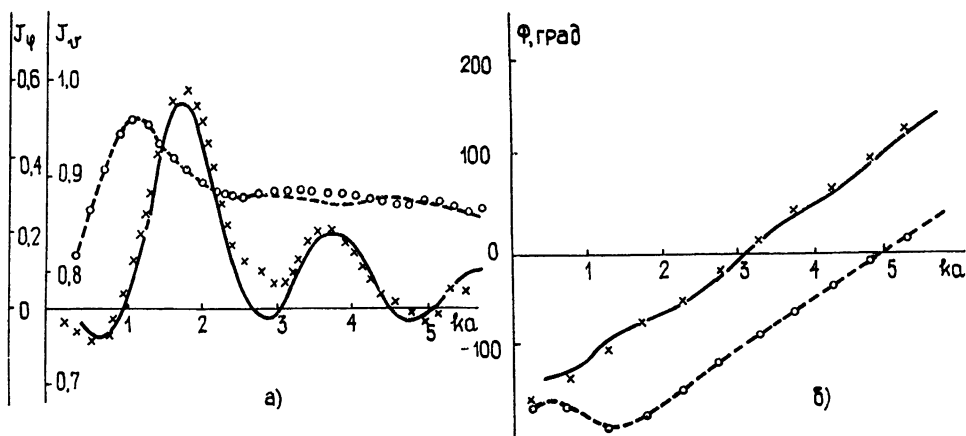


Рис. 4. Частотные зависимости токов на сфере в точке $\theta=90^\circ$; а) модули токов J_r и J_φ (МСФ: J_r — сплошная кривая, J_φ — штриховая кривая); ВИУ: J_r — крестики, J_φ — кружки); б) фазы токов Φ_r и Φ_φ (МСФ: Φ_r — сплошная кривая, Φ_φ — штриховая кривая, ВИУ: Φ_r — крестики, Φ_φ — кружки).

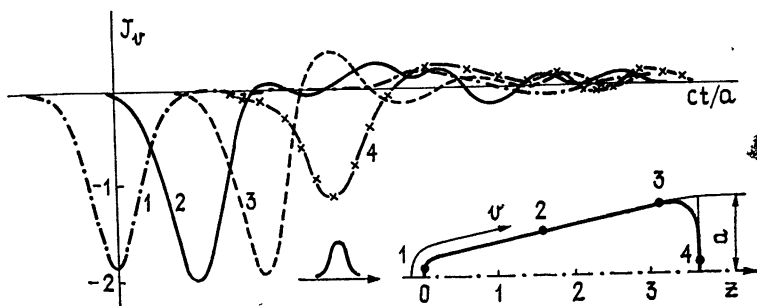


Рис. 5. Временные зависимости тока J_v на конусе.

Временные зависимости токов на поверхности конуса со скругленной вершиной и кромкой при осевой дифракции плоской волны представлены на рис. 5, 6. Из рис. 2, 3 и 5, 6 видно, что на начальном отрезке времени составляющие $J_v^c(t)$ и $J_\varphi^s(t)$ в освещенных точках поверхности в значительной степени повторяют форму импульса первичных токов $J_v^{nc}(t)$ и $J_\varphi^{ns}(t)$. В более поздние моменты времени в зависимостях $J_v^c(t)$ и $J_\varphi^s(t)$ появляются осцилляции, вызванные влиянием токов в других точках поверхности. Осцилляции выражены более резко на конусе, чем на сфере. По мере продвижения в теньную область происходит искажение первичного импульса и, в частности,

увеличение его длительности. Этот процесс объясняется тем, что теневые токи формируются за счет ползущих волн, которые распространяются от всех освещенных участков тела.

Изложенные выше методика и численный алгоритм решения ВИУ существенно сокращают требуемый объем оперативной машинной памяти и дают возможность рассчитывать нестационарные токи на телах вращения различной формы.

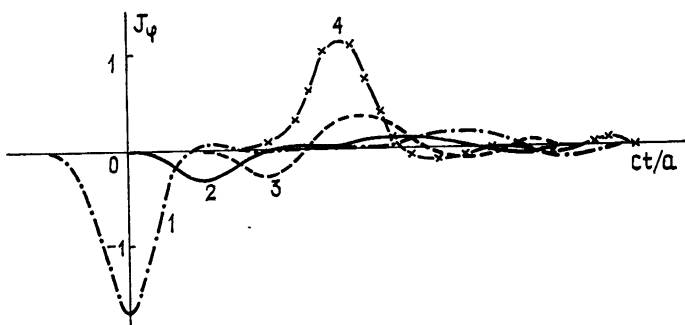


Рис. 6. Временные зависимости тока J_φ на конусе. Обозначения те же, что на рис. 5.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вычислительные методы в электродинамике./Под ред Р. Митры /Пер. с англ — М.: Мир, 1977.
2. Topics in Appl. Phys, 1976, 10, № 10.
3. Беннет С. Л., Росс Дж. Ф. — ТИИЭР, 1978, 66, № 3, с. 35
4. Bennett C. L., Mieras G. H. — Int. Symp. Dig.: Antennas and Propag, Seattle, Wash, 1979, N. Y., 1979, p. 247.
5. Васильев Е. Н. — Изв вузов — Радиофизика, 1959, 2, № 4, с. 588.
6. Васильев Е. Н. — Журн вычислит. математики и матем. физики, 1965, 5, № 5, с. 841.
7. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. Формулы, графики, таблицы — М.: Наука, 1977
8. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — М.: Наука, 1971.
9. Марков Г. Т., Чаплин А. Ф. Возбуждение электромагнитных волн — М.—Л.: Энергия, 1967.

Московский энергетический
институт

Поступла в редакцию
22 марта 1983 г.

TRANSIENT CURRENTS ON A PERFECTLY CONDUCTIVE BODY OF REVOLUTION

E. N. Vasil'ev, I. G. Efimova

A problem of electromagnetic pulse scattering by a perfectly conductive body of revolution located in a homogeneous isotropic medium is considered. Taking into account axial symmetry of the body, independent systems of integro-functional equations for separate azimuthal harmonics of the electric current are obtained. Transient currents on a sphere and on a finite length circular cone are investigated in the case, when the incident pulse has Gaussian form