ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXV, № 9 *РАДИОФИЗИКА* *1982*

УДК 621.371.334;548.1.022/027

Армянская Советская Социалистическая Республика

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА АНИЗОТРОПНОМ СФЕРОИДЕ

С. С. Оганесян

Рассмотрена задача о рассеянии плоской электромагнитной волны анизотропным вытянутым сфероидом. Задача решена методом построения векторных гармоник Получено поперечное сечение рассеяния как функция от коэффициента анизотропии.

С пятидесятых годов были начаты интенсивные работы по изучению рассеяния электромагнитных волн телами канонической формы. Особый интерес уделялся проводящим телам. Широко известны задачи о рассеянии на сфере и цилиндрах с разными поперечными сечениями [1, 2], а также на сфероиде и диске [2, 3, 5]. Эти задачи представляют большой интерес, особенно в теории и технике радиолокации, а также в теории дифракции.

Задачам дифракции и рассеяния электромагнитных волн на анизотропных и, тем более, гиротропных телах было уделено очень мало внимания. Известна ранняя работа [6], в которой задача решена методом интегральных уравнений, но в ней рассмотрено только длинноволновое приближение. В работе [8] рассмотрена дифракция на анизотропной сфере. К сожалению, последняя не доведена до численных расчетов из-за громоздкости полученных выражений. Дальнейшим исследованиям в этом направлении препятствуют, по-видимому, те большие математические трудности, которые возникают, когда имеем дело с анизотропными и гиротропными средами. Здесь в общем случае не удается применять классический метод Фурье. К числу упомянутых математических трудностей относится и малоизученность сфероидальных функций, особенно при комплексных параметрах (см. [9], с. 11).

В предлагаемой работе поставлена задача о дифракции плоской электромагнитной волны на анизотропном вытянутом сфероиде. Рассмотрено «носовое», в отличие от «бокового», падение плоской, линейно-поляризованной электромагнитной волны. Для изучения влияния анизотропии на рассеянную волну ограничение на направления падения в данной работе не играет существенной роли. Общий случай падения на проводящий сфероид рассматривается в работе [7]. При решении использован метод, предложенный в [1, 4, 5].

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть в безграничной однородной и изотропной среде с комплексными параметрами ε_1, μ_1 в отсутствие сторонних токов и зарядов находится диэлектрическое тело в форме вытянутого сфероида. В качестве диэлектрического тела взят одноосный кристалл, оптическая ось которого направлена вдоль большой оси (геометрической) вытянутого сфероида.

Поместим правую декартову систему координат в центре вытянутого сфероида и совместим ось z с осью анизотропии, т. е. с большой осью сфероида. При таком выборе декартовых координат тензор комплексной диэлектрической проницаемости в вытянутой сфероидальной системе координат ξ, η, Φ представляется следующим образом:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} A^2\varepsilon_0 + B^2\varepsilon_z & AB(\varepsilon_z - \varepsilon_0) & 0 \\ AB(\varepsilon_z - \varepsilon_0) & A^2\varepsilon_z + B^2\varepsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix}, \tag{1}$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость вдоль осей x и y, ε_z — вдоль оси z,

$$A = \eta(\xi^2 - \eta^2)^{-1/2}(\xi^2 - 1)^{1/2}, \quad B = \xi(\xi^2 - \eta^2)^{-1/2}(1 - \eta^2)^{1/2}.$$

Запишем уравнение вытянутого сфероида в следующем виде:

$$(x^2 + y^2)/(\xi^2 - 1) + z^2/\xi^2 = F^2,$$

где $F^2 = b^2 - a^2$ — полуфокусное расстояние сфероида, b — большая полуось сфероида, a — малая полуось сфероида.

Пусть линейно-поляризованная плоская волна с коэффициентом распространения $k_1^2 = \omega^2\varepsilon_1\mu_1$ распространяется в отрицательном направлении оси z:

$${}^{l}\boldsymbol{E} = \hat{l}_x E_0 \exp(ik_1 z + i\omega t), \quad {}^{l}\boldsymbol{H} = -\hat{l}_y H_0 \exp(ik_1 z + i\omega t), \tag{2}$$

где E_0, H_0 — амплитуды волн, $\hat{l}_x$, $\hat{l}_y$ — орты осей x, y в декартовой системе. Из постановки задачи ясно, что при этом будет иметь место сложное преломление, отражение и дифракция волны. Однако относительной сложностью картины поведения отличается внутрисфероидальное поле, которое связано со своеобразным поведением электромагнитных волн в анизотропных средах. Как известно из теории [10], волна в них распадается на две волны с разными коэффициентами распространения. Они названы обыкновенной и необыкновенной волнами.

2. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Исследование распространения электромагнитных волн в анизотропных средах связано с большими математическими трудностями. Значительное усложнение дифференциальных уравнений Максвелла отражается на применении классических методов. В работе [11] удается в частных случаях с помощью потенциалов Абрагама применять метод Фурье, но в общем случае получается система очень сложных связанных дифференциальных уравнений. В целях преодоления указанных математических трудностей удобно использовать метод разложения поля по сфероидальным функциям, предложенный Стреттоном [1] и развитый в дальнейшем [4], с. 36. Он успешно применяется в работе [5] для случая вытянутого сфероида бесконечной проводимости. Метод разложения поля по сфероидальным функциям применяется также в работе [3], с. 460. Согласно указанному методу, решения векторного волнового уравнения строятся на основе заранее известного решения скалярного волнового уравнения Гельмгольца. В данной работе применен вышеупомянутый метод, который несколько усовершенствован в [5].

Волны в анизотропных средах в декартовой системе координат описываются следующими уравнениями [12]:

$$\left(\nabla^2 + k_0^2\right)\psi_0 = 0; \tag{3}$$

$$\left(\nabla_{\perp}^2 + \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_0}\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \omega^2\varepsilon_z\mu_2\right)\psi_2 = 0, \tag{3а}$$

где $k_0^2 = \omega^2\varepsilon_0\mu_2$. Здесь (3) описывает обыкновенную, (3а) — необыкновенную волну.

Поле во внешней среде определяется уравнением

$$\left(\nabla^2 + k_1^2\right) \psi_1 = 0. \tag{4}$$

Решение (3а) будет

$$\psi_2 = \exp\left(i\boldsymbol{k}_2 \boldsymbol{r}\right), \tag{5}$$

где $|\boldsymbol{k}_2| = |\boldsymbol{k}_0| \, p(\sin^2\theta_2 + p^2\cos^2\theta_2)^{-1/2}$, $\operatorname{tg}^2\theta_2 = p^2 \operatorname{tg}^2\theta_0$, k_2, θ_2, φ_2 характеризуют распространение необыкновенной волны в сферических координатах [10], $p^2 = \varepsilon_z/\varepsilon_0$ — коэффициент анизотропии.

Разложим (5) в ряд по волновым вытянутым сфероидальным функциям ([9], с. 134) и запишем общий член ряда в следующем виде:

$$\psi_{2mn}^{(h)} = A_{2mn}(c_2, \theta_2) S_{mn}^{(1)}(c_2, \eta) R_{mn}^{(h)}(c_2, \xi) \cos m\Phi. \tag{5a}$$

Здесь $S_{mn}^{(1)}(c_2, \eta)$ — угловая сфероидальная функция первого рода, $R_{mn}^{(h)}(c_2, \xi)$ — радиальная сфероидальная функция произвольного рода, т. е. $h = 1, 2, 3, 4$, $c_2 = k_2 F$ — параметр сфероидальных функций,

$$A_{2mn}(c_2, \theta_2) = \frac{2c_2^m \, i^{m+n}}{N_{2mn}} S_{mn}^{(1)}(c_2, \theta_2),$$

$N_{2mn} = \int\limits_0^\pi [S_{mn}^{(1)}(c_2, \theta_2)]^2 \sin\theta_2 d\theta_2$ — нормировочный коэффициент [9], $\varphi_2 = 0$ — в силу азимутальной симметрии задачи.

В качестве постоянного вектора в отличие от [1] выбираем декартовые орты $\hat{l}_x$, $\hat{l}_y$, $\hat{l}_z$. Вектор ${}^j\boldsymbol{M}_{mn}^{(h)}$ строится следующим образом [4]:

$${}^j\boldsymbol{M}_{mn}^{(h)} = \operatorname{rot}\left(\hat{l}_j \psi_{mn}^{(h)}\right), \quad j = x, y, z. \tag{6}$$

После выполнения операций, указанных в (6), получим явные выражения сфероидальных гармоник, которые приведены в [4].

Применяя еще раз оператор rot к этим функциям, получаем функции ${}^x\boldsymbol{N}_{mn}^{(h)}$, ${}^y\boldsymbol{N}_{mn}^{(h)}$, ${}^z\boldsymbol{N}_{mn}^{(h)}$ ([4], с. 41). Полученная система из шести векторных сфероидальных гармоник является полной и ортогональной. Легко заметить, что из сфероидальных гармоник (6) при переходе к сферическим координатам получаются соответствующие сферические гармоники, приведенные в [1]. Функции ${}^x\boldsymbol{N}_{mn}^{(h)}$, ${}^y\boldsymbol{N}_{mn}^{(h)}$, ${}^z\boldsymbol{N}_{mn}^{(h)}$ здесь не приводятся, поскольку в дальнейшем используются только функции ${}^x\boldsymbol{M}_{mn}^{(h)}$, ${}^y\boldsymbol{M}_{mn}^{(h)}$, ${}^z\boldsymbol{M}_{mn}^{(h)}$ из-за их простоты.

Векторные гармоники ${}^j\boldsymbol{M}_{mn}^{(h)}$, ${}^j\boldsymbol{N}_{mn}^{(h)}$, соответствующие скалярным функциям ψ_0 и ψ_1, можно получить из формул (6), используя следующие формальные переходы параметров: для случая внешнего поля c_2 переходит в c_1, а для обыкновенной волны c_2 в c_0. Разлагая падающую плоскую волну по сфероидальным гармоникам (6), получим

$${}^I\boldsymbol{E} = \frac{1}{c_1\xi} \sum_{n=0}^{\infty} \overline{A}_{0n} {}^y\boldsymbol{M}_{0n}^{(1)}, \qquad {}^I\boldsymbol{H} = \frac{1}{c_1\xi} \sum_{n=0}^{\infty} \overline{B}_{0n} {}^x\boldsymbol{M}_{0n}^{(1)}, \tag{7}$$

где

$$\overline{A}_{0n} = -i(E_0 b) A_{0n}, \quad \overline{B}_{0n} = i(H_0 b) A_{0n},$$

$$A_{0n} = \frac{2i^n}{N_{0n}} \sum_{l=0,1}^{\infty}{}' d_l^{0n}(c_1), \quad c_1 = k_1 F.$$

Поле внутри вытянутого сфероида будем искать в виде

$$
\begin{aligned}
{}^{t}\boldsymbol{D} &= D_0 \sum_{n=0}^{\infty} \{\alpha_n {}^{y}\boldsymbol{M}_{0n}^{(1)}(c_2, \xi, \eta, \Phi) + \gamma_n {}^{y}\boldsymbol{M}_{0n}^{(1)}(c_0, \xi, \eta, \Phi)\},\\
{}^{t}\boldsymbol{H} &= H_0 \sum_{n=0}^{\infty} \{\alpha_n {}^{x}\boldsymbol{M}_{0n}^{(1)}(c_2, \xi, \eta, \Phi) + \gamma_n {}^{x}\boldsymbol{M}_{0n}^{(1)}(c_0, \xi, \eta, \Phi)\},
\end{aligned} \tag{8}
$$

где $c_0 = k_0F$ и ${}^{t}\boldsymbol{D}$ — вектор электрической индукции, а внешнее поле — в виде

$$
\begin{aligned}
{}^{r}\boldsymbol{E} &= E_0 \sum_{n=0}^{\infty} f_n {}^{y}\boldsymbol{M}_{0n}^{(4)}(c_1, \xi, \eta, \Phi),\\
{}^{r}\boldsymbol{H} &= H_0 \sum_{n=0}^{\infty} \{f_n {}^{x}\boldsymbol{M}_{0n}^{(4)}(c_1, \xi, \eta, \Phi) + \beta_n {}^{z}\boldsymbol{M}_{1n}^{(4)}(c_1, \xi, \eta, \Phi)\}.
\end{aligned} \tag{9}
$$

Здесь α_n, β_n, γ_n, f_n — неизвестные коэффициенты, которые подлежат определению.

Формула (9), при предельном переходе к задаче о дифракции электромагнитных волн на вытянутом сфероиде с бесконечной проводимостью, переходит в известное выражение для поля, полученное в [3] (с. 463) и [5].

Граничные условия на поверхности вытянутого сфероида

$$
[({}^{i}\boldsymbol{E} + {}^{r}\boldsymbol{E}), \hat{l}_\xi] = [({}^{t}\boldsymbol{E}, \hat{l}_\xi)], \quad [({}^{i}\boldsymbol{H} + {}^{r}\boldsymbol{H}), \hat{l}_\xi] = [({}^{t}\boldsymbol{H}, \hat{l}_\xi)], \tag{10}
$$

где $\hat{l}_\xi$ — сфероидальный орт в направлении координат ξ.

Умножим уравнения (10) на $S_{0\nu}^{(1)}(c_1, \eta)$ и проинтегрируем их по η в пределах $-1 \leqslant \eta \leqslant 1$. Получим

$$
\begin{aligned}
A_{0n2} P_{3n\nu} \alpha_n + A_{0n0} P_{4n\nu} \gamma_n - A_{0n1} P_{2n\nu} f_n &= P_{1n\nu} \overline{A_{0n}},\\
A_{0n2} P_{7n\nu} \alpha_n + A_{0n0} P_{8n\nu} \gamma_n - A_{0n1} P_{6n\nu} f_n &= P_{5n\nu} \overline{A_{0n}},\\
A_{0n2} P_{11n\nu} \alpha_n + A_{0n0} P_{13n\nu} \gamma_n - A_{0n1} P_{10n\nu} f_n + A_{1n1} P_{12n\nu} \beta_n &= P_{9n\nu} \overline{B_{0n}},\\
A_{0n2} P_{16n\nu} \alpha_n + A_{0n0} P_{18n\nu} \gamma_n - A_{0n1} P_{15n\nu} f_n + A_{1n1} P_{17n\nu} \beta_n &= P_{14n\nu} \overline{B_{0n}},
\end{aligned} \tag{11}
$$

где n и ν пробегают все значения от нуля до бесконечности. Таким образом, получена бесконечная система линейных алгебраических уравнений.

В (12) введены следующие обозначения:

$$
P_{1n\nu} = \frac{1}{c_1\xi_0} \frac{d}{d\xi} R_{0n}^{(1)}(c_1, \xi_0)\left(\xi_0^2 Q_{1,1}^{0,0} - Q_{1,1}^{2,0}\right),
$$

$$
P_{2n\nu} = P_{0n}^{(4)}(c_1, \xi_0)\left(\xi_0^2 Q_{1,1}^{0,0} - Q_{1,1}^{2,0}\right), \quad P_{13n\nu} = \frac{d}{d\xi} R_{0n}^{(1)}(c_0, \xi_0)\, Q_{1,0}^{0,1/2},
$$

$$
P_{3n\nu} = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_z}\left\{\left[\varepsilon_0 \xi_0^2 Q_{1,2}^{0,1} + \varepsilon_z(\xi_0^2 - 1) Q_{1,2}^{2,0}\right] \frac{d}{d\xi} \times \right.
$$

$$
\left. \times R_{0n}^{(1)}(c_2, \xi_0) + \xi_0(\varepsilon_z - \varepsilon_0) R_{0n}^{(1)}(c_2, \xi_0)\dot{Q}_{1,2}^{1,1}\right\},
$$

$$
P_{5n\nu} = \frac{1}{c_1\xi_0}\left\{(\xi_0^2 - 1)\frac{d}{d\xi} R_{0n}^{(1)}(c_1, \xi_0) Q_{1,1}^{1,0} + \xi_0 R_{0n}^{(1)}(c_1, \xi_0)\dot{Q}_{1,1}^{0,1}\right\},
$$

$$P_{6n\nu} = \left(\xi_0^2 - 1\right) \frac{d}{d\xi} R_{0n}^{(4)}(c_1, \xi_0)\, Q_{1,1}^{1,0} + \xi_0 R_{0n}^{(4)}(c_1, \xi_0)\, \dot{Q}_{1,1}^{0,1}, \tag{12}$$

$$P_{7n\nu} = \frac{1}{\varepsilon_0}\left\{\left(\xi_0^2 - 1\right) \frac{d}{d\xi} R_{0n}^{(1)}(c_2, \xi_0)\, Q_{1,2}^{1,0} + \xi_0 R_{0n}^{(1)}(c_2, \xi_0)\, \dot{Q}_{1,2}^{0,1}\right\},$$

$$P_{9n\nu} = \frac{1}{c_1 \xi_0} \frac{d}{d\xi} R_{0n}^{(1)}(c_1, \xi_0)\, Q_{1,1}^{0,1/2}, \quad P_{10n\nu} = \frac{d}{d\xi} R_{0n}^{(4)}(c_1, \xi_0)\, Q_{1,1}^{0,1/2},$$

$$P_{11n\nu} = \frac{d}{d\xi} R_{0n}^{(1)}(c_2, \xi_0)\, Q_{1,2}^{0,1/2}, \quad P_{12n\nu} = \left(\xi_0^2 - 1\right)^{-1/2} R_{1n}^{(4)}(c_1, \xi_0)\, L_{1,1}^{1,0},$$

$$P_{17n\nu} = \left(\xi_0^2 - 1\right)^{1/2} R_{1n}^{(4)}(c_1, \xi_0)\, \dot{L}_{1,1}^{1,1/2} + \xi_0 \left(\xi_0^2 - 1\right)^{1/2} \frac{d}{d\xi} R_{1n}^{(4)}(c_1, \xi_0)\, L_{1,1}^{0,1/2},$$

$$P_{14n\nu} = P_{5n\nu}, \quad P_{15n\nu} = P_{6n\nu}, \quad P_{16n\nu} = \varepsilon_0 P_{7n\nu},$$

$$P_{18n\nu} = \varepsilon_0 P_{8n\nu},$$

$P_{4n\nu}$ — получается из $P_{3n\nu}$ при формальной замене c_2 на c_0, а $P_{8n\nu}$ — из $P_{7n\nu}$ при такой же замене. Здесь через $Q_{1,q}^{u,g}$, $L_{1,q}^{u,g}$ обозначены следующие интегралы:

$$Q_{1,q}^{u,g} = \int_{-1}^{1} \eta^u (1 - \eta^2)^g S_{0\nu}^{(1)}(c_1, \eta) S_{0n}^{(1)}(c_q, \eta)\, d\eta,$$

$$L_{1,q}^{u,g} = \int_{-1}^{1} \eta^u (1 - \eta^2)^g S_{0\nu}^{(1)}(c_1, \eta) S_{1n}^{(1)}(c_q, \eta)\, d\eta, \tag{12a}$$

где $u,\ q = 0,\ 1,\ 2,\ g = 0,\ 1/2,\ 1$.

Интегралы $\dot{Q}_{1,q}^{u,g}$ и $\dot{L}_{1,q}^{u,g}$ получаются из (12a) при формальной замене входящих под интегралы (12a) функций $S_{0n}^{(1)}(c_q, \eta)$ и $S_{1n}^{(1)}(c_q, \eta)$ своими производными по η.

Полученные в нашей задаче интегралы в виде (12a) встречались и в ранних работах [3, 5]. Все они определяются в конечной аналитической форме, однако мы их не привели из-за громоздкости. Их можно найти в упомянутых работах.

Из физики задачи ясно, что неизвестные коэффициенты в (11), начиная с некоторых значений n_0 и ν_0, с изменением $c_0 = k_0 F$ быстро стремятся к нулю. Это дает возможность оборвать ряды на этих значениях для численных расчетов. Известно, что примерно при $n \simeq n_0 = c_0$ ряды достаточно быстро сходятся [2].

В задачах рассматриваемого типа большой интерес представляет нахождение дифференциального поперечного сечения, в нашем случае существенно, в частности, как зависит последнее от анизотропии кристалла. С этой целью рассмотрим внешнее поле (9) в дальней зоне, когда $c_1\xi \to \infty$. Известно, что при этом ([9], с. 36)

$$\frac{d}{d\xi} R_{mn}^{(4)}(c_1, \xi) \simeq \frac{1}{\xi} \exp\left[-i\left(c_1\xi - \frac{m+n}{2}\pi\right)\right],$$

а

$$\lim_{c_1\xi \to \infty} F\xi = r.$$

Тогда функции (6) в пределе имеют следующий вид:

$${}^{x}M_{0n}^{(4)} \simeq \left[-\hat{l}_\eta \sin\Phi + \hat{l}_\Phi \eta \cos\Phi\right] S_{0n}^{(1)}(\eta) \frac{1}{r} \exp\left[-i\left(\boldsymbol{k}_1 \boldsymbol{r} - \frac{n\pi}{2}\right)\right],$$

$$^{z}M_{1n}^{(4)} \simeq -\hat{l}_{\Phi}(1-\eta^2)^{1/2} S_{1n}^{(1)}(\eta)\cos\Phi \frac{1}{r} \exp\left[-i\left(k_1 r - \frac{n+1}{2}\pi\right)\right].$$

Поле (9) в рассматриваемом предельном случае представится в виде

$$^{r}H \cong \left\{\hat{l}_{\eta}\left[\sum_{n=0}^{\infty} i^{n+2} f_n A_{0n}(c_1, \theta_1) S_{0n}^{(1)}(c_1, \eta)\sin\Phi\right] + \right.$$

$$+ \hat{l}_{\Phi}\left[\sum_{n=0}^{\infty} i^n f_n A_{0n}(c_1, \theta_1)\eta S_{0n}^{(1)}(c_1, \eta)\cos\Phi + \right. \quad (13)$$

$$\left.\left. + \sum_{n=0}^{\infty} i^{n+3}\beta_n(1-\eta^2)^{1/2} S_{1n}^{(1)}(c_1, \eta)\cos\Phi\right]\right\}\frac{1}{r}\exp(-ik_1 r).$$

При соответствующем переходе (13) совпадает с аналогичными выражениями для поля, полученными в работах [3] и [5]. Отметим, что в работе [3], с. 473, получено дифференциальное сечение рассеяния в фиксированном направлении. В работе [5] рассматривается дифференциальное сечение рассеяния лишь для направления, обратного направлению падающей волны. В данной задаче не накладываются никакие ограничения на направление отраженной волны. Дифференциальное поперечное сечение получилось в следующем виде:

$$\sigma = 4\pi b^2 (^{s}T)^2, \quad (14)$$

где ^{s}T — амплитуда поля (13).

ЛИТЕРАТУРА

1. Стреттон Дж. А Теория электромагнетизма.— М.— Л.:Гостехиздат, 1948.
2. Хенл А., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции.— М.: Мир, 1964.
3. Иванов Е. А. Дифракция электромагнитной волны на двух телах.— Минск: Наука и техника, 1968.
4. Фламмер К. Таблицы волновых сфероидальных функций.— М.: ВЦ АН СССР, 1962.
5. Siegel K. M., Schultz F. M., Gere B. H., Sleator E. B.— Trans. IRE, 1956, **AP-4**, p. 266.
6. Хижняк А. Труды ХГУ, 1957, **2**, с 93.
7. Senior T. B. A.— Canadian J. Phys., 1966, b, **44**, p. 1353.
8. Оганесян С. С., Барегамян В. А — Изв. АН АрмССР. Сер. физика, 1981, **16**, вып. 1, с. 37.
9 Комаров Н. В., Пономарев Л. И., Славянов С. Ю. Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции.— М.: Наука, 1976
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред — М.: Гостехиздат, 1957.
11. Бененсон Л. С., Зайцев Ю. А — Радиотехника и электроника, 1971, **1**, с. 259.
12. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах.— М.: Физматгиз, 1960.

Ереванский институт народного хозяйства

Поступила в редакцию 20 июля 1981 г, после доработки 22 февраля 1982 г.

DIFFRACTION OF A PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE BY ANISOTROPIC SPHEROID

S. S. Oganesyan

A problem is considered on scattering of a plane electromagnetic wave by anisotropic elongated spheriod. The problem is solved by the method of vector harmonic plotting The transverse section of scattering is obtained as a function of the anisotropy coefficient.