4. В а р т а н а с я н В.А. Радиоэлектронная разведка. М., Воениздат. 1975.
5. Buck Daniel C., Schelenberg James M., Temperature-independent VIG-filter. Пат. США N3648199.
6. П о л у х и н Ю.Н., Р а х а е в А.А. Собственные частоты прецессии намагниченности двух близко расположенных ферритовых сфер. Сборник докладов на II Международной конференции по Гиромагнитной электронике и электродинамике, ч. I, 1974.

В.М. Барсуков, А.Н.Попов

ПРОХОЖДЕНИЕ ГИДРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЧЕРЕЗ ИОНОСФЕРУ

Проблема геомагнитных пульсаций к настоящему времени наиболее полно изложена в монографиях [I] - [3].

В работе [I] основной акцент сделан на исследовании собственных колебаний магнитосферного резонатора с его чрезвычайно сложной для анализа топологией. Авторы работ [2], [3], напротив, на примерах простейших геометрических конфигураций рассматривают задачи возбуждения геомагнитных пульсаций сторонними источниками. Однако во всех отмеченных работах недостаточно полно изучен вопрос о прохождении геомагнитных пульсаций через ионосферу.

Авторы [I] считают ионосферу прозрачной для пульсаций и, по существу, переносят граничные условия для электромагнитного поля с поверхности Земли на торцы силовых трубок, опирающихся на ионосферу.

В работах [2], [3] предприняты попытки учесть влияние ионосферы, которая аппроксимируется бесконечно тонкой гиротропной плоскостью. Волны в толще ионосферы, таким образом, не рассматриваются, и поэтому возможность подобной аппроксимации представляется недостаточно аргументированной.

Следует отметить также цикл работ [4] - [6], посвященных исследованию низкочастотных волновых процессов в неоднородной ионосфере. Однако в них не анализируются магнитосферные участки, а для верхней границы ионосферы задается падающее поле в виде плоских волн с вещественным волновым числом. Ясно, что эти волны не являются собственными для магнитосферной плазмы. Учет же комплексных значений волновых чисел для волн, падающих из магнитосферы на ионосферу, существенно сказывается на коэффициентах трансформации, характеризующих переход через ионосферу. Это обстоятельство авторами [4] - [6] не учитывается.

В настоящей работе более подробно, чем во всех перечисленных работах, исследуются основные закономерности прохождения электромагнитных волн частотного диапазона геомагнитных пульсаций через ионосферу на примере строгого решения модельной задачи.

Итак, рассмотрим вопрос об излучении геомагнитных пульсаций в следующей постановке. Будем предполагать, что где-то внутри магнитосферы расположены источники колебаний с плотностью тока $\vec{j}_{cm}$. Ионосферы (северная и южная) и магнитосферу будем характеризовать тензорами диэлектрических проницаемостей $\hat{\varepsilon}^{(i)}$, используя при этом наиболее общую форму $\hat{\varepsilon}^{(i)}$ в гидродинамическом приближении [7] (геометрия задачи представлена на рис.I):

$$\varepsilon_{zz} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega - i(\nu_{ei} + \nu_{em}))};$$

$$\varepsilon_{xx} \mp i\varepsilon_{xy} = 1 - \frac{\omega_0^2\left(1 + \frac{\nu_{im}}{-i\omega + \nu_{im}\frac{N}{N_m}}\right)}{A^{\mp} - iB^{\mp}};$$

$$A^{\mp} = \left[-\omega \mp \omega_H - i(\nu_{ei} + \nu_{em})\right]\left(-\omega \pm \Omega_H - \frac{\omega\nu_{im}}{-i\omega + \nu_{im}\frac{N}{N_m}}\right);$$

$$B^{\mp} = \left(\frac{-\omega\nu_{em}\frac{m}{M}}{-i\omega + \nu_{im}\frac{N}{N_m}} \mp \Omega_H\right)\left(\nu_{ei} + \frac{\nu_{em}\nu_{im}\frac{N}{N_m}}{-i\omega + \nu_{im}\frac{N}{N_m}}\right), \qquad (I)$$

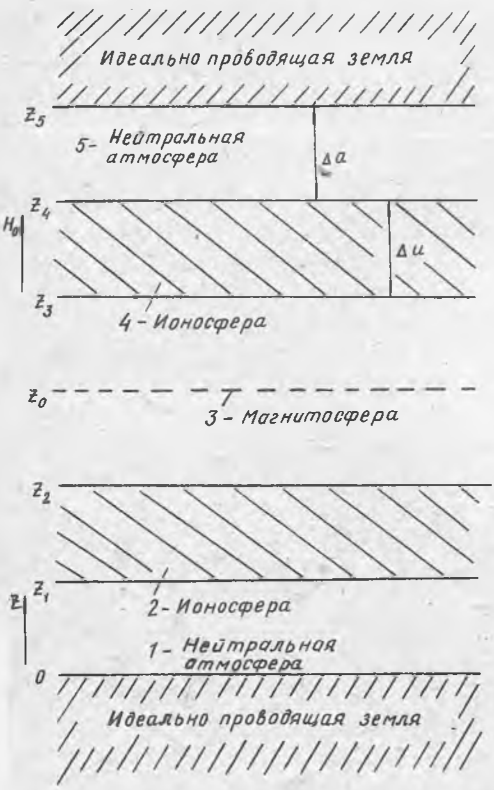
где ω - частота процесса (зависимость от времени $e^{-i\omega t}$); ω_0 - плазменная частота; ω_H и Ω_H - гирочастоты электронов и ионов соответственно; ν_{im}, ν_{ei}, ν_{em} - частота столкновений соответственно ионов с нейтральной компонентой; электронов с ионами, электронов с нейтралами; m - масса электрона; N - плотность электронов ($N_e \approx N_i$); N_m - плотность нейтральной компоненты; M - масса нейтралов.

Уравнения Максвелла с материальными соотношениями (I) для каждой из сред записываются в виде:

$$rot\,\vec{H}^{(j)} = -i\frac{\omega}{c}\hat{\varepsilon}^{(j)}\vec{E}^{(j)} + \frac{4\pi}{c}\vec{j}^{(j)}_{cm};$$

$$rot\,\vec{E}^{(j)} = i\frac{\omega}{c}\vec{H}^{(j)}. \qquad (2)$$

Здесь $\vec{E}^{(j)}$ и $\vec{H}^{(j)}$ – векторы электрического и магнитного полей в среде с номером " j ".



В дальнейшем будем предполагать, что токи, возбуждающие пульсации, расположены внутри магнитосферы, и верхний индекс в выражении $\vec{j}^{(j)}_{cm}$ будем опускать.

Обратимся к случаю, когда ток $\vec{j}_{cm}$ имеет вид $\vec{j}_{cm} = (j_{cmx}, 0, 0)$, т.е. течет по поверхности, расположенной на уровне z_0. Обозначив полный ток I_0, определим j_{cmx} в виде $j_{cmx} = I_0\,\delta(z - z_0)$. Компоненты электрического поля в каждой прослойке удовлетворяют уравнениям:

Рис.I. Модель среды

$$\frac{d^2 E_x^{(j)}}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon^{(j)} E_x^{(j)} - i\frac{\omega^2}{c^2} g^{(j)} E_y^{(j)} = \frac{4\pi\omega}{c^2} I_0 \delta(z-z_0);$$

$$\frac{d^2 E_y^{(j)}}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon^{(j)} E_y^{(j)} + i\frac{\omega^2}{c^2} g^{(j)} E_x^{(j)} = 0, \qquad (3)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_{xx}$; $g = \varepsilon_{xy}$,

непосредственно вытекающим из системы (2). В терминах уравнений второго порядка E_x и E_y связаны, как это видно из (3). Однако для каждой из компонент E_x и E_y легко можно получить независимые дифференциальные уравнения четвертого порядка:

$$\frac{d^4 E_x^{(j)}}{dz^4} + 2\Omega^2\varepsilon^{(j)}\frac{d^2 E_x^{(j)}}{dz^2} + \Omega^4(\varepsilon^2 - g^2)^{(j)} E_x^{(j)} = Q_0 \frac{d^2}{dz^2}\delta(z-z_0) + Q_0\Omega^2\varepsilon^{(j)}\delta(z-z_0);$$

$$\frac{d^4 E_y^{(j)}}{dz^4} + 2\Omega^2\varepsilon^{(j)}\frac{d^2 E_y^{(j)}}{dz^2} + \Omega^4(\varepsilon^2 - g^2)^{(j)} E_y^{(j)} = -i\Omega^2 g Q_0 \delta(z-z_0);$$

$$Q_0 \equiv -i\frac{4\pi\omega}{c^2} I_0, \quad \Omega \equiv \frac{\omega}{c}. \qquad (4)$$

Граничные условия – это непрерывность E_x, E_y, H_x, H_y при переходе через границы раздела сред $z_{j,j+1}$. Следуя методу, развитому в работе [8], будем конструировать решение поставленной задачи по следующему принципу. Найдем сначала решение неоднородных уравнений (4) для безграничной среды с параметрами среды Ш, т.е., так называемые, первичные поля E_x^p, E_y^p, H_x^p, H_y^p, которые находятся путем преобразования Фурье и последующей свертки системы (4) и имеют вид:

$$E_x^p = E_1^p e^{ik_1^{(3)}|z-z_0|} + E_3^p e^{ik_3^{(3)}|z-z_0|};$$

$$E_y^p = p_1 E_1^p e^{ik_1^{(3)}|z-z_0|} + p_3 E_3^p e^{ik_3^{(3)}|z-z_0|};$$

$$H_x^p = \frac{z-z_0}{|z-z_0|}\left[\eta_1 E_1^p e^{ik_1^{(3)}|z-z_0|} + \eta_3 E_3^p e^{ik_3^{(3)}|z-z_0|}\right];$$

$$H_y^p = \frac{z-z_0}{|z-z_0|}\left[\varphi_1 p_1 E_1^p e^{ik_1^{(3)}|z-z_0|} + \varphi_3 p_3 E_3^p e^{ik_3^{(3)}|z-z_0|}\right], \qquad (5)$$

где

$$E_1^p = -\frac{Q_0 i}{4k_1^{(3)}}, \quad p_1 = i, \quad \eta_1 = -\frac{Q_0}{4\Omega E_1^p}, \quad \varphi_1 = -\frac{Q_0 i}{4\Omega p_1 E_1^p};$$

$$E_3^p = -\frac{Q_0 i}{4k_3^{(3)}}, \quad p_3 = -i, \quad \eta_3 = \frac{Q_0}{4\Omega E_3^p}, \quad \varphi_3 = -\frac{Q_0 i}{4\Omega p_3 E_3^p};$$

$k_1^{(3)}$ и $k_3^{(3)}$ – комплексные корни биквадратного уравнения

$$k^4 - 2\Omega^2\varepsilon^{(3)}k^2 + \Omega^4(\varepsilon^{(3)2} + g^{(3)2}) = 0, \qquad (6)$$

причем такие, что $\Im m\, k_1^{(3)} > 0$, $\Im m\, k_3^{(3)} > 0$.

Из формул (6) следует, что собственные волны магнитосферы (область Ш) имеют комплексные волновые числа, о чем уже упоминалось при анализе работ [4] – [6].

Решения однородных уравнений (4), т.е. вторичные поля в среде с номером (j), ищем в виде, аналогичном системе уравнений (5), но с неизвестными пока амплитудами $E_1^{(j)}$, $E_2^{(j)}$, $E_3^{(j)}$, $E_4^{(j)}$:

$$E_x^{(j)} = E_1^{(j)} e^{ik_1^{(j)}z} + E_2^{(j)} e^{-ik_1^{(j)}z} + E_3^{(j)} e^{ik_3^{(j)}z} + E_4^{(j)} e^{-ik_3^{(j)}z};$$

$$E_y^{(j)} = \left(E_1^{(j)} e^{ik_1^{(j)}z} - E_2^{(j)} e^{-ik_1^{(j)}z}\right)p_1^{(j)} + \left(E_3^{(j)} e^{ik_3^{(j)}z} - E_4^{(j)} e^{-ik_3^{(j)}z}\right)p_3^{(j)};$$

$$H_x^{(j)} = \left(E_1^{(j)} e^{ik_1^{(j)}z} - E_2^{(j)} e^{-ik_1^{(j)}z}\right)\eta_1^{(j)} + \left(E_3^{(j)} e^{ik_3^{(j)}z} - E_4^{(j)} e^{-ik_3^{(j)}z}\right)\eta_3^{(j)};$$

$$H_y^{(j)} = \left(E_1^{(j)} e^{ik_1^{(j)}z} - E_2^{(j)} e^{-ik_1^{(j)}z}\right)\varphi_1^{(j)} p_1^{(j)} + \left(E_3^{(j)} e^{ik_3^{(j)}z} - E_4^{(j)} e^{-ik_3^{(j)}z}\right)\varphi_3^{(j)} p_3^{(j)}. \qquad (7)$$

Запишем граничные условия:

$$t_j\, b_{j,j+1}\, \Phi^{(j)} = t_{j+1}\, b_{j+1,j}\, \Phi^{(j+1)} . \tag{8}$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$\Phi^{(j)} = \begin{pmatrix} E_1^{(j)} \\ E_2^{(j)} \\ E_3^{(j)} \\ E_4^{(j)} \end{pmatrix}; \quad t_j = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ p_1^{(j)} & p_1^{(j)} & p_3^{(j)} & p_3^{(j)} \\ \eta_1^{(j)} & -\eta_1^{(j)} & \eta_3^{(j)} & -\eta_3^{(j)} \\ \xi_1^{(j)} p_1^{(j)} & -\xi_1^{(j)} p_1^{(j)} & \xi_3^{(j)} p_3^{(j)} & -\xi_3^{(j)} p_3^{(j)} \end{pmatrix};$$

$$b_{ji} = \begin{pmatrix} e^{i\kappa_1^{(j)} z_{ji}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\kappa_1^{(j)} z_{ji}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\kappa_3^{(j)} z_{ji}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-i\kappa_3^{(j)} z_{ji}} \end{pmatrix}$$

В этих обозначениях на границе $z = z_2 = z_{23}$

$$\Phi^{(2)} = b_{23}^{-1}\, t_2^{-1}\, t_3\, b_{32} \left[\Phi^{(3)} + \Phi^{p} \right], \tag{9}$$

где

$$\Phi^{p} = \begin{pmatrix} 0 \\ E_1^{p} e^{i\kappa_1^{(3)} z_0} \\ E_3^{p} e^{i\kappa_3^{(3)} z_0} \end{pmatrix};$$

b_{23}^{-1}, t_2^{-1} – матрицы, обратные b_{23}, t_2.

Кроме того, образуем столбец непосредственно из компонент полей:

$$E_+ = \begin{pmatrix} E_x^{(2)} \\ E_y^{(2)} \\ H_x^{(2)} \\ H_y^{(2)} \end{pmatrix}_{z=z_{1+}\equiv z_{21}} = t_2\, b_{21}\, \Phi^{(2)} \tag{10}$$

С учетом отношения (9), F_+ можно найти непосредственно через $\Phi^{(3)}$ и Φ^{p} :

$$F_+ = t_2\, b_{21}\, b_{23}^{-1}\, t_2^{-1} t_3\, b_{32} \left[\Phi^{(3)} + \Phi^{(p)}\right] . \tag{11}$$

Выделим в последнем соотношении столбцовые матрицы $\hat{S}$ и $\hat{S}_p$:

$$\hat{S} \equiv b_{32}\, \Phi^{(3)} \quad и \quad \hat{S}_p \equiv b_{32}\, \Phi^{p}.$$

Тогда
$$\hat{F}_+ = \hat{Q}\hat{S} + \hat{Q}\hat{S}_p ,$$
где $\hat{Q}$ – матрица с элементами;

$$q_{ij} = t_2\, b_{21}\, b_{23}^{-1}\, t_2^{-1}\, t_3 .$$

Перейдем к границе между средами I и П. Составим аналогично:

$$F_- = \begin{pmatrix} E_x^{(1)} \\ E_y^{(1)} \\ H_x^{(1)} \\ H_y^{(1)} \end{pmatrix}_{z=z_{1-}\equiv z_{12}} = t_1\, b_{12}, \Phi^{(1)} = \begin{pmatrix} E_{1-}^{(1)} m_0 \\ E_3^{(1)} m_0 \\ E_1^{(1)} n_0 \gamma_0 \\ E_3^{(1)} n_0 \xi_0 \end{pmatrix} ,$$

где $m_0 \equiv 2i \sin \Omega z_1 ;\ n_0 \equiv 2 \cos \Omega z_1 .$

Приравнивая F_- и F_+ , получаем окончательно четыре уравнения относительно четырех неизвестных элементов $\hat{S}$, или что то же, относительно искомых коэффициентов формул (7):

$$\hat{Q}\hat{S} + \hat{Q}\hat{S}_p \equiv \hat{F}_- . \tag{12}$$

По существу, уравнения (12) дают решение поставленной задачи, поскольку
$$\hat{S} = \hat{Q}^{-1}\hat{F}_- + \hat{S}_p ,$$
где $\hat{Q}^{-1}$ – матрица, обратная $\hat{Q}$.

Можно предложить иной способ решения поставленной задачи. Действительно, если ввести для каждой из сред комбинированные поля:

$$E_\pm^{(j)} = E_x^{(j)} \pm i\, E_y^{(j)} , \tag{13}$$

то систему (3) в терминах $E_\pm^{(j)}$ можно расщепить:

$$\frac{d^2}{dz^2} E_\pm^{(j)} + \Omega^2 \left(\varepsilon^{(j)} \mp g^{(j)}\right) E_\pm^{(j)} = Q_0\, \delta(z - z^0) . \tag{14}$$

Уравнения (14) решаются с граничными условиями, состоящими в непрерывности на границах $z_{j,\,j+1}$ как самих гибридных полей $E_{\pm}^{(j),(j+1)}$, так и их производных $\frac{d}{dz}E_{\pm}^{(j),(j+1)}$.

Решение уравнений (14) в каждой из сред можно записать в виде:

$$E_{\pm}^{(3)}=\frac{Q_0}{2iK_{1,3}^{(3)}}e^{iK_{1,3}^{(3)}|z-z_0|}+C_{\pm}^{(3)}e^{iK_{1,3}^{(3)}z}+D_{\pm}^{(3)}e^{-iK_{1,3}^{(3)}z};$$

$$E_{\pm}^{(j)}=C_{\pm}^{(j)}e^{iK_{1,3}^{(j)}z}+D_{\pm}^{(j)}e^{-iK_{1,3}^{(3)}z},\quad (j\neq 3). \tag{15}$$

Неизвестные коэффициенты $C_{\pm}^{(j)}$ и $D_{\pm}^{(j)}$ находятся из граничных условий для полей и их производных.

Из соотношений для комбинированных полей $E_{\pm}^{(j)}$ с учетом найденных коэффициентов и равенства (13) можно получить выражения для $E_x^{(j)}$ и $E_y^{(j)}$.

Ввиду громоздкости общих выражений для полей в случае произвольно расположенного источника, рассмотрим $E_x^{(j)}$ и E_y в одной из ионосфер, когда источник находится посредине магнитосферы. В этом случае они будут иметь следующий вид:

$$E_x^{(4)}=P^{(4)}\Big\{\beta_1^{(4)}e^{iK_1^{(4)}(z_4-z)}-e^{-iK_1^{(4)}(z_4-z)}+$$

$$+L^{(4)}\Big[\beta_3^{(4)}e^{iK_3^{(4)}(z_4-z)}-e^{-iK_3^{(4)}(z_4-z)}\Big]\Big\};$$

$$E_y^{(4)}=-iP^{(4)}\Big\{\beta_1^{(4)}e^{iK_1^{(4)}(z_4-z)}-e^{-iK_1^{(4)}(z_4-z)}-$$

$$-L^{(4)}\Big[\beta_3^{(4)}e^{iK_3^{(4)}(z_4-z)}-e^{-iK_3^{(4)}(z_4-z)}\Big]\Big\}, \tag{16}$$

где

$$L^{(4)}=\frac{\beta_1^{(4)}-1-\frac{K_1^{(4)}}{K^{(5)}}\,i\,tg(K^{5}\Delta a)\big[\beta_1^{(4)}+1\big]}{\beta_3^{(4)}-1-\frac{K_3^{(4)}}{K^{(5)}}\,i\,tg(K^{(5)}\Delta a)\big[\beta_3^{(4)}+1\big]};$$

$$\beta_{1,3}^{(4)}=\frac{1+i\frac{K_{1,3}^{(4)}}{K^{(5)}}tg(K^{(5)}\Delta a)}{1-i\frac{K_{1,3}^{(4)}}{K^{(5)}}tg(K^{(5)}\Delta a)};$$

$\Delta_a \equiv z_5 - z_4$ – толщина нейтральной атмосферы; $P^{(4)}$ – коэффициент, величина которого зависит от интенсивности источника.

Рассмотрим коэффициент трансформации поля при переходе через ионосферу, определив его соотношением

$$T_{34} = \frac{\left[\sqrt{|E_x^{(4)}|^2 + |E_y^{(4)}|^2}\right]_{z_3}}{\left[\sqrt{|E_x^{(4)}|^2 + |E_y^{(4)}|^2}\right]_{z_4}} . \qquad (I7)$$

По данным, приведенным в табл.I, составленной по материалам [9], были получены численные оценки коэффициента трансформации T .

Таблица I

h км	N_m ($см^{-3}$)	M (10^{-24} г)	N ($см^{-3}$)	ω_0 ($сек^{-1}$)	ω_H ($сек^{-1}$)	Ω_H ($сек^{-1}$)
I20	$6 \cdot 10^{11}$	43	10^5	$1,8 \cdot 10^7$	$8,3 \cdot 10^6$	$1,8 \cdot 10^2$
6	I0	I,7	I0	$1,8 \cdot 10^5$	$2,6 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^1$

h	ν_{em} ($сек^{-1}$)	ν_{ei} ($сек^{-1}$)	ν_{im} ($сек^{-1}$)
I20	$5,6 \cdot 10^3$	$6,5 \cdot 10^2$	$3,1 \cdot 10^2$
6	$2,4 \cdot 10^{-6}$	$8,3 \cdot 10^{-6}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$

При вычислениях полагалось: I) – параметры ионосферного слоя в рассматриваемой модели соответствуют параметрам реальной ионосферы на высоте I20 км, а его толщина $\Delta_u = 100$ км; 2) – параметры магнитосферы соответствуют параметрам реальной магнитосферы на высоте $6R_E$; 3) – толщина нейтральной атмосферы $\Delta_a = 100$ км.

Результаты вычислений представлены в табл.2.

Таблица 2

ω ($сек^{-1}$)	I	0,I	0,0I
$Re\, \varepsilon^{(3)}$	$9,0 \cdot 10^4$	$9,0 \cdot 10^4$	$9,0 \cdot 10^4$
$Im\, \varepsilon^{(3)}$	$4,7 \cdot 10^{-1}$	4,7	$4,7 \cdot 10^1$
$Re\, g^{(3)}$	$-1,7 \cdot 10^{-7}$	$-1,7 \cdot 10^{-6}$	$-1,7 \cdot 10^{-5}$

Продолжение табл. № 2

ω (сек$^{-1}$)	I	0,I	0,0I
$\operatorname{Im} q^{(3)}$	$3{,}6 \cdot 10^{-2}$	$3{,}6 \cdot 10^{-2}$	$3{,}6 \cdot 10^{-2}$
$\operatorname{Re} \varepsilon^{(4)}$	$1{,}3 \cdot 10^{4}$	$4{,}0 \cdot 10^{4}$	$2{,}7 \cdot 10^{6}$
$\operatorname{Im} \varepsilon^{(4)}$	$4{,}0 \cdot 10^{6}$	$4{,}0 \cdot 10^{7}$	$4{,}0 \cdot 10^{8}$
$\operatorname{Re} q^{(4)}$	$-6{,}0 \cdot 10^{6}$	$-6{,}0 \cdot 10^{7}$	$-6{,}0 \cdot 10^{8}$
$\operatorname{Im} q^{(4)}$	$2{,}0 \cdot 10^{4}$	$6{,}0 \cdot 10^{4}$	$4{,}0 \cdot 10^{6}$
$\operatorname{Re} K_{1,3}^{(3)}$	10^{-8}	10^{-9}	10^{-10}
$\operatorname{Im} K_{1,3}^{(3)}$	$2 \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^{-14}$
$\operatorname{Re} K_{1}^{(4)}$	$3 \cdot 10^{-8}$	10^{-8}	$3 \cdot 10^{-9}$
$\operatorname{Im} K_{1}^{(4)}$	10^{-7}	$3 \cdot 10^{-8}$	10^{-8}
$\operatorname{Re} K_{3}^{(4)}$	10^{-7}	$3 \cdot 10^{-8}$	10^{-8}
$\operatorname{Im} K_{3}^{(4)}$	$3 \cdot 10^{-8}$	10^{-8}	$3 \cdot 10^{-9}$
$K^{(5)}$	$3 \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{-13}$
T_{34}	2,0	2,0	2,0

Полученные значения коэффициента трансформации не обнаруживают частотной зависимости в рассматриваемом диапазоне частот. Такой результат, вероятно, является следствием выбранной геометрии задачи и принятых для расчета материальных параметров среды.

Как показывают формулы (I6) и (I7), коэффициент трансформации является весьма чувствительной функцией безразмерного параметра $\operatorname{Im} K_{13}^{(4)} \Delta_{u}$.

Имеющиеся в литературе данные о параметрах ионосферы позволяют изменять J_m $K_{1,3}^{(4)}$ Δ_u в широких пределах, соответственно может изменяться и коэффициент трансформации. Таким образом, даже в рамках рассмотренной простой модельной задачи ионосфера может оказывать существенное влияние на поле геомагнитных пульсаций на поверхности Земли.

В заключение авторы выражают благодарность проф. М.И.Пудовкину за постоянное внимание к этой работе и обсуждение полученных результатов.

Л и т е р а т у р а

I. Г у л ь е л ь м и А.В., Т р о и ц к а я А.В. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М., "Наука", 1973, с. 203.

2. В а н ь я н Л.Л. и др. Геомагнитные пульсации. М., "Наука", 1973, с. 96.

3. Д а в ы д о в В.М. Теория низкочастотных электромагнитных полей в средах с тонкими гидротропными слоями и ее геофизические приложения. Новосибирск, "Наука", Сиб. отд., 1971, с. 268.

4. Greifinger C., Greifinger P. Transmission of micropulsations trough lower Ionosphere. J. Geophys. Res, 1965, 70, 2217-2231.

5. Greifinger C., Greifinger P. Theory of hydromagnetic propagation in the Ionospheric waveguide. J Geophys. Res, 1968, 73, 7473-7490.

6. Greifinger P. Ionospheric propagation of oblique hydromagnetic plane waves at micropulsation frequencies. J. Geophys. Res., 1972, 77, 2377-2391.

7. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., Физматгиз, 1960, с. 552.

8. Einaudi F. and Wait J. Analysis of the excitation of the Earth-Ionosphere waveguide by a satellite-borne antenna. Can. J. Phys., 1971, 49. 447-457.

9. К о в а л е в с к и й И.В. Измерение магнитных полей и плазмы на космических аппаратах. М., "Наука", 1973, с. 270.

О.Н.Добронравов, Г.Б. Косвинцев

О РАСЧЕТЕ НАПРЯЖЕНИЙ ВДОЛЬ КОЛЬЦЕВЫХ ЩЕЛЕЙ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

В настоящее время большое внимание уделяется созданию компактных невыступающих антенн.

Наиболее перспективно применение щелевых антенн с возбуждением активными элементами и полосковыми линиями [1] - [3]. При проектировании таких антенн следует учитывать два момента: во-первых, реализацию диаграммы направленности, максимально приближающихся к заданным, во-вторых, обеспечение согласования фидерного тракта с антенной.

Амплитудно-фазовое распределение поля в апертуре, обеспечивающее минимальное уклонение реализуемой диаграммы направленности от заданной, может быть найдено при решении задачи синтеза [4], [5], [6]. Для реализации того или иного распределения тока или напряжения в раскрыве антенны необходимо установить связь амплитудно-фазовых характеристик в апертуре с возбуждающим полем. Другими словами, нужно знать конкретный вид оператора, связывающего падающие волны