ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXV, № 9 РАДИОФИЗИКА 1982

УДК 538.56:538.311

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ СВОЙСТВ СРЕДЫ СО ВРЕМЕНЕМ В ОГРАНИЧЕННОЙ ОБЛАСТИ

В. В. Борисов

Для различной временной зависимости начального поля (единичная функция Хевисайда, включение гармонических колебаний) построено решение, включающее переходный процесс. Показано, что оно сводится к функциям Ломмеля двух переменных. Получено, что при специальном выборе начального поля в волне, выходящей из области с изменившимися свойствами, мгновенно устанавливается гармонический режим.

В приложениях зачастую требуется знать сигнал, выходящий из области с изменяющимися во времени свойствами. В настоящей работе на основе простой модели (резкое изменение свойств среды — ионизация—в полупространстве) будут рассмотрены особенности преобразования поля при изменении параметров среды в ограниченной области, а также поле электромагнитной волны, выходящей из нее. Построено решение нестационарной задачи. Преобразование гармонических волн в неограниченной среде при изменении ее свойств со временем неоднократно обсуждалось в литературе [1–3]. Примеры импульсных решений в диспергирующей среде без границ рассмотрены в [4, 5].

1. Пусть плоская электромагнитная волна распространяется в положительном направлении оси x декартовой системы координат в среде, диэлектрическими и магнитными свойствами которой пренебрегаем. В момент времени $t=0$ при $x<0$ образуется ионизованная область. Плотность заряженных частиц в рассматриваемом приближении

$$n = n_0 h(-x)\, h(t), \quad h(s) = \begin{cases} 1, & s>0 \\ 0, & s<0 \end{cases},$$

где $h(s)$ — функция Хевисайда. Полагаем, что ионы неподвижны, направленная скорость электронов в момент образования равна нулю, столкновения не учитываем.

Поскольку решение задачи зависит от одной пространственной переменной x и времени t, $\tau = ct$ (c — скорость света в вакууме), исходные уравнения имеют вид

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{\partial B_z}{\partial \tau}, \quad -\frac{\partial B_z}{\partial x} = \frac{\partial E_y}{\partial \tau} + \frac{4\pi}{c} env_y, \quad \frac{\partial v_y}{\partial \tau} = \frac{e}{mc} E_y, \tag{1}$$

где E_y, B_z, v_y — составляющие векторов напряженности электрического поля, магнитной индукции и направленной скорости электронов, e, m — заряд и масса электрона, $\varepsilon = \mu = 1$.

Электромагнитное поле при $\tau < 0$ представляется ограниченной функцией $\psi(\tau - x)$, т. е.

$$E_y = B_z = \psi(\tau - x). \tag{2}$$

Начальные данные для составляющих E_y, B_z и их производных по времени следуют из системы (1) и условия $v_y(0, x)=0$:

$$E_y(0-, x) = E_y(0+, x), \quad (\partial/\partial\tau) E_y|_{\tau=0-} = (\partial/\partial\tau) E_y|_{\tau=0+},$$
$$B_z(0-, x) = B_z(0+, x), \quad (\partial/\partial\tau) B_z|_{\tau=0-} = (\partial/\partial\tau) B_z|_{\tau=0+}. \tag{3}$$

Разрыв на фронте первоначального сигнала сохраняется.

Запишем условия на границе раздела сред $x=0$ (фронт не совпадает с границей):

$$E_y(\tau, 0-) = E_y(\tau, 0+), \quad B_z(\tau, 0-) = B_z(\tau, 0+). \tag{4}$$

Решение задачи (1)—(4) определяет преобразованное поле в ионизованной области и электромагнитный сигнал, выходящий из нее.

2. Как следует из соотношений (1)—(4), составляющие векторов поля и направленной скорости электронов в области $x<0$, $\tau>0$ можно выразить через вспомогательную функцию $\Phi(\tau, x)$:

$$E_y = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2}{\partial\tau^2} - \frac{\partial^2}{\partial x\partial\tau}\right)\Phi(\tau, x), \quad B_z = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2}{\partial\tau^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)\Phi(\tau, x) +$$
$$+\frac{1}{2}\frac{\omega_0^2}{c^2}\Phi(\tau, x), \quad v_y = \frac{1}{2}\frac{e}{mc}\left(\frac{\partial}{\partial\tau} - \frac{\partial}{\partial x}\right)\Phi(\tau, x), \quad \omega_0^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m}. \tag{5}$$

Определение $\Phi(\tau, x)$ сводится к решению предельной задачи, $x<0$:

$$\frac{\partial^2\Phi(\tau, x)}{\partial x^2} - \frac{\partial^2\Phi(\tau, x)}{\partial\tau^2} - \frac{\omega_0^2}{c^2}\Phi(\tau, x) = -2\psi(-x),$$
$$\Phi(0+, x) = (\partial/\partial\tau)\Phi(\tau, x)|_{\tau=0+} = 0, \quad \Phi(\tau, 0-) = 0. \tag{6}$$

Согласно [6]

$$\Phi(\tau, x) = \iint\limits_{\Delta} dx'\,d\tau'\,\psi(-x')\,J_0\left[(\omega_0/c)\sqrt{(\tau-\tau')^2 - (x-x')^2}\right], \tag{7}$$

где $J_0(z)$ — функция Бесселя.

Интегрируем (7) по площади треугольника, образованного характеристиками, проходящими через точку $\tau'=\tau$, $x'=x$, и прямой $\tau'=0$. В области изменения переменных $\tau>-x$ источник (правая часть уравнения (6)) следует продолжить в область положительных значений x. Предельное условие $\Phi(0-, \tau) = 0$ определяет продолжение.

Зная функцию $\Phi(\tau, x)$, по формулам (5), (7) найдем составляющие векторов $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$, $\boldsymbol{v}$ в полупространстве с изменившимися свойствами. Вычислив их, исходя из условий (4), получим решение в области $x>0$.

Используя общие соотношения (2), (5), (7), рассмотрим примеры заданной временной зависимости первоначальной электромагнитной волны.

3. Зададим электромагнитный сигнал до момента резкого изменения свойств среды функцией включения Хевисайда: $E_y=B_z=$ $=h(\tau-x+x_0)$. (Полагаем, что фронт при $\tau=0+$ вне ионизованной области, $x_0>0$.)

В области изменения переменных $\tau<-x$, согласно (7),

$$\Phi(\tau, x) = \int\limits_0^\tau d\tau' \int\limits_{\tau'-\tau+x}^{-\tau'+\tau+x} dx'\,J_0\left[(\omega_0/c)\sqrt{(\tau-\tau')^2 - (x-x')^2}\right].$$

После простых вычислений будем иметь (при $\tau<-x$): $E_y=\cos(\omega_0\tau/c)$, $B_z=1$, $v_y=(1/\omega_0)(e/m)\sin(\omega_0\tau/c)$.

Приходим к результату для безграничной среды, полученному в [5]. В ионизованной области возбуждаются электрические колебания с частотой ω_0, не зависящие от координаты x. Векторы поля параллельны границе раздела, переходной процесс отсутствует, а граница не влияет на решение.

При $\tau>-x$, продолжая источник уравнения (6) в область $x>0$, $\psi(-x)=-1$, получим

$$\Phi(\tau, x)_{\tau>-x} = \Phi(\tau, x)_{\tau<-x} - 2\int_0^{\tau+x} d\tau' \int_0^{-\tau'+\tau+x} dx' J_0\left[(\omega_0/c)\sqrt{(\tau-\tau')^2-(x-x')^2}\right].$$

Легко проверить, что результат удовлетворяет предельному условию $\Phi(\tau, 0-)=0$. Подставляя $\Phi(\tau, x)$ в (7), находим v_y, E_y. Опуская преобразования, приведем конечные выражения $(\tau>-x)$:

$$\begin{aligned} E_y &= -\cos(\omega_0\tau/c) + 2U_0\left[(\omega_0/c)(\tau-x),\ (\omega_0/c)\sqrt{\tau^2-x^2}\right], \\ v_y &= \frac{e}{mc}\left\{-\frac{c}{\omega_0}\left(2\sin\frac{\omega_0}{c}x+\sin\frac{\omega_0}{c}\tau\right)+\right. \\ &\left.+2\int_0^{\tau+x} d\tau'\, U_0\left[\frac{\omega_0}{c}(\tau-\tau'+x),\quad \frac{\omega_0}{c}\sqrt{(\tau-\tau')^2-x^2}\right]\right\}. \end{aligned} \tag{8}$$

Здесь $U_n(w,\ z)=\sum_{m=0}^{\infty}(-1)^m(w/z)^{n+2m}J_{n+2m}(z)$ — функция Ломмеля двух переменных.

Из соотношения (8) и условия (4) найдем волну, выходящую из ионизованной области после ее образования, $x>0$:

$$E_y = B_z = J_0\left[(\omega_0/c)(\tau-x)\right], \quad \tau-x>0.$$

При $0>\tau-x>-x_0$ поле не меняется, $E_y=h(\tau-x+x_0)$. Первоначальный электромагнитный сигнал заперт в ионизованной области. Излучение связано только с переходным процессом.

4. Представим электромагнитную волну до момента ионизации как $E_y=B_z=h(\tau-x+x_0)\cos(\omega/c)(\tau-x)$, т. е. в виде косинусоидальных колебаний с частотой ω и с ограниченным передним фронтом. При $\tau=0+$ фронт сигнала располагается вне ионизованной среды, $x_0>0$, на границе раздела $x=0$ $E_y=B_z=1$.

Не останавливаясь на простых вычислениях, приведем выражение для составляющей вектора напряженности электрического поля при $\tau<-x$:

$$\begin{aligned} E_y &= \frac{1}{2}\left(1-\frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\right)\cos\left(\frac{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}{c}\tau+\frac{\omega}{c}x\right)+ \\ &+\frac{1}{2}\left(1+\frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\right)\cos\left(\frac{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}{c}\tau-\frac{\omega}{c}x\right). \end{aligned} \tag{9}$$

В области изменения переменных $\tau>-x$, продолжая источник для положительных значений $x>0$: $\psi(-x)=-\cos(\omega x/c)$, будем иметь

$$\Phi(\tau, x) = \int_0^{\tau} d\tau' \int_{\tau'-\tau+x}^{-\tau'+\tau+x} dx' \cos\frac{\omega}{c}x' J_0\left[\frac{\omega_0}{c}\sqrt{(\tau-\tau')^2-(x-x')^2}\right] -$$

$$-2\int_0^{\tau+x} d\tau' \int_0^{-\tau'+\tau+x} dx' \cos\frac{\omega}{c} x' J_0\left[\frac{\omega_0}{c}\sqrt{(\tau-\tau')^2-(x-x')^2}\right].$$

Предельное условие $\Phi(\tau, 0-)=0$ выполнено. После вычислений для составляющей вектора напряженности электрического поля получим $\tau>-x$, $x<0$:

$$E_y = -\frac{1}{2}\left(1-\frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\right)\cos\left(\frac{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}{c}\tau+\frac{\omega}{c}x\right)-$$

$$-\frac{1}{2}\left(1+\frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\right)\cos\left(\frac{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}{c}\tau-\frac{\omega}{c}x\right)+2J_0(z)- \quad (10)$$

$$-\left(1-\frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\right)U_2(w_-, z)-\left(1+\frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\right)U_2(w_+, z),$$

$$z=(\omega_0/c)\sqrt{\tau^2-x^2}, \quad w_\pm=[(\tau-x)/c]\left(\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}\pm\omega\right).$$

Решение (10) включает переходной процесс.

Рассмотрим особенности поля в ионизованной области, $x<0$. Характер решения различен в интервалах $-x\in[\tau, \infty)$, $-x\in[(v_0/c)\tau, \tau]$, $-x\in[0, (v_0/c)\tau]$. Здесь $v_0=c\,\omega/\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}$ — групповая скорость электромагнитной волны с частотой $\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}$.

Если $-x\in[\tau, \infty)$, то E_y определяется формулой (9), и из решения нестационарной задачи следует, что при резком изменении свойств среды со временем переходной процесс отсутствует. Происходит мгновенное преобразование гармонических колебаний. Первоначальная волна, распространяющаяся в положительном направлении оси x, приводит к двум волнам с частотой $\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}$, распространяющимся в противоположных направлениях. Волновой вектор по величине равен ω/c. Результат совпадает с решением для безграничной среды и монохроматического сигнала бесконечной протяженности [2].

При $\tau>-x$ формирование установившегося гармонического режима сопровождается переходным процессом. В области изменения переменных $-x\in\left[\frac{v_0}{c}\tau, \tau\right]$ $w_-/z=\sqrt{\frac{\tau-x}{\tau+x}}\,\frac{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}-\omega}{\omega_0}>1$, $\frac{w_+}{z}=\sqrt{\frac{\tau-x}{\tau+x}}\,\frac{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}+\omega}{\omega_0}>1$ и следует, согласно известным соотношениям [7], перейти в формуле (10) к функциям $V_n(w, z)=\sum_{m=0}^{\infty}(-1)^m(z/w)^{n+2m}J_{n+2m}(z)$ ($V_n(w, z)$ — равномерно сходящиеся ряды по степеням z/w):

$$E_y=\frac{1}{2}\left(1-\frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\right)\cos\left(\frac{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}{c}\tau+\frac{\omega}{c}x\right)+$$

$$+\frac{1}{2}\left(1+\frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\right)\cos\left(\frac{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}{c}\tau-\frac{\omega}{c}x\right)+2J_0(z)-$$

$$-\left(1+\frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\right)V_0(w_+, z)-\left(1-\frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\right)V_0'(w_-, z).$$

При $\tau+x\to 0$ решение непрерывно переходит в (9).

Область изменения переменных примыкает к границе раздела сред, $-x\in[0, v_0\tau/c]$. В этом случае $w_-/z<1$, $w_+/z>1$. Перейдем в последнем слагаемом формулы (10) к функциям $V_0(w_+, z)$, тогда

$$E_y=-\frac{1}{2}\left(1-\frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\right)\cos\left(\frac{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}{c}\tau+\frac{\omega}{c}x\right)+$$

$$+\frac{1}{2}\left(1+\frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\right)\cos\left(\frac{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}{c}\tau-\frac{\omega}{c}x\right)+2J_0(z)- \quad (11)$$

$$-\left(1-\frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\right)U_2(w_-, z)-\left(1+\frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\right)V_0(w_+, z).$$

В пределе $\tau\to\infty$ устанавливается гармонический режим (первые два слагаемых в формуле (11)), не совпадающий с решением (9), справедливым для безграничной среды и области $x\in[\tau, \infty)$.

Из (11) и граничных условий (4) определим электромагнитный сигнал, выходящий из ионизованной области. Полагая в (11) $x=0$, находим $E_y(0+, \tau)$. Так как решение при $x>0$ — плоская волна, уходящая от границы, то

$$E_y=\frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\cos\left(\frac{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}{c}(\tau-x)\right)+\left(1-\frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\right)\times$$

$$\times J_0\left(\frac{\omega_0}{c}(\tau-x)\right)+\frac{2\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}U_2\left(w_-, \frac{\omega_0}{c}(\tau-x)\right).$$

Излучение сопровождается переходным процессом. Первое слагаемое сигнала (установившийся режим) — колебания с преобразованной частотой $\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}$ и амплитудой, пропорциональной $v_0/c=\omega/\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}$, т. е. групповой скорости в ионизованной среде. Излучение имеет место при любой отличной от нуля частоте первоначального сигнала. Частота уходящей гармонической волны всегда больше частоты начального сигнала, амплитуда меньше и стремится к нулю при $\omega\to 0$.

5. Электромагнитный сигнал до момента изменения свойств среды $E_y=B_z=h(\tau-x+x_0)\sin(\omega/c)(\tau-x)$, $x_0>0$. Фронт при $\tau=0$ — вне ионизованной области, но $E_y=B_z=0$, $\tau=0$, $x=0$. Условие $\Phi(\tau, 0-)=0$ приводит при $x>0$ к источнику $\psi(-x)=-\sin(\omega/c)x$. Тогда, согласно формуле (7), имеем

$$\Phi(\tau, x)_{-x>\tau}=-\int_0^{\tau}d\tau'\int_{\tau'-\tau+x}^{-\tau'+\tau+x}dx' f(x', \tau'),$$

$$f(\tau', x')=\sin\frac{\omega}{c}x' J_0\left(\frac{\omega_0}{c}\sqrt{(\tau-\tau')^2-(x-x')^2}\right),$$

$$\Phi(\tau, x)_{-x<\tau}=-\int_0^{\tau}d\tau'\int_{\tau'-\tau+x}^{x}dx' f(x', \tau')-\int_x^0 dx'\int_0^{-x'+\tau+x}d\tau' f(\tau', x')-$$

$$-\int\limits_0^{\tau+x} d\tau' \int\limits_0^{-\tau'+\tau+x} dx' f(x', \tau'),$$

откуда $\Phi(\tau, x)_{-x>\tau} = \Phi(\tau, x)_{-x<\tau}$ и, следовательно, составляющие векторов поля и направленной скорости частиц в области изменения переменных $-x>\tau$ и $-x<\tau$ совпадают. Простые вычисления приводят к формулам

$$v_y = \frac{e}{m}\frac{1}{\omega_0^2+\omega^2}\left\{\omega\cos\frac{\omega}{c}x - \frac{1}{2}\left(\omega + \sqrt{\omega_0^2+\omega^2}\right)\cos\left(\frac{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}{c}\tau - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{\omega}{c}x\right) - \frac{1}{2}\left(\omega - \sqrt{\omega_0^2+\omega^2}\right)\cos\left(\frac{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}{c}\tau + \frac{\omega}{c}x\right)\right\},$$

$$E_y = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\right)\sin\left(\frac{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}{c}\tau - \frac{\omega}{c}x\right) +$$

$$+\frac{1}{2}\left(-1 + \frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\right)\sin\left(\frac{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}{c}\tau + \frac{\omega}{c}x\right), \tag{12}$$

$$B_z = -\frac{\omega_0^2}{\omega_0^2+\omega^2}\sin\frac{\omega}{c}x + \frac{1}{2}\frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\left\{\left(1 + \frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\right)\times\right.$$

$$\times\sin\left(\frac{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}{c}\tau - \frac{\omega}{c}x\right) + \left(1 - \frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2-\omega^2}}\right)\times$$

$$\left.\times\sin\left(\frac{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}{c}\tau + \frac{\omega}{c}x\right)\right\}.$$

Соотношения (12) справедливы в полупространстве $x<0$ при $\tau>0$. Резкое образование ионизованной среды приводит к мгновенному установлению решения (12). Переходной процесс отсутствует. Отметим, что составляющая E_y совпадает с решением задачи в неограниченной области для первоначального сигнала бесконечной протяженности. Слагаемые в формулах для v_y, B_z, зависящие только от координаты x, не имеют места в стационарном решении и определяются начальной постановкой задачи. Граница раздела не сказывается на результатах (12).

Волна, выходящая из ионизованной области, согласно (4), (12), будет

$$E_y = B_z = \frac{\omega}{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}\sin\left(\frac{\sqrt{\omega_0^2+\omega^2}}{c}(\tau - x)\right),\ \tau - x > 0.$$

В области $0>\tau-x>-x_0$ первоначальный сигнал не изменится. В отличие от результата п. 4 гармонический режим устанавливается мгновенно.

Решение задачи при произвольной фазе колебаний волны на плоскости $x=0$ в начальный момент времени — линейная комбинация соотношений п. 4, 5, откуда ясно, что переходной процесс отсутствует при специальном и единственно возможном распределении начального поля: $E_y=B_z=0$ при $\tau=0+$ на границе раздела $x=0$, фронт сигнала —

вне ионизованной области, $x_0>0$. Если $x_0<0$ — фронт при $\tau=0+$ внутри среды с меняющимися свойствами, то искажения первоначального поля и выходящего излучения связаны также с дисперсией преобразованного сигнала при распространении до взаимодействия с границей раздела. Излучение всегда сопровождается переходным процессом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Morgenthaler F. R.— IRE Trans., 1958, **MTT-6**, № 2, p 167.
2. Столяров С. Н.— Краткие сообщения — М.: ФИАН, 1974, № 1, с. 26.
3. Гинзбург В. Л., Цытович В. Н.— УФН, 1978, **126**, вып. 4, с. 553.
4. Felsen L B, Whithman G. M.— IEEE Trans., 1970, **AP-18**, № 2, p. 242.
5. Борисов В. В — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, **23**, № 12, с. 1484.
6. Смирнов В. И. Курс высшей математики. Т. 4.— М : Гостехиздат, 1957.
7. Кузнецов П. И., Стратонович Р. Л. Распространение электромагнитных волн в многопроводных системах.— М.: ВЦ АН СССР, 1958.

Ленинградский государственный университет

Поступила в редакцию 27 апреля 1981 г., после доработки 2 апреля 1982 г.

ELECTROMAGNETIC FIELD TRANSFORMATION WHEN THE MEDIUM PROPERTIES ARE CHANGED WITH TIME IN A LIMITED REGION

V. V. Borisov

For different time dependence of the initial field (the single Heviside function, including the harmonic oscillations) a solution has been built with the transition process. It is shown that the solution is reduced to Lommel functions of two variables. It is obtained that at a special choice of the initial field in the wave escapined from the region with the changed properties the harmonic regime is instantly set up.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXII, № 2, 1982 г.

(Продолжение)

А. В. Гуревич, Е. Е. Цедилина. Флуктуации времени запаздывания коротковолнового сигнала при наклонном зондировании.

В адиабатическом приближении рассмотрено влияние многократного рассеяния радиоволн в ионосфере на уширение мод на ионограммах наклонного зондирования. На основе изучения величины уширения мод предложен метод определения эффективного коэффициента диффузии лучей.

С. С. Сажин, С. П. Варшавский. О захвате вистлеров в окрестности плазмопаузы.

На основе качественного рассмотрения особенностей распространения вистлеров в окрестности плазмопаузы показано, что в области ,примыкающей к внутренней кромке плазмопаузы, имеет место эффективный захват вистлеров, распространяющихся под малым углом к магнитному полю. Подобный захват в первую очередь имеет место для умеренно возмущенных периодов с $K_p = 2$.

Е. Е. Тимофеев, Ю. Г. Мирошников, Т. Н. Хорькова, Т. В. Мирошникова. Высоты радиоавроры.

Приведены результаты измерений высотных характеристик обратного аврорального рассеяния над Кольским полуостровом. Измерения выполнены методом двойного вертикального интерферометра. Описаны различия в поведении высот радиоавроры в области западной и восточной электроструй, корреляция высот авроральных неоднородностей и аврорального E_{sr}-слоя, высотно-слоистая структура аврорального рассеяния.

(Продолжение см. с. 1066)