

**Нерух Александр Георгиевич**, д-р физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой высшей математики ХТУРЭ. Научные интересы: нестационарная электродинамика. Адрес: 310726, Украина, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. (0572) 40-93-72.

**Рыбин Олег Николаевич**, аспирант кафедры высшей математики ХТУРЭ. Научные интересы: распространение

электромагнитных волн в нестационарных средах. Адрес: 310726, Украина, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. (0572) 40-93-72.

**Щербатко Игорь Владимирович**, доцент кафедры высшей математики ХТУРЭ. Научные интересы: нестационарная электродинамика. Адрес: 310726, Украина, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. (0572) 40-93-72.

УДК 537.87; 621.371

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА ВРЕМЕННЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ СРЕДЫ В ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ

РЫБИН О.Н., САХНЕНКО Н.К.

Рассмотрено преобразование электромагнитного импульса, вызванное скачкообразным изменением во времени параметров ограниченной среды. Изменение представляет собой прямоугольные импульсы диэлектрической проницаемости и проводимости произвольной длительности и амплитуды. Получены и проанализированы выражения для электрического поля во всем пространстве.

### 1. Введение

Распространение электромагнитных волн в нестационарных средах описывается уравнениями Максвелла с зависящими от времени параметрами. Как правило, такие задачи приходится решать численными методами [1, 2]. Однако основные особенности эволюции преобразования электромагнитных сигналов нестационарными средами можно получить аналитическим путем [3-9].

Наиболее простым с точки зрения аналитического исследования является случай трансформации поля при скачкообразном изменении диэлектрической проницаемости или проводимости среды. Однако, как правило, рассматривается изменение только одного параметра. В настоящей работе исследуется воздействие на электромагнитный импульс синхронного импульсного изменения диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(t)$  и проводимости  $\sigma(t)$  среды, которое происходит в области полупространства  $x \geq 0$ . Изменение во времени этих параметров описывается формулами

$$\begin{aligned} \varepsilon(t) &= \varepsilon_0[\theta(-t) + \theta(t - \tau)] + \varepsilon_1[\theta(t) - \theta(t - \tau)], \\ \sigma(t) &= \sigma_1[\theta(t) - \theta(t - \tau)], \end{aligned}$$

где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость невозмущенной среды;  $\varepsilon_1$  и  $\sigma_1$  – диэлектрическая проницаемость и проводимость среды в полупространстве  $x \geq 0$  на временном интервале  $t \in (0, \tau)$ ;  $\theta(t)$  – единичная функция Хевисайда. Среда в полупространстве  $x < 0$  все время остается непроводящей и имеет диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon_0$ .

Предположим, что первичное поле падает по нормали на границу области полупространства  $x \geq 0$ , имеет только составляющую, не зависящую от поперечных координат.

Если  $E_0(t, x)$  – первичное поле в невозмущенной среде, то электрическое поле в нестационарной области описывается интегральным уравнением Вольterra второго рода [1, 2, 6]:

$$E(t, x) = E_0(t, x) + \int_0^{\infty} dt' \int dx' K(t, t', x, x') E(t', x'), \quad (1)$$

Здесь  $K(t, t', x, x')$  – ядро интегрального уравнения,

$$\begin{aligned} K(t, t', x, x') &= -\left( \delta(v_0(t - t') - |x - x'|) / \bar{a}^2(t') \right) \times \\ &\times \left\{ \bar{\sigma}(t') + \frac{1}{2} (1 - \bar{a}^2(t')) \frac{\partial}{\partial t'} \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

где  $v_0$  – скорость света в вакууме;  $\delta$  – дельта-функция Дирака.

В области  $x < 0$  поле определяется с помощью того же соотношения (1), которое в этом случае представляет собой квадратурную формулу, выражающую внешнее поле через внутреннее.

Решение уравнения (1) в областях  $x \geq 0$  записывается через резольвенту  $R(t, t', x, x')$ :

$$E(t, x) = E_0(t, x) + \int_0^{\infty} dt' \int dx' R(t, t', x, x') E_0(t', x'), \quad (3)$$

которая может быть найдена из уравнения

$$\begin{aligned} R(t, t', x, x') &= K(t, t', x, x') + \\ &+ \int_0^{\infty} dt'' \int dx'' K(t, t'', x, x'') R(t'', t', x'', x'). \quad (4) \end{aligned}$$

В случае, если  $\varepsilon(t) = \varepsilon_1$ ,  $\sigma(t) = \sigma_1$ , резольвента представляется с помощью обратного преобразования Лапласа

$$R(t, t', x, x') = e^{-\bar{\sigma}_1 \tau} \int_{\alpha - i\infty}^{\alpha + i\infty} \frac{dp}{2\pi i} e^{p\tau} [S_1(p) + S_2(p)]. \quad (5)$$

Здесь

$$\begin{aligned} S_1(p) &= \frac{a\sqrt{p^2 - \bar{\sigma}_1^2}}{2v_0} \left( \frac{p - \bar{\sigma}_1}{p + \bar{\sigma}_1} - \frac{1}{a^2} \right) e^{-\frac{|x-x'|}{v_1} \sqrt{p^2 - \bar{\sigma}_1^2}}, \\ S_2(p) &= \frac{a\sqrt{p^2 - \bar{\sigma}_1^2}}{2v_0} \left( \frac{1}{a} - \sqrt{\frac{p - \bar{\sigma}_1}{p + \bar{\sigma}_1}} \right) e^{-\frac{x+x'}{v_1} \sqrt{p^2 - \bar{\sigma}_1^2}}, \end{aligned}$$

где

$$a = \sqrt{\varepsilon_0/\varepsilon_1}, \tau = t - t' \alpha > \bar{\sigma}_1, \bar{\sigma}_1 = 2\pi\sigma_1/\varepsilon_1, v_1 = \sqrt{c/\varepsilon_1},$$

$$\operatorname{Re} \sqrt{p^2 - \bar{\sigma}_1^2} > 0.$$

Формула (5) в отсутствие  $S_2(p, x, x')$  – резольвента безграничной задачи. Слагаемое  $S_2(p, x, x')$  учитывает влияние границы полупространства  $x \geq 0$ .

Полученная резольвента позволяет рассматривать воздействие импульсного возбуждения среды для любого первичного поля.

## 2. Реакция поля на возбуждение ограниченной области пространства (промежуток времени

$t \in (0, \tau)$ )

Пусть первичное поле  $E_0(t, x)$  представляет собой прямоугольный импульс

$$E_0(t, x) = \theta(v_0(t - t_1) - x) - \theta(v_0(t - t_2) - x), \\ t_1 < t_2 < 0.$$

Подставляя (5) в (3) и используя теорему о вычетах и теорему Эфроса [10], получаем, что поле в области нестационарного полупространства  $x \geq 0$  имеет вид

$$E_1(t, x) = a^2 \theta(-x - v_0 t_1) \theta(x + v_0 t_2) e^{-2\bar{\sigma}_1 t} + \\ + \sum_{i=1}^2 (-1)^{i-1} [E_{1i}(t, x) + E_{2i}(t, x) + E_{bi}(t, x)]. \quad (6)$$

Здесь

$$E_{ji}(t, x) = (a/2) \theta(-x - v_0 t_i) \theta(v_1(t + t_i/a) + x) \times \\ \times \left\{ I_0(\bar{\sigma}_1 \sqrt{t^2 - (t_i/a + x/v_1)^2}) - \right. \\ \left. - a e^{-\bar{\sigma}_1(t + t_i/a + x/v_1)} - F_0(t, -(t_i/a + x/v_1)) \right\} e^{-\bar{\sigma}_1 t},$$

$$E_{ii}(t, x) = (a/2) \theta(x + v_0 t_i) \theta(v_1(t - t_i/a) - x) \times \\ \times \left\{ I_0(\bar{\sigma}_1 \sqrt{t^2 - (t_i/a + x/v_1)^2}) + \right. \\ \left. + a e^{-\bar{\sigma}_1(t - t_i/a - x/v_1)} + F_0(t, t_i/a + x/v_1) \right\} e^{-\bar{\sigma}_1 t},$$

$$E_{bi}(t, x) = (a/2) \theta(v_1(t + t_i/a) - x) e^{-\bar{\sigma}_1 t} \times \\ \times \left\{ I_0(\bar{\sigma}_1 \sqrt{t^2 - (t_i/a - x/v_1)^2}) - (1 - a^2)^2 (2a)^{-1} \times \right. \\ \times e^{-(1+a^2) \left| 1 - a^2 \right|^{-1} \bar{\sigma}_1(t + t_i/a - x/v_1)} + \\ \left. + e^{-\bar{\sigma}_1(t + t_i/a - x/v_1)} + \sum_{k=1}^2 F_k(t, -(t_i/a - x/v_1)) \right\};$$

где

$$F_0(t, b) = a \bar{\sigma}_1 b \int_b^t d\tau e^{-\bar{\sigma}_1(t-\tau)} (\tau^2 - b^2)^{-1/2} \times \\ \times I_1(\bar{\sigma}_1 \sqrt{\tau^2 - b^2}), \quad F_1(t, b) = -4a^2(1 - a^2)^{-1} \bar{\sigma}_1 \times \\ \times \int_b^t d\tau e^{-(1+a^2) \left| 1 - a^2 \right|^{-1} \bar{\sigma}_1(t-\tau)} \left\{ I_0(\bar{\sigma}_1 \sqrt{\tau^2 - b^2}) - \right. \\ \left. - \left( \tau - (1 + a^2)(2a)^{-1} b \right) (\tau^2 - b^2)^{-1/2} \times \right. \\ \left. \times I_1(\bar{\sigma}_1 \sqrt{\tau^2 - b^2}) \right\}. \quad F_2(t, b) = a \bar{\sigma}_1 b \times \\ \times \int_b^t d\tau e^{-\bar{\sigma}_1(t-\tau)} (\tau^2 - b^2)^{-1/2} I_1(\bar{\sigma}_1 \sqrt{\tau^2 - b^2}).$$

Поле в области полупространства  $x < 0$  на временном интервале  $t \in (0, \tau)$  найдем, подставив выражение (6) в формулу (1):

$$E_2(t, x) = E_0(t, x) + a^2 \left\{ \bar{\sigma}_1 + \frac{1}{2}(1 - a^2) \right\} \sum_{i=1}^2 (-1)^i \times \\ \times \left\{ \theta(v_0(t + t_i/a) + x) (1/\bar{\sigma}_1) \operatorname{sh}(\bar{\sigma}_1(t + t_i/a + x/v_0)) + \right. \\ \left. + \left( (1/\bar{\sigma}_1) \operatorname{sh}(\bar{\sigma}_1(t + t_i/a + x/v_0)) + 2(1 - a^2)^{-1} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left( (3 + a^2)a^{-1} - (1 + a^2)(1 - a^2)^{-1} \right) (t + t_i/a + x/v_0) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times e^{-(1+a^2) \left| 1 - a^2 \right|^{-1} \bar{\sigma}_1(t + t_i/a + x/v_0)} + \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_{k=3}^5 F_k(t + x/v_0, t_i/a) \right\} e^{-\bar{\sigma}_1(t + x/v_0)}. \quad (7)$$

Здесь

$$F_3(t, b) = -b \int_{-b}^t d\tau \operatorname{sh}(\bar{\sigma}_1(t - \tau)) (\tau^2 - b^2)^{-1/2} \times \\ \times I_1(\bar{\sigma}_1 \sqrt{\tau^2 - b^2}), \quad F_4(t, b) = -\frac{2\bar{\sigma}_1}{1 - a^2} \times \\ \times \int_{-b}^t d\tau \left( \frac{3 + a^2}{a} b + \frac{1 + a^2}{1 - a^2} \tau \right) e^{-(1+a^2) \left| 1 - a^2 \right|^{-1} \bar{\sigma}_1(t-\tau)} \times \\ \times (t - \tau) \frac{I_1(\bar{\sigma}_1 \sqrt{\tau^2 - b^2})}{\sqrt{\tau^2 - b^2}}, \quad F_5(t, b) = -\frac{2\bar{\sigma}_1}{1 - a^2} \times \\ \times \int_{-b}^t d\tau (t - \tau) e^{-(1+a^2) \left| 1 - a^2 \right|^{-1} \bar{\sigma}_1(t-\tau)} I_0(\bar{\sigma}_1 \sqrt{\tau^2 - b^2}).$$

Анализ формул (6) и (7) удобно проводить с использованием пространственно-временной диаграммы, как это было сделано в [7], где рассматривался скачок проводимости среды в полупространстве. Основным качественным отличием данной диаграммы является неравенство углов "падения" и "отражения" от квазиплоскости  $t = 0$ , в то время как в работе [7] данные углы совпадают. Мировые линии, соответствующие выражениям для полей (6) и (7),

расположены на рисунке слева от линии  $t = \tau$ , соответствующей моменту скачкообразного возвращения параметров в области пространства  $x \geq 0$  к первоначальным значениям.

### 3. Остаточные явления после снятия возбуждения среды

Электрическое поле во всем пространстве, после скачкообразного возвращения параметров среды в полупространстве  $x \geq 0$  к первоначальному состоянию, выражается формулой

$$E(t, x) = E_0(t, x) - (1/a^2) \left\{ \bar{\sigma}_1 + \frac{1}{2}(1 - a^2) \frac{\partial}{\partial t} \right\} \times \int_0^{\tau} dt' \int_{-\infty}^{\infty} dx' \delta(v_0(t - t') - |x - x'|) E_1(t', x'). \quad (8)$$

После подстановки (6) получим значение

$$E(t, x) = \theta(x + v_0(\tau - t)) E_0(t, x) + (1/2\bar{\sigma}_1) \times \left\{ \bar{\sigma}_1 + \frac{1}{2}(1 - a^2) \frac{\partial}{\partial t} \right\} \sum_{i=1}^2 (-1)^{i-1} \{ E_{3i}(t, x) + E_{4i}(t, x) \} + \theta(t + x/v_0) \theta(v_0(t - \tau) - x) E_2(t, x). \quad (9)$$

Здесь

$$E_{3i}(t, x) = \theta(x + v_0(\tau - t)) \times \left\{ \theta(f(t, x)) e^{-2\bar{\sigma}_1 \tau} - (1/2) \theta(-f(t, x)) e^{-\bar{\sigma}_1(f(t, x)/v_0 + \tau)} \times \right. \\ \times (1 - e^{\bar{\sigma}_1(f(t, x)/v_0 + \tau)} + 2e^{(1+a^2)|1-a^2|^{-1}\bar{\sigma}_1(f(t, x)/v_0 + \tau)}) - \\ - \theta(-f(t, x)) a \bar{\sigma}_1 |1-a^2|^{-1} e^{-\bar{\sigma}_1(f(t, x)/v_0 + \tau)} F_6(\tau, f(t, x)/v_1) - \\ - \theta(-f(t, x)) \theta(v_1 \tau + f(t, x)) e^{-\bar{\sigma}_1 \tau} F_7^{\pm}(\tau, -f(t, x)/v_1) - \\ \left. - \theta(v_1 \tau + g(t, x)) e^{-\bar{\sigma}_1 \tau} F_7^{\mp}(\tau, -g(t, x)/v_1) \right\} + \theta(x + v_0(t - \tau)) \times \\ \times \left\{ (1/2) \theta(-q(t, x)) \theta(q(t, x) - v_0 \tau) \left[ e^{-2\bar{\sigma}_1((q(t, x)/v_0) + \tau)} + 1 - \right. \right. \\ \left. - 2e^{-2\bar{\sigma}_1 \tau} \right] + \theta(q(t, x)) \theta(v_1 \tau - q(t, x)) e^{-\bar{\sigma}_1 \tau} F_8(\tau, q(t, x)/v_1) - \\ \left. - (1/2) \theta(v_1 \tau - h(t, x)) e^{-\bar{\sigma}_1 \tau} F_9(\tau, h(t, x)/v_1) \right\},$$

где

$$f(t, x) = v_0(t - \tau - t_i) - x, \quad g(t, x) = x + v_0(\tau - t - t_i), \\ h(t, x) = v_0(\tau - t + t_i) - x, \quad q(t, x) = x + v_0(t + t_i - \tau);$$

а также

$$F_6(t, b) = \int_0^b d\xi e^{-(1+a^2)|1-a^2|^{-1}\bar{\sigma}_1(t-\xi)} I_0(\bar{\sigma}_1 \xi).$$

$$F_7^{\pm}(t, b) = -e^{-(1+a^2)|1-a^2|^{-1}\bar{\sigma}_1(t-b)} + \text{ch}(\bar{\sigma}_1(t-b)) \pm \\ \pm \bar{\sigma}_1 \int_0^t d\xi e^{-(1+a^2)|1-a^2|^{-1}\bar{\sigma}_1(t-\xi)} I_0(\bar{\sigma}_1 \sqrt{\xi^2 - b^2}) + \\ + \bar{\sigma}_1 b \int_0^t d\xi \left\{ \text{ch}(\bar{\sigma}_1(t-\xi)) - e^{-(1+a^2)|1-a^2|^{-1}\bar{\sigma}_1(t-\xi)} \right\} \times \\ \times (\xi^2 - b^2)^{-1/2} I_1(\bar{\sigma}_1 \sqrt{\xi^2 - b^2}). \quad F_8(t, b) = \\ = \text{sh}(\bar{\sigma}_1(t-b)) + \bar{\sigma}_1 b \int_0^t d\xi \text{sh}(\bar{\sigma}_1(t-\xi)) \frac{I_1(\bar{\sigma}_1 \sqrt{\xi^2 - b^2})}{\sqrt{\xi^2 - b^2}}.$$

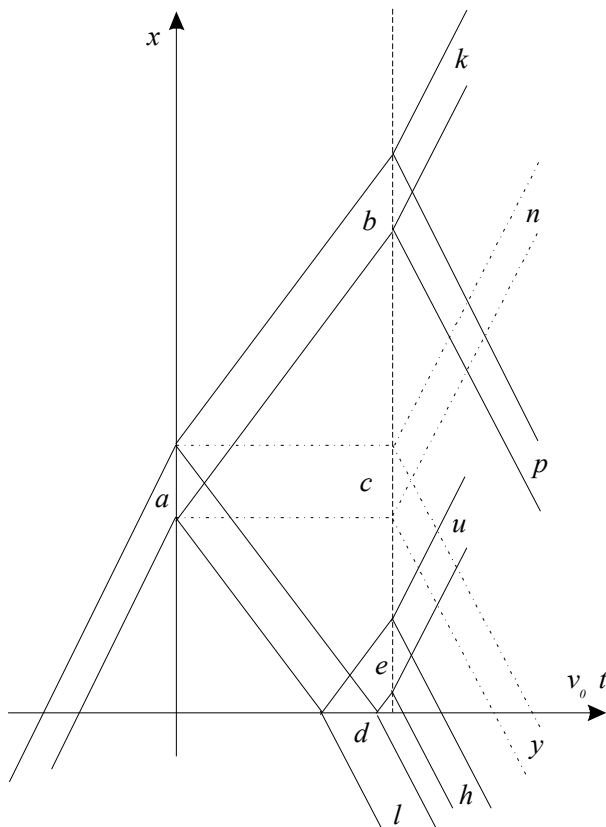
$$F_9(t, b) = \frac{2}{1-a^2} \left( 3 + a^2 - a^2 \frac{1+3a^2}{1-a^2} \right) (t-b) \times \\ \times e^{-(1+a^2)|1-a^2|^{-1}\bar{\sigma}_1(t-b)} + 2\bar{\sigma}_1 (1-a^2)^{-1} \int_0^t d\xi \times \\ \times e^{-(1+a^2)|1-a^2|^{-1}\bar{\sigma}_1(t-\xi)} \left\{ \left( 3 + a^2 - a \frac{1+3a^2}{1-a^2} \xi \right) \times \right. \\ \left. \times I_1(\bar{\sigma}_1 \sqrt{\xi^2 - b^2}) (\xi^2 - b^2)^{-1} - (\bar{\sigma}_1/a) I_0(\bar{\sigma}_1 \sqrt{\xi^2 - b^2}) \right\}.$$

Выражение  $E_{3i}(t, x)$  описывает составляющую электрического поля для случая, когда возвращение параметров среды нестационарного полупространства к исходным значениям происходит после того, как обратный импульс  $ad$ , образовавшийся при расщеплении первичного импульса, достиг границы  $x = 0$ . Анализ областей существования каждого слагаемого выражения для  $E_{3i}(t, x)$  показывает, что в момент скачкообразного возвращения параметров среды ограниченной области к первоначальным значениям каждая мировая линия, образовавшаяся до этого момента, расщепляется на две. В результате образуются два прямых импульса ( $bk$  и  $ie$ , рисунок) и два обратных ( $br$  и  $eh$ , рисунок). Используя условия постоянства аргумента неоднородных амплитуд  $F_7^{\pm}$  и  $F_8$  данного выражения, получаем, что фазы поля после снятия возбуждения зависят от пространственной и временной координат. Поэтому у образовавшихся импульсов будет иметь место "диффузия" поля через задний фронт, что соответствует возбуждению непрерывного спектра волн в области позади задних фронтов импульсов. Область между образовавшимися импульсами заполнена преобразованным непрерывным спектром волн, обусловленным "диффузией" поля через задние фронты импульсов, образовавшихся в результате расщепления первичного импульса.

Составляющая  $E_{4i}(t, x)$  выражается в виде

$$E_{4i}(t, x) = \theta(x + v_0(\tau - t))e^{-\bar{\sigma}_1 \tau} \times \\ \times \left\{ \theta(-f(t, x))e^{\bar{\sigma}_1 \tau} \left[ 1 - 2e^{-2|1-a^2|^{-1} \bar{\sigma}_1 (f(t, x)/v_0 + \tau)} \right] - e^{-\bar{\sigma}_1 \tau} \times \right. \\ \times \left. \left\{ \theta(f(t, x)) - \theta(-f(t, x))\theta(v_1 \tau + f(t, x))F_7^+(\tau, -\frac{f(t, x)}{v_1}) + \right. \right. \\ \left. \left. + \theta(f(t, x))\theta(v_1 \tau - f(t, x))F_7^+(\tau, \frac{f(t, x)}{v_1}) \right\} + \theta(x + v_0(t - \tau)) \times \right. \\ \times \left. \left\{ \theta(-q(t, x)) \left( 1 - e^{-2\bar{\sigma}_1 \tau} \right) + \theta(q(t, x))\theta(v_1 \tau - q(t, x))e^{-\bar{\sigma}_1 \tau} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times F_8(\tau, \frac{q(t, x)}{v_1}) - \theta(-q(t, x))\theta(v_1 \tau + q(t, x))e^{-\bar{\sigma}_1 \tau} F_8(\tau, -\frac{q(t, x)}{v_1}) \right\} \right\}$$

описывает случай, когда обратный импульс  $ad$  "не успел" переотразиться от границы  $x = 0$  до снятия возбуждения ограниченной среды. Данный случай качественно отличается от предыдущего тем, что импульс  $ed$  не образуется и расщеплению подвергаются мировые линии обратного импульса  $ad$ .



Пространственно-временная диаграмма

Первое слагаемое в выражении (9) показывает, что в случае, когда до момента времени  $\tau$  первичный импульс не успел полностью перейти через плоскость  $x = 0$ , после снятия возбуждения среды "оставшаяся" часть продолжает распространяться в пространстве (данный момент не отражен на рисунке).

Последнее слагаемое в (9) описывает поле в стационарной области до скачкообразного возвращения среды в исходное состояние.

#### 4. Заключение

В работе показано, что скачкообразное изменение параметров среды в ограниченной области приводит к расщеплению мировых линий фронтов произвольного импульса на две линии. В результате образуются импульсы с неоднородными пространственно-временными координатами и амплитудами. Взаимодействие первичной волны с границей возбужденной области полупространства характеризуется неравенством углов "падения" и "отражения" от квазиплоскости  $t = 0$ , что является следствием наличия скачка диэлектрической проницаемости. Также показано, что распределение поля после снятия возбуждения пространства зависит от соотношения длительностей возбуждающего и обратного импульсов. Последний возникает в результате расщепления первичного.

Авторы выражают глубокую признательность профессору Неруху А.Г. за помощь, оказанную им при написании данной статьи.

**Литература:** 1. Nerukh A.G., Scherbatko I.V., Nerukh D.A. Using evolutionary recursion to solve an electromagnetic problem with time-varying parameters // Microwave and Optical Technology Letters. 1997. Vol. 14, N1. P. 31-36. 2. Nerukh A.G., Scherbatko I.V., Rybin O.N. The direct numerical of an integral Volterra equation for an electromagnetic signal in a time-varying dissipative medium // Journ. of Electromagnetic Waves and Applications. 1998. Vol. 12, N1. P.163-176. 3. Аверков С.И., Боллин В.П. Волны в недиспергирующих неоднородных средах // Изв. вузов Радиофизика. 1980. Т.23, N9. С. 1060-1066. 4. Борисов В.В. Неустановившиеся электромагнитные волны. Л.: Изд-во ЛГУ, 1987. 240с. 5. Борисов В.В. Трансформация электромагнитного поля при изменении проводимости среды во времени // Геомагнетизм и аэрономия. 1989. Т.29, N5. С. 730-737. 6. Нерух А.Г., Хижняк Н.А. Современные проблемы нестационарной макроскопической электродинамики. Х.: НПО Тест-Радио. 1991. 280с. 7. Нерух А.Г., Шаворыкина И.Ю. Расщепление электромагнитного импульса при скачке проводимости ограниченной среды // ЖТФ. 1992. Т.62, N5. С. 108-118. 8. Harfoush F.A., Taflove A. Scattering of electromagnetic waves by a material half-space with a time-varying conductivity // IEEE Trans. on Antennas and Propag. 1991. Vol.39, N7. P. 898-906. 9. Барсуков К.А., Григорьева Н.Ю. К вопросу об излучении в нестационарной и неоднородной полубесконечной среде // ЖТФ. 1996. Т.66, N7. С. 134-140. 10. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функции комплексного переменного. М.: Наука, 1976. С. 465.

Поступила в редколлегию 18.02.98

**Рыбин Олег Николаевич**, аспирант кафедры высшей математики ХТУРЭ. Научные интересы: распространение электромагнитных волн в нестационарных средах. Адрес: 310726, Украина, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. (0572) 40-93-72.

**Сахненко Наталья Константиновна**, ассистент кафедры высшей математики ХТУРЭ. Научные интересы: распространение электромагнитных волн в нестационарных средах. Адрес: 310726, Украина, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. (0572) 40-93-72.