



МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ CHIRPING-ЭФФЕКТА НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛОСКОЙ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В БЕЗГРАНИЧНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

СЛИПЧЕНКО Н.И.

Рассматривается аналитическое решение задачи преобразования плоской монохроматической волны конечными во времени синхронными последовательностями прямоугольных периодических импульсов диэлектрической и магнитной проницаемостей, а также проводимости безграничной среды. Решение задачи осуществляется с помощью метода интегральных уравнений. Определяются точные выражения для компоненты электрического поля при положительной полуоси времени в любой точке пространства. Проводится физический анализ полученных выражений.

1. Введение

Прогресс в развитии средств связи и зондирования объектов позволяет выделить аспекты теоретического исследования распространения электромагнитных волн в различных средах в отдельный раздел теоретической физики. Несмотря на то, что все процессы в природе являются в обобщенном смысле нестационарными, большинство исследований, связанных с распространением электромагнитных волн в различных средах, предполагали независимыми от времени материальные параметры сред [1-10]. Однако современный уровень развития средств передачи информации, зондирования объектов и создания различных оптоэлектронных устройств [11-25] требует все чаще учитывать зависимость проводимости и проницаемостей сред от времени при решении соответствующих электродинамических задач.

Особый интерес на данном уровне развития оптических и оптоэлектронных приборов приобрело влияние на распространение электромагнитных волн такого паразитного эффекта, согласно которому при модулировании полупроводникового лазера пакетом импульсов тока материальные параметры среды лазера также меняются импульсно, что приводит к вредной динамической модуляции длины волны генерации. Этот эффект в литературе получил название "chirping" [26,27]. Такое изменение параметров можно моделировать ограниченным во времени синхронным периодическим изменением.

В данной работе предлагается модельная задача для учета влияния chirping-эффекта на распространение первичной плоской монохроматической электромагнитной волны, согласно которой безграничная магнитоэлектрическая среда под действием chirping-эффекта в нулевой момент времени становится проводящей, а проводимость и проницаемости данной среды на конечном временном интервале синхронно изменяются во времени по закону прямоугольных периодических импульсов. Предполагается, что на числовые значения амплитуд импульсов, их длительности, а также скважности и количество импульсов в последовательности не накладываются никакие ограничения.

Получены точные выражения для преобразованной компоненты электрического поля, которые позволяют вычислить ее величину в любой момент времени ($t > 0$) в любой точке пространства. Проведен детальный анализ полученных выражений, включая их численный анализ на интервалах, где материальные параметры среды соответствуют значениям состояния среды до ее возмущения. Здесь и далее в работе данные интервалы времени постоянства параметров среды будут называться интервалами покоя.

2. Общие соотношения для электрического поля в импульсно-периодической нестационарной среде

Пусть диэлектрическая, магнитная проницаемости и проводимость среды изменяются во времени по закону

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon(t) &= \varepsilon_0 + \\ &+ (\varepsilon_1 - \varepsilon_0) \sum_{k=1}^N \{ \theta(t - (k-1)T) - \theta(t - \tau_1 - (k-1)T) \}, \\ \mu(t) &= \mu_0 + \\ &+ (\mu_1 - \mu_0) \sum_{k=1}^N \{ \theta(t - (k-1)T) - \theta(t - \tau_1 - (k-1)T) \}, \\ \sigma(t) &= \sigma_1 \sum_{k=1}^N \{ \theta(t - (k-1)T) - \theta(t - \tau_1 - (k-1)T) \}, \end{aligned} \right\} (1)$$

где ε_0 и μ_0 — соответственно, диэлектрическая и магнитная проницаемости невозмущенной среды ($t < 0$); ε_1 , μ_1 и σ_1 — соответственно, диэлектрическая, магнитная проницаемости и проводимость возмущенной среды ($t > 0$); τ_1 — длительность импульсов; τ_2 — их скважность, а $T = \tau_1 + \tau_2$ — период возмущения параметров среды. Тогда, согласно результатам работы [28], электрическая компонента преобразованного поля на любом интервале n постоянства параметров среды определяется формулами

$$\left. \begin{aligned} E_n(t, x) &= F_n(t, x) + \int_{t_{n-1}}^t \int_{-\infty}^{\infty} dx' R_n(t, t', x, x') F_n(t', x'), \\ F_n(t, x) &= E_0(t, x) + \sum_{i=1}^{n-1} \int_{t_{i-1}}^{t_i} \int_{-\infty}^{\infty} dx' K_i(t, t', x, x') E_i(t', x'). \end{aligned} \right\} (2)$$

Здесь $E_0(t, x)$ – функция поля первичной волны, существующей до момента времени $t=0$; $R_n(t, t', x, x')$ и $K_n(t, t', x, x')$ – соответственно, резольвента и ядро интегрального уравнения Вольterra второго рода со свободным членом $F(t, x)$:

$$E(t, x) = F(t, x) + \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} dx' K(t, t', x, x') E(t', x'), \quad t > 0, \quad (3)$$

описывающего поведение электрической компоненты поля в нестационарной безграничной среде [29], нестационарность которой обусловлена изменением во времени ее материальных параметров по законам (1), причем решение данного уравнения может быть получено из формулы

$$E(t, x) = F(t, x) + \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} dx' R(t, t', x, x') F(t', x'), \quad t > 0. \quad (4)$$

Используя подход работы [28] и учитывая, что резольвента интегрального уравнения (3) является решением интегрального уравнения Вольterra второго рода [29]:

$$R(t, t', x, x') = K(t, t', x, x') + \int_0^t dt'' \int_{-\infty}^{\infty} dx'' K(t, t'', x, x'') R(t'', t', x'', x'), \quad (5)$$

можно получить, что в случае скачкообразных изменений параметров безграничной среды во времени, описывающихся по законам

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon(t) &= \varepsilon_0 \theta(-t) + \varepsilon_1 \theta(t), \\ \mu(t) &= \mu_0 \theta(-t) + \mu_1 \theta(t), \\ \sigma(t) &= \sigma_1 \theta(t), \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ядро и резольвента интегрального уравнения (3) будут иметь вид

$$\left. \begin{aligned} K(t, t', x, x') &= \left[1 - m^2 \right] \delta(t - t') \delta(x - x') - \\ &- \frac{m^2}{a^2} \left\{ \bar{\sigma}_1 + \frac{1}{2} (1 - a^2 m^2) \frac{\partial}{\partial t} \right\} \delta(v_0(t - t') - |x - x'|), \\ R(t, t', x, x') &= \left[1 - 1/m^2 \right] \delta(t - t') \delta(x - x') - \\ &- \frac{1}{2v_1} \int_{\alpha - i\infty}^{\alpha + i\infty} \frac{dp}{2\pi i} (p - \bar{\sigma}_1) \frac{(1 - a^2 m^2)p + (1 + a^2 m^2)\bar{\sigma}_1}{\sqrt{p^2 - \bar{\sigma}_1^2}} \times \\ &\times e^{p(t-t') - \frac{|x-x'|}{v_1} \sqrt{p^2 - \bar{\sigma}_1^2}}, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где $\theta(t)$ – единичная функция Хевисайда; $\alpha > \bar{\sigma}_1$,

$$m^2 = \sqrt{\mu_0/\mu_1}, \quad \text{Re}(\sqrt{p^2 - \bar{\sigma}_1^2}) > 0; \quad a = \sqrt{\varepsilon_0/\varepsilon_1},$$

$\bar{\sigma}_1 = 2\pi\sigma_1/\varepsilon_1\mu_1$, $v_1 = c/\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}$; c – скорость света в вакууме; $\delta(t)$ – дельта-функция Дирака. Далее, вновь используя подход работы [28] и формулу (7), можно получить выражения для ядра и резольвенты интегрального уравнения (3) в случае изменения во времени параметров среды по законам (1) в виде

$$\left. \begin{aligned} (n-1)T < t < \tau_1 + nT, \quad n = 1, \dots, N: \\ K_n(t, t', x, x') &= \left[1 - m^2 \right] \delta(t - t') \delta(x - x') - \\ &- \frac{m^2}{a^2} \left\{ \bar{\sigma}_1 + \frac{1}{2} (1 - a^2 m^2) \frac{\partial}{\partial t} \right\} \delta(v_0(t - t') - |x - x'|), \\ R_n(t, t', x, x') &= \left[1 - 1/m^2 \right] \delta(t - t') \delta(x - x') - \\ &- \frac{1}{2v_1} \int_{\alpha - i\infty}^{\alpha + i\infty} \frac{dp}{2\pi i} (p - \bar{\sigma}_1) \frac{(1 - a^2 m^2)p + (1 + a^2 m^2)\bar{\sigma}_1}{\sqrt{p^2 - \bar{\sigma}_1^2}} \times \\ &\times e^{p(t-t') - \frac{|x-x'|}{v_1} \sqrt{p^2 - \bar{\sigma}_1^2}}, \end{aligned} \right\} \quad (8a)$$

$$\left. \begin{aligned} \tau_1 + (n-1)T < t < nT, \quad n = 1, \dots, N: \\ K_n(t, t', x, x') &= 0 = R_n(t, t', x, x'). \end{aligned} \right\} \quad (8b)$$

3. Электрическое поле в периодически нестационарной безграничной среде

Пусть функция $E_0(t, x)$ описывает электрическую компоненту плоской монохроматической волны единичной амплитуды

$$E_0(t, x) = e^{i(\omega t - kx)}, \quad k = \omega/v_0. \quad (9)$$

Подставив (8) и (9) в формулу (2), получим выражения для преобразованного электрического поля на первом периоде изменения параметров среды:

$$E(t, x) = C_1^+ e^{-\bar{\sigma}_1 t} e^{i(\Omega t - kx)} + C_1^- e^{-\bar{\sigma}_1 t} e^{-i(\Omega t + kx)}, \quad 0 < t < \tau_1, \quad (10)$$

где

$$C_1^\pm = \pm a^2 m^2 \frac{(a^2 m^2 - 1)\omega - 2\bar{\sigma}_1(\bar{\sigma}_1 \mp i\Omega)}{2i\Omega(\bar{\sigma}_1 + i(\omega \mp \Omega))},$$

$$\Omega = \sqrt{a^2 m^2 \omega^2 - \bar{\sigma}_1^2};$$

$$E(t, x) = A_1 e^{i(\omega t - kx)} + B_1 e^{-i(\omega t + kx)}, \quad \tau_1 < t < T, \quad (11)$$

здесь

$$\begin{aligned} A_1 &= -\frac{e^{-(\bar{\sigma}_1 + i\omega)\tau_1}}{2i\Omega} \left\{ \bar{\sigma}_1 + (1 - a^2 m^2) \frac{i\omega}{2} \right\} \times \\ &\times \left\{ \frac{\bar{\sigma}_1 - i(\Omega + \omega)}{\bar{\sigma}_1 - i(\Omega - \omega)} e^{i\Omega\tau_1} - \frac{\bar{\sigma}_1 + i(\Omega - \omega)}{\bar{\sigma}_1 + i(\Omega + \omega)} e^{-i\Omega\tau_1} \right\}, \\ B_1 &= -\frac{e^{-(\bar{\sigma}_1 - i\omega)\tau_1}}{\Omega} \left\{ \bar{\sigma}_1 - (1 - a^2 m^2) \frac{i\omega}{2} \right\} \sin(\Omega\tau_1). \end{aligned}$$

Подставив, далее, выражения (8a), (8b)–(11) в формулу (5) и используя метод математической индукции, получим рекуррентные соотношения, описывающие эволюцию электрического поля на произвольном периоде изменения параметров среды, начиная со второго ($n = 2, \dots, N$):

$$\begin{aligned} E(t, x) &= \\ &= \left(C_n^+ + D_n^+ \right) e^{-\bar{\sigma}_1 t} e^{i(\Omega t - kx)} + \left(C_n^- + D_n^- \right) e^{-\bar{\sigma}_1 t} e^{-i(\Omega t + kx)}, \quad (12) \\ (n-1)T < t < \tau_1 + (n-1)T. \end{aligned}$$

Здесь

$$C_n^\pm = a^2 m^2 A_{n-1} \frac{(a^2 m^2 - 1)\omega - 2\bar{\sigma}_1(\bar{\sigma}_1 \mp i\Omega)}{2i\Omega(i(\omega \mp \Omega) \pm \bar{\sigma}_1)} e^{(n-1)(\bar{\sigma}_1 \mp i(\Omega \mp \omega))T}$$

$$D_n^\pm = a^2 m^2 B_{n-1} \frac{(a^2 m^2 - 1)\omega - 2\bar{\sigma}_1(\bar{\sigma}_1 \mp i\Omega)}{2i\Omega(i(\omega \pm \Omega) \pm \bar{\sigma}_1)} e^{(n-1)(\bar{\sigma}_1 \mp i(\Omega \pm \omega))T}$$

$$E(t, x) = A_n e^{i(\omega t - kx)} + B_n e^{-i(\omega t + kx)}, \quad \tau_1 + (n-1)T < t < nT, \quad (13)$$

где

$$A_n = -\frac{e^{-(\bar{\sigma}_1 + i\omega)\tau_1}}{2i\Omega} \left\{ \bar{\sigma}_1 + (1 - a^2 m^2) \frac{i\omega}{2} \right\} \times \\ \times \left\{ A_{n-1} \left(\frac{\bar{\sigma}_1 - i(\Omega + \omega)}{\bar{\sigma}_1 - i(\Omega - \omega)} e^{i\Omega\tau_1} - \frac{\bar{\sigma}_1 + i(\Omega - \omega)}{\bar{\sigma}_1 + i(\Omega + \omega)} e^{-i\Omega\tau_1} \right) + \right. \\ \left. + 2iB_{n-1} e^{-2i\omega(n-1)T} \sin(\Omega\tau_1) \right\}, \\ B_n = -\frac{e^{-(\bar{\sigma}_1 - i\omega)\tau_1}}{2i\Omega} \left\{ \bar{\sigma}_1 - (1 - a^2 m^2) \frac{i\omega}{2} \right\} \times \\ \times \left\{ B_{n-1} \left(\frac{\bar{\sigma}_1 - i(\Omega - \omega)}{\bar{\sigma}_1 - i(\Omega + \omega)} e^{i\Omega\tau_1} - \frac{\bar{\sigma}_1 + i(\Omega + \omega)}{\bar{\sigma}_1 + i(\Omega - \omega)} e^{-i\Omega\tau_1} \right) + \right. \\ \left. + 2iA_{n-1} e^{2i\omega(n-1)T} \sin(\Omega\tau_1) \right\}.$$

Физический анализ (10)-(13) будем осуществлять с использованием подхода, выработанного для анализа выражений, описывающих преобразованное поле в работе [30].

Как видно из формул (10)-(13), изменение во времени параметров безграничной среды по закону конечной последовательности периодических прямоугольных импульсов приводит к расщеплению первичной монохроматической волны на прямую и обратную монохроматические волны. Абсолютные значения волновых чисел новых волн совпадают с абсолютным значением волнового числа первичной волны, а их амплитуды и частоты являются кусочно-постоянными функциями времени. Нетрудно заметить, что в случае большой проводимости ($\bar{\sigma}_1 > a\omega$) частота волн становится мнимой, а образовавшиеся волны — аperiодическими.

Отметим, что выражения (10) и (11) в пределе при $a \rightarrow 1$ и $m \rightarrow 1$ совпадают с соответствующими выражениями работы [22], которые описывают преобразование поля плоской монохроматической волны, вызванное импульсным изменением во времени проводимости безграничной среды.

Рассмотрим теперь состояние поля в конце модулирующего пакета из N импульсов как функцию количества импульсов n . Для этого необходимо провести анализ коэффициентов A_n и B_n . Перепишем выражения для этих коэффициентов в виде системы двух рекуррентных соотношений:

$$\begin{cases} A_{n+1} = e^{-\text{int}2} (fA_n - e^{-2\text{int}2} h^* B_n), \\ B_{n+1} = e^{\text{int}2} (-he^{2\text{int}2} A_n + f^* B_n), \end{cases} \quad n = 1, \dots, N; \quad (14)$$

где введены параметры, не зависящие от номера периода:

$$f = (e^{-i(t_1 - t_2)}/2q) \left\{ 2q \cos(qt_1) + i(1 + a^2 m^2) \sin(qt_1) \right\}, \\ h = (e^{i(t_1 - t_2)}/2q) \left\{ 2s - i(1 - a^2 m^2) \right\} \sin(q\tau_1), \\ s = \bar{\sigma}_1/\omega, \quad q = \sqrt{a^2 m^2 - s^2}, \quad t_1 = \omega\tau_1, \quad t_2 = \omega T.$$

Введя новые обозначения для амплитуд $a_n = A_n e^{\text{int}2}$, $b_n = B_n e^{-\text{int}2}$, выражения (10)-(13) перепишем в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} a_{n+1} \\ b_{n+1} \end{pmatrix} = e^{-st_1} R \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix}, \quad a_1 = fe^{-st_1}, \quad b_1 = -he^{-st_1}, \quad (15)$$

$$\text{где } R = \begin{pmatrix} f & -h^* \\ -h & f^* \end{pmatrix}.$$

Используя метод математической индукции, перепишем рекуррентное матричное соотношение (15) в виде

$$\begin{pmatrix} a_{n+1} \\ b_{n+1} \end{pmatrix} = e^{-nst_1} R^n \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Возведение матрицы в степень n дает, что [31]

$$R^n = U_{n-1}(\text{Re}(f))R - U_{n-2}(\text{Re}(f))I,$$

здесь $U_n(x)$ — многочлен Чебышева второго рода порядка n ; I — единичная матрица. Раскрыв матричное соотношение (14), получим выражения для амплитуд прямой и обратной волн на $(n+1)$ -м периоде изменения параметров среды:

$$\left. \begin{aligned} A_{n+1} &= e^{-(n+1)(st_1 + it_2)} \times \\ &\times \left\{ (f^2 + |h|^2) U_{n-1}(\text{Re}(f)) - U_{n-2}(\text{Re}(f))f \right\}, \\ B_{n+1} &= -he^{-(n+1)(st_1 - it_2)} \times \\ &\times \left\{ (f + f^*) U_{n-1}(\text{Re}(f)) - U_{n-2}(\text{Re}(f)) \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

В данной работе проведена численная оценка амплитуд прямой и обратной волн для типичных значений величин a , m и s полупроводника типа InGaAsP ($a \approx 1$, $\mu \approx 1$, $b \approx 0.05$) [32]. Эти расчеты показали, что импульсно-периодическая модуляция диэлектрической и магнитной проницаемостей, а также проводимости среды может приводить к тому, что амплитуды прямой и обратной волн по абсолютной величине становятся больше амплитуды первичной волны. Это превосходство в пассивных средах ($\sigma \geq 0$) может достигаться не только из-за изменения диэлектрической и магнитной проницаемостей (рис. 1-4), но и в результате изменения проводимости среды для амплитуды прямой волны, как показано на рис. 5.

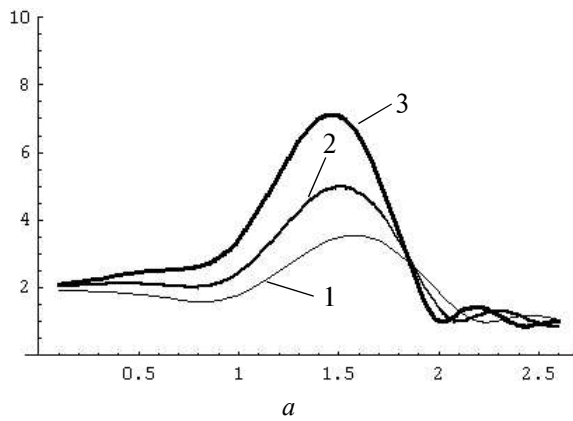


Рис. 1. График зависимости модуля амплитуды прямой волны A_n от относительного изменения диэлектрической проницаемости a для разных количеств возмущающих импульсов параметров среды (1 – $n=3$; 2 – $n=4$; 3 – $n=5$) при $s=0.005$, $m=1.1$, $t_1=1$, $t_2=5$

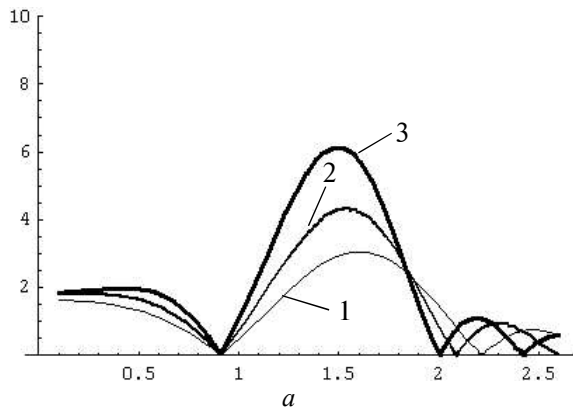


Рис. 2. График зависимости модуля амплитуды обратной волны B_n от относительного изменения диэлектрической проницаемости a для разных количеств возмущающих импульсов параметров среды (1 – $n=3$; 2 – $n=4$; 3 – $n=5$) при $s=0.005$, $m=1.1$, $t_1=1$, $t_2=5$

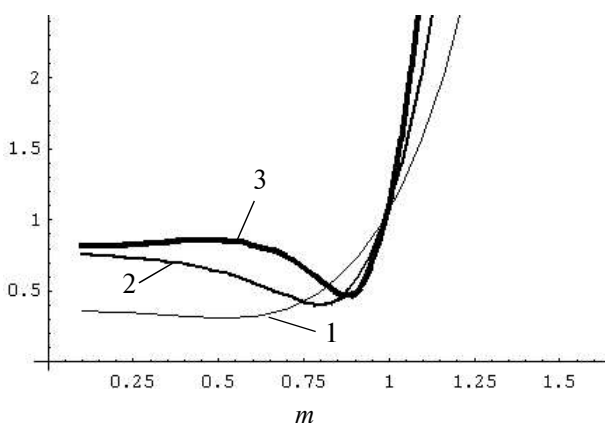


Рис. 3. График зависимости модуля амплитуды прямой волны A_n от относительного изменения магнитной проницаемости m для разных количеств возмущающих импульсов параметров среды (1 – $n=3$; 2 – $n=4$; 3 – $n=5$) при $s=0.005$, $a=0.85$, $t_1=1$, $t_2=5$

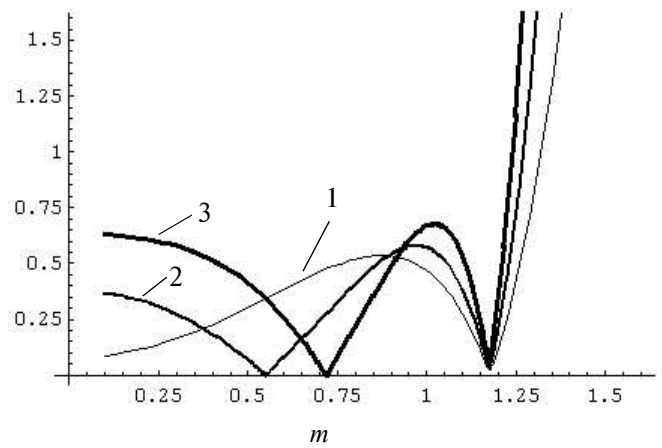


Рис. 4. График зависимости модуля амплитуды обратной волны B_n от относительного изменения магнитной проницаемости m для разных количеств возмущающих импульсов параметров среды (1 – $n=3$; 2 – $n=4$; 3 – $n=5$) при $s=0.005$, $a=0.85$, $t_1=1$, $t_2=5$

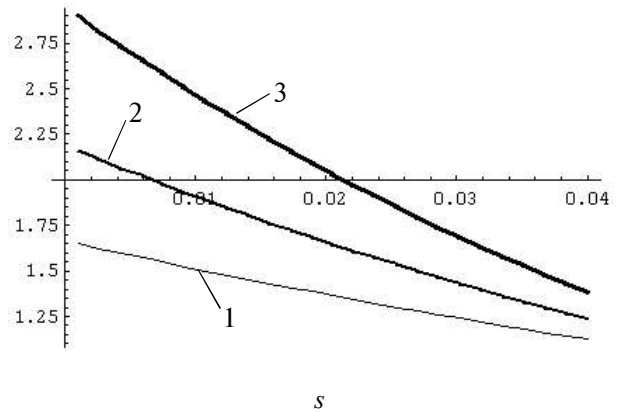


Рис. 5. График зависимости модуля амплитуды прямой волны A_n от относительного изменения проводимости s для разных количеств возмущающих импульсов параметров среды (1 – $n=3$; 2 – $n=4$; 3 – $n=5$) при $m=1.1$, $a=0.85$, $\tau=0$, $t_2=5$

Как видно из рис. 5, усиление прямой волны за счет изменения проводимости среды имеет место в случае коротких возмущающих импульсов.

Численное исследование выражений (17) также показало, что многочлен, стоящий в правой части второго равенства в (17), при определенном подборе параметров n , s , a , m , t_1 и t_2 обращается в ноль (рис. 2, 4). Это означает, что при определенном подборе параметров n , s , τ , τ_d и τ_T обратная волна исчезает. Таким образом, если при некоторых значениях параметров n , s , a , m , t_1 и t_2 амплитуда прямой волны по абсолютному значению будет превосходить амплитуду первичной волны, а амплитуда обратной волны будет равна нулю, то имеет место режим усиления первичной волны.

Важная особенность поведения амплитуд прямой и обратной волн при переходе от периода к периоду может быть определена исследованием поведения

отношений a_{n+1}/a_n и b_{n+1}/b_n при изменении числа n возмущающих импульсов.

Преобразуя матричные выражения (16), будем иметь

$$\left. \begin{aligned} \frac{a_{n+1}}{a_n} &= f - \frac{h^*}{F_n}, \\ \frac{b_{n+1}}{b_n} &= f^* - hF_n, \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

где $F_n = a_n/b_n$. Выполняя в (16) деление верхнего равенства на нижнее, в предположении неравенства нулю амплитуды обратной волны (т.е. исключая режим запираания обратной волны), приходим к рекуррентному соотношению для F_n :

$$F_{n+1} = \frac{-h^* + fF_n}{f^* - hF_n}. \quad (19)$$

Проведем анализ выражения (19). Для отношения на первом периоде будем иметь

$$F_1 = \frac{a_1}{b_1} = -\frac{f}{h} = -\frac{2qctg(q\tau_1) + i(1+a^2m^2)}{2s - i(1-a^2m^2)} e^{-2i(\tau_1 - T)}. \quad (20)$$

Нетрудно показать, что выражение для квадрата модуля этого отношения имеет вид

$$|F_1|^2 = \begin{cases} \frac{4q^2ctg^2(q\tau_1) + (1+am^2)^2}{4s^2 + (1-a^2m^2)^2}, & q^2 \geq 0; \\ \frac{-4q^2cth^2(\sqrt{s^2 - a^2m^2}\tau_1) + (1+am^2)^2}{4s^2 + (1-a^2m^2)^2}, & q^2 < 0. \end{cases} \quad (21)$$

Из (21) видно, что поскольку $4q^2ctg^2(q\tau_1) > -4q^2$ при $q^2 \geq 0$, а $4q^2cth^2(q\tau_1) < 4q^2$ при $q^2 < 0$, то $|F_n| > 1$. А как известно из теории конформных отображений [32], дробно-линейная функция (19) переводит внешность круга единичного радиуса во внешность круга единичного радиуса. Отсюда следует, что если $|F_1| > 1$, то $|F_n| > 1$ и подавно. Это означает, что амплитуда прямой волны по абсолютному значению всегда превосходит амплитуду обратной волны.

4. Заключение

В статье предложена модель учета влияния chirping-эффекта на распространение плоской монохроматической электромагнитной волны в безграничной среде. Согласно данной модели, при проявлении действия chirping-эффекта в среде без границ распространяющаяся в ней плоская монохроматическая волна испытывает преобразования, связанные с синхронными изменениями во времени проницаемостей и проводимости среды по закону конечной последовательности периодических прямоугольных импульсов. Показано, что преобразованное поле в любой точке пространственно-временной области ($t > 0$) представляет собой сумму прямой и обратной плоских монохроматических волн, абсолютное значение волновых чисел кото-

рых совпадает с абсолютным значением волнового числа первичной волны, а амплитуды и частоты являются кусочно-постоянными функциями времени. На интервале покоя параметров среды амплитуда прямой волны по абсолютному значению всегда превосходит амплитуду обратной волны, а при некоторых значениях параметров среды и частоты первичной волны обратная волна исчезает. Численные исследования также показали, что на интервалах покоя параметров среды амплитуды образовавшихся волн по абсолютному значению могут превосходить амплитуду первичной волны. При этом в средах с потерями данное превосходство может достигаться за счет изменения как диэлектрической и магнитной проницаемостей, так и проводимости в случае коротких возмущающих импульсов.

Литература: 1. Зоммерфельд А. Оптика: Пер. с нем. М.: ИЛ, 1953. 2. Распространение ультракоротких волн: Пер. с англ. / Под ред. Б.А.Шиллерова. М.: Сов. радио, 1954. 3. Мандельштам Л.И. Полное собрание трудов. М.: Изд-во АН СССР, 1955. Т.4. 4. Долуханов М.П. Дальнее распространение ультракоротких волн. М.: Связьиздат, 1962. 5. Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: Сов. радио, 1970. 6. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере: Пер. с англ. М.: Мир, 1973. 7. Маркузе Д. Оптические волноводы: Пер. с англ. М.: Мир, 1974. 8. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976. 9. Унгер Х.-Г. Планарные и волоконные оптические волноводы: Пер. с англ. М.: Мир, 1980. 10. Яриу А. Введение в оптическую электронику: Пер. с англ. М.: Высш. шк., 1983. 11. Болотовский Б.М., Плис А.И., Столяров С.Н. Распространение импульсного излучения в нестационарных средах // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19, №4. С. 567-573. 12. Мاستрюков А.Ф., Сынах В.С. О нестационарной тепловой самофокусировке импульсов // ПМТФ. 1978, №2. С. 3-13. 13. Веденов А.А., Маркин О.А. Распространение мощного лазерного излучения в среде с поглощением // ЖЭТФ. 1979. Т. 76, №4. С. 1198-1211. 14. Абрамович Б.С., Гурбатов С.Н. Нестационарные задачи многократного рассеяния волн в одномерной случайно-неоднородной среде // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23, №4. С. 442-451. 15. Аверков С.И., Болдин В.П. Волны в недиспергирующих нестационарных неоднородных средах // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23, №9. С. 1060-1066. 16. Ионосферные эффекты наземных промышленных взрывов и их исследование методами радиозондирования / В.И. Варшавский, В.О. Вугмейстер, А.Д. Калихман, Н.Н. Климов / Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. 1986. №75. С. 7-12. 17. Левин В.А., Сорокин А.А., Старик А.М. К вопросу о распространении импульса излучения в резонансно-поглощающей газовой среде // Докл. АН СССР. 1987. Т. 293, №6. С. 1364-1368. 18. Глазов Л.Г., Игнатьев А.В., Рухадзе А.А. Высокочастотный разряд в волновых полях. Горький, 1988. С. 198-211. 19. Балявичус С., Тамашевичус А., Пошкус А., Шикторов Э., Бабянкас Н. Использование эффекта переключения в неупорядоченных полупроводниках для формирования пикосекундных перепадов электрического напряжения // ЖТФ. 1988. Т. 58, №8. С. 1519-1523. 20. Левин В.А., Сорокин А.А., Старик А.М. Об изменении показателя преломления при распростра-

нении излучения через резонансно-поглощающие газовые среды в режиме кинетического охлаждения // ЖТФ. 1988. Т. 58, №3. С. 567-576. 21. Гулин О.Э., Темченко В.В. К вопросу о распространении волн в одномерной среде с пространственно-временными периодическими неоднородностями // Анот. в ж. Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32, №1. С. 72. Депонир. в ВИНТИ 27.12.1988 г., N9039-B88. 22. Борисов В.В. Трансформация электромагнитного поля при изменении проводимости среды во времени // Геомагнетизм и аэрономия. 1989. Т.29, №5. С. 730-737. 23. Глазов Л.Г., Рухадзе А.А. К вопросу о прохождении электромагнитных волн через плазму с быстро растущей концентрацией // ЖТФ.1990. Т. 60, №4. С. 47-51. 24. Левин В.А., Старик А.М., Таранов О.В. К вопросу о распространении импульса излучения в газовых средах с нестационарной нелинейностью // ЖТФ. 1993. Т. 63, №6. С. 112-124. 25. Нерух А.Г., Рыбин О.Н., Шербатко И.В. Воздействие импульсного возбуждения ограниченной среды на плоскую электромагнитную волну // ЖТФ. 1999. Т. 69, №8. С. 84-92. 26. Kim Y., Lee H., Lee J. et al. Chirp Characteristics of 10-Gb/s Electroabsorption Modulator Integrated DFB Lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2000. Vol. 36, No. 8. P. 900-908. 27. Eggleton B. J., Mikkelsen B., Raybon G. et al. Tunable Dispersion Compensation in a 160-Gb/s TDM System by a Voltage Controlled Chirped Fiber Bragg Grating // IEEE Photonics

Technology Letters. 2000. Vol. 12, No. 8. P. 1022-1024. 28. Рыбин О.Н. Нестационарные электромагнитные явления в диссипативном диэлектрике с изменяющимися во времени параметрами: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. Х.: ХТУРЭ, 1999. 29. Нерух А.Г., Хижняк Н.А. Современные проблемы нестационарной макроскопической электродинамики. Х.: НПО Тест-Радио, 1991. 30. Слипенченко Н.И., Шульга Л.Н., Рыбин О.Н. Преобразование плоской волны периодически нестационарной диэлектрической средой // ЖТФ. 2001. Т. 71, № 10. С. 123 - 127. 31. Born M., and Wolf E. Principle of optics. Pergamon press Oxford. London. Edinburgh. New York. Paris. Frankfurt. 1964. 32. Visser T.D., Block H., and Lenstra D. Modal Analysis of a Planar Waveguide With Gain and Losses // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1995. Vol. 31, №10. P. 1803-1810. 33. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функции комплексного переменного. М.: Наука, 1973.

Поступила в редколлегию 04.03.2002

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, проф. Гордиенко Ю.Е.

Слипенченко Николай Иванович, канд. техн. наук, профессор, проректор по научной работе ХНУРЭ. Научные интересы: радиофизика и электроника. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел.: (0572) 40-90-20.