

**Материалы Международной научной конференции
«Приоритетные направления развития науки, технологий и техники»,
Египет (Шарм-эль-Шейх), 20-27 ноября 2009 г.**

Физико-математические науки

**ЗАПРЕДЕЛЬНЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ
СТРУКТУРЫ С АКТИВНЫМИ СРЕДАМИ**

Глущенко А.Г., Захарченко Е.П.

*Поволжский государственный университет
телекоммуникаций и информатики
Самара, Россия*

Волноводные структуры в области их прозрачности являются основным компонентом телекоммуникационных и энергетических систем на высоких частотах (от диапазона сверхвысоких частот до оптического диапазона). Волноводные структуры субволновых размеров весьма привлекательны для конструирования достаточно большого круга устройств, однако обладают запретными параметрами и получили ограниченное применение в качестве высокоомных реактивных нагрузок генераторов. В [1] рассмотрено новое направление в электродинамике – пути эффективного использования запретных волноводных структур и запретных сред в высокочастотной технике. Получены математические формулировки условий прозрачности и запретности изотропных и гиротропных дисперсных сред и условий прозрачности волноводных структур, заполненных этими средами. Анализ дисперсионных характеристик показывает, что среды могут эффективно использоваться для передачи и усиления волн в запретных областях частот при включении в них усиливающих компонент любой физической природы (наблюдается эффект просветления среды). В этом случае наблюдается эффект усиления, величина которого может достигать больших значений при малом параметре активности усиливающей среды. Анизотропия магнитных или электрических параметров сред (ферриты, плазма) приводит к формированию в этих средах различных типов волн с дополнительными запретными зонами, которые при введении усиливающих компонент сред транс-

формируются в зоны усиления. Установлено что введение активных сред позволяет получить высокие коэффициенты отражения и прохождения ($R \gg 1$) при прохождении волн через границы раздела сред в запретных областях частот. Введение активных сред позволяет существенно расширить области рабочих частот волноводных структур в низкочастотную часть диапазона. Показана возможность перестройки частотных характеристик структуры введением компонентов активных сред. Установлена возможность существенного изменения параметров резонансных структур малых размеров введением в их полость активных сред с запретными параметрами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Глущенко А.Г., Захарченко Е.П. Запретные волноводные структуры и среды с усилением – Самара: Сам НЦ РАН, 2009.- 170 с.

**МЕТОД ФИКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ ДЛЯ
НЕЛИНЕЙНЫХ КРАЕВЫХ ЗАДАЧ
ПАРАБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ**

Кутгыккожаева Ш.Н.

*Кокшетауский государственный университет
им. Ш. Уалиханова
Кокшетау, Казахстан*

В данной работе изучается метод фиктивных областей одного класса нелинейных начально-краевых задач параболического уравнения. Цель состоит в получении не улучшаемой оценки скорости сходимости.

Итак, в области $\Omega \subset R^3$ с границей S рассмотрим начально-краевую задачу для параболического уравнения

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \Delta v - v^3 + f, \quad (1)$$

$$v|_{t=0} = v_0(x), \quad (2)$$

$$v|_S = 0. \quad (3)$$

Согласно методу фиктивных областей, в области D , строго содержащей в себя область Ω , решается уравнения с малым параметром

$$\frac{\partial v^\varepsilon}{\partial t} = \Delta v^\varepsilon - (v^\varepsilon)^3 - \frac{\xi(x)}{\varepsilon} v^\varepsilon + f, \quad (4)$$

$$v^\varepsilon|_{t=0} = v_0(x), \quad (5)$$

$$v^\varepsilon|_{S_1} = 0, \quad \xi(x) = \begin{cases} 0, & x \in \Omega, \\ 1, & D_1 = D \setminus \Omega, \end{cases} \quad (6)$$

где S_1 - граница области D .

В предшествующих работах исследована задача (4)-(6). В линейном варианте получена оценка скорости сходимости порядка $\varepsilon^{1/4}$. В настоящей работе предлагается новый способ

получения неулучшаемой оценки скорости сходимости по порядку ε для задачи (4)-(6).

Определение. Обобщенным решением задачи (4)-(6) называется функция

$v^\varepsilon \in L_2(0, T; W_2^1(\Omega))$, удовлетворяющая интегральному тождеству

$$\int_0^T \left[(v^\varepsilon, \Phi_t)_D - (\nabla v^\varepsilon, \nabla \Phi)_D - (v^\varepsilon)^3, \Phi)_D - \frac{\xi(x)}{\varepsilon} (v^\varepsilon, \Phi)_{D_1} + (f, \Phi)_D \right] dt + (v_0, \Phi(0))_D = 0, \quad (7)$$

$$\forall \Phi \in W_2^{1,1}(D), \quad \Phi(T) = 0.$$

Здесь v_0, f - продолжаем нулем вне Ω с сохранением гладкости.

Теорема. Пусть $f(t) \in L_2(0, T; L_2(D))$, $v_0(x) \in W_2^1(D)$. Тогда существует обобщенное решение задачи (4)-(6) и при $\varepsilon \rightarrow 0$ оно сходится к обобщенному решению задачи (1)-(3), а также справедлива оценка

$$\|v^\varepsilon(t)\|_{L_\infty(0, T; L_2(D))}^2 + \|v^\varepsilon(t)\|_{L_2(0, T; W_2^1(D))}^2 + \frac{1}{\varepsilon} \|v^\varepsilon(t)\|_{L_2(0, T; L_2(D_1))}^2 + \|v^\varepsilon(t)\|_{L_4(0, T; L_4(D))}^4 \leq C \left(\|f(t)\|_{L_2(0, T; L_2(D))}^2 + \|v_0\|_{L_2(D)}^2 \right) \quad (8)$$

Отсюда следует оценка

$$\|v^\varepsilon - v\|_{L_2(0, T; L_2(\Omega))}^2 \leq C\varepsilon. \quad (9)$$

Итак, получена неулучшаемая оценка скорости сходимости.

**МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН
ПО ЗАРЯЖЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ
ЖИДКОГО ПРОВОДНИКА
НА ПОРИСТОМ ОСНОВАНИИ**

Миронова С.М.

*Мордовский государственный педагогический институт
Саранск, Россия*

Рассматривается распространение волн по электрически заряженной поверхности жидкого проводника, находящегося на слое пористой среды, насыщенной этим же жидким проводником. Пористая среда ограничена снизу твердой элект-

ропроводной стенкой. Электрический заряд, распределенный по поверхности жидкого проводника, создает в окружающей атмосфере электрическое поле, вектор напряженности которого нормален к свободной поверхности проводника. Внутри жидкого проводника электрическое поле всюду отсутствует. Волны распространяются под действием силы тяжести и электрических максвелловских напряжений на свободной поверхности жидкости. В слое пористой среды движение жидкости описывается нестационарным уравнением Дарси, а в свободном слое - уравнением Эйлера. К этим уравнениям добавляются уравнения непрерывности, а также уравнения для электрического поля в атмосфере: $rot \bar{E} = 0$,