

*Д.А. Турсунов*

**Применение сплайн-вейвлетов  
для решения интегро-дифференциальных уравнений**

*D.A. Tursunov*

**Application of Spline Wavelets  
to Solve the Integro-Differential Equations**

В данной работе используется новый тип эрмитовых кубических сплайн-вейвлетов для построения приближенного решения интегро-дифференциальных уравнений. Вейвлеты построены в базе эрмитовых кубических сплайнов. Численные результаты демонстрируют эффективность построенных базисных вейвлетов.

**Ключевые слова:** вейвлет, эрмитовый кубический сплайн, интегро-дифференциальное уравнение.

**Введение.** Недостатками построенных ранее вейвлетов является то, что они либо не имеют аналитического представления, либо расположены на достаточно широком носителе. И то, и другое бывает чрезвычайно важно при их использовании для приближенного решения интегро-дифференциальных уравнений. Все обозначения те же, что и в работе [1].

Пусть  $\phi_1$  и  $\phi_2$  – кубические сплайны вида:  $\phi_1(x) = (x+1)^2(1-2x)\chi_{[-1,0]}(x) + (1-x)^2(1+2x)\chi_{[0,1]}(x)$  и  $\phi_2(x) = (x+1)^2x\chi_{[-1,0]}(x) + (1-x)^2x\chi_{[0,1]}(x)$ , где  $\chi_{[a,b]}(x)$  – характеристическая функция,  $\chi_{[a,b]}(x) = 1$ , при  $x \in [a,b]$  и  $\chi_{[a,b]}(x) = 0$ , при  $x \notin [a,b]$ .

В работе [2] Дамен и соавторы построили биортогональные мультивейвлеты в базе эрмитовых кубических сплайнов  $\phi_1$  и  $\phi_2$ . Отметим, что их конструкция базисных вейвлетов выглядит слишком сложно [3].

В [1] предложен новый подход к построению базисных вейвлетов на пространстве эрмитовых кубических сплайнов, т.е. наши вейвлеты ортогональны со скалярным произведением  $\langle u', v' \rangle$ , а не  $\langle u, v \rangle$ . Это требование ортогональности лучше подходит для применения вейвлетов к численному решению интегро-дифференциальных уравнений второго порядка. Вдобавок эти вейвлеты имеют меньший носитель.

Нетрудно заметить, что множество

$$\Phi_n := \{\phi_1(2^n - j): j = 1, \dots, 2^n - 1\} \cup \{\phi_2(2^n - j)|_{(0,1)}: j = 0, \dots, 2^n\} \quad (1)$$

является базисом для  $V_n$  ( $V_n$  – пространство кубических сплайнов, удовлетворяющих условиям:  $n > 0$ ,  $v \in C[0,1] \cap C'[0,1]$ ;  $v(0) = v(1) = 0$ ). Элементы  $\Phi_n$  обозначим через  $\{v_1, \dots, v_{2^{n+1}}\}$ .

In this paper, the author brings into use the wavelet bases of Hermite cubic splines to solve the integro-differential equations. The wavelets are constructed on the basis of Hermite cubic splines. The computational results demonstrate the advantage of the wavelet basis.

**Key words:** wavelet, Hermit cubic spline, integro-differential equation.

Пусть  $\Psi_n$  множества вейвлетов, которые пока не конкретизируются:

$$\Psi_n := \{\psi_1(2^n - j): j = 1, \dots, 2^n - 1\} \cup \{\psi_2(2^n - j)|_{(0,1)}: j = 0, \dots, 2^n\}, \quad (2)$$

и  $W_n$  – линейное пространство, натянутое на  $\Psi_n$ , очевидно, что  $\dim(W_n) = 2^{n+1}$ . В работе [1] доказано равенство:

$$\int_0^1 w'(x)v'(x)dx = 0, \quad \forall w \in \Psi_n, \quad \forall v \in \Phi_n. \quad (3)$$

Из этого следует, что  $V_n \cap W_n = \{0\}$ . Кроме того, ниже будет показано, что  $V_{n+1} \supseteq V_n + W_n$  и  $\dim(V_{n+1}) = \dim(V_n) + \dim(W_n)$ . Это означает, что  $V_{n+1} = V_n \oplus W_n$ . Следовательно, мы получим разложение  $H_0^1(0,1)$ :

$$H_0^1(0,1) = V_1 \oplus W_1 \oplus W_2 \oplus \dots$$

Элементы  $\Psi_n$  обозначим через  $\{w_{2^{n+1}}, \dots, w_{2^{n+2}}\}$ ,  $n \in \mathbb{N}$ .

Пусть  $g_k := v_k / \|v'_k\|_2$  при  $k = 1, 2, 3, 4$  и  $g_k := w_k / \|w'_k\|_2$  при  $k > 4$ . Тогда  $\|g'_k\|_2 = 1$  при  $n \in \mathbb{N}$ .

**Сплайн-вейвлеты.** Нетрудно показать, что  $\phi_1$  и  $\phi_2$  – кубические сплайны, определенные во введении, удовлетворяют условиям:  $\phi_1, \phi_2 \in C^1$ ,  $\phi_1(0) = 1$ ,  $\phi'_1(0) = 0$ ,  $\phi_2(0) = 0$ ,  $\phi'_2(0) = 1$ .

Следовательно, эрмитова интерполяция для функции  $h \in C^1(\mathbb{R})$ , имеет следующий вид:

$$u = \sum_{j \in \mathbb{Z}} h(j)\phi_1(-j) + h'(j)\phi_2(-j),$$

$$\forall j \in \mathbb{Z}: u(j) = h(j), \quad u'(j) = h'(j).$$

Пусть  $S$  представляет собой инвариантное пространство сдвигов, порожденное  $\phi_1$  и  $\phi_2$ . Функция  $g$  принадлежит пространству  $S$  тогда и только тогда,

когда существуют две последовательности  $b_1, b_2$  на  $\mathbf{Z}$ , для которых выполняется равенство:

$$g = \sum_{j \in \mathbf{Z}} [b_1(j) \phi_1(-j) + b_2(j) \phi_2(-j)].$$

Пусть  $S_1 = \{g(2 \cdot): g \in S\}$ , тогда  $S \subset S_1$ . Мы ищем пространство вейвлетов  $W$ , для которого  $S_1 = S \oplus W$ . При этом хотим найти два вейвлета  $\psi_1, \psi_2$ , так что их сдвиги порождают  $W$ . Кроме того, потребуем выполнения равенств

$$\langle \psi'_1, \phi'_m(-j) \rangle = \langle \psi'_2, \phi'_m(-j) \rangle = 0, m = 1, 2, \forall j \in \mathbf{Z}. \quad (4)$$

Отсюда имеем два материнских вейвлета  $\psi_1, \psi_2$ :

$$\psi_1(x) = -2\phi_1(2x+1) + 4\phi_1(2x) - 2\phi_1(2x-1) - 21\phi_2(2x+1) + 21\phi_2(2x-1),$$

$$\psi_2(x) = \phi_1(2x+1) - \phi_1(2x-1) + 9\phi_2(2x+1) + 12\phi_2(2x) + 9\phi_2(2x-1).$$

Носителями построенных вейвлетов  $\psi_1, \psi_2$  является отрезок  $[-1, 1]$ , они удовлетворяют условию (4), и их сдвиги генерируют пространство вейвлетов  $W$ , так что  $S_1$  является прямой суммой  $S$  и  $W$ . Кроме того,  $\psi_1$  – симметричен, а  $\psi_2$  – антисимметричен.

**Вейвлеты на отрезке.** В данном разделе мы используем сплайн-вейвлеты из предыдущего раздела для построения вейвлет-базиса в пространстве  $H_0^1(0,1)$ . Пусть  $\Phi_n, \Psi_n$  будут множествами, определенными в (1) и (2) соответственно. Тогда  $\Phi_n$  – базис для  $V_n$ , а  $W_n$  пусть будет линейным пространством, натянутым на  $\Psi_n$ . Нетрудно доказать, что  $\forall n \in \mathbf{N}: \langle v', w'_n \rangle = 0, \langle w'_m, w'_n \rangle = 0, m \neq n$  (доказательство можно найти в [1]). Отсюда

$$\left\| v' + \sum_{n=1}^{\infty} w'_n \right\|_{L_2(0,1)}^2 = \|v'\|_{L_2(0,1)}^2 + \sum_{n=1}^{\infty} \|w'_n\|_{L_2(0,1)}^2. \quad (5)$$

$$\text{Пусть } \psi_{n,j}(x) = \frac{1}{\sqrt{729.6}} 2^{-n/2} \psi_1\left(2^n x - \frac{j}{2}\right),$$

$$\text{при } j = 2, 4, \dots, 2^{n+1} - 2,$$

$$\psi_{n,j}(x) = \frac{1}{\sqrt{153.6}} 2^{-n/2} \psi_2\left(2^n x - \frac{j-1}{2}\right),$$

$$\text{при } j = 3, 5, \dots, 2^{n+1} - 1,$$

$$\psi_{n,1}(x) = \frac{1}{\sqrt{76.8}} 2^{-n/2} \psi_2(2^n x),$$

$$\psi_{n,2^{n+1}}(x) = \frac{1}{\sqrt{76.8}} 2^{-n/2} \psi_2(2^n x - 2^n).$$

$$\phi_{1,1}(x) = \sqrt{\frac{5}{24}} \phi_1(2x-1), \quad \phi_{1,2}(x) = \sqrt{\frac{15}{4}} \phi_2(2x),$$

$$\phi_{1,3}(x) = \sqrt{\frac{15}{8}} \phi_2(2x-1), \quad \phi_{1,4}(x) = \sqrt{\frac{15}{4}} \phi_2(2x-2).$$

при  $n \in \mathbf{N}$  и  $x \in (0,1)$ .

Ясно, что  $V_1$  разлагается на  $\phi_{1,j}, j = 1, 2, 3, 4$ . Следовательно,  $H_0^1(0,1)$  разлагается на  $g_j, j = 1, \dots,$

$2^{n+1}$ , где  $g_j = \phi_{1,j}$ , при  $j = 1, \dots, 4$ , и  $g_{2^{n+1}+j} = \psi_{n,j}$ ,  $n \in \mathbf{N}, j = 1, \dots, 2^{n+1}$ .

В работе [1] доказано, что  $(\psi'_{n,j})_{n \in \mathbf{N}, 1 \leq j \leq 2^{n+1}}$  является базисом Рисса в  $L_2(0,1)$ .

Аналогично доказывается, что  $(g'_{k,j})_{k,j \in \mathbf{N}}$  – базис Рисса в  $L_2(0,1)$ .

**Применение.** В этом разделе мы используем построенные вейвлеты для решения интегро-дифференциальных уравнений вида:

$$-\frac{d^2 u}{dx^2} + p(x) \frac{du}{dx} + q(x)u(x) + \int_0^x K(x,s)u(s)ds = f(x), \quad 0 < x < 1, \quad (6)$$

с граничными условиями

$$u(0) = u(1) = 0, \quad (7)$$

где  $p(x), q(x), f(x), K(x,s)$  – заданные непрерывные функции.

Коэффициенты и ядро  $K(x,s)$  уравнения (6) удовлетворяют условиям:

$$0 \leq p(x) \leq c_3, 0 \leq q(x) \leq c_4, 0 \leq K(x,s) \leq c_5, \quad x \in [0, 1], s \in [0, 1]. \quad (8)$$

Отметим, что если граничные условия являются неоднородными т.е.  $u(0) = \alpha u(1) = \beta$ , то с помощью преобразования  $u(x) = U(x) + \alpha + x(\beta - \alpha)$  можно привести их к однородным  $U(0) = U(1) = 0$ .

Пусть  $a(u,v)$  обозначает билинейную форму,  $u, v \in H_0^1(0,1)$ :

$$a(u,v) = \int_0^1 u'(x)v'(x)dx + \int_0^1 p(x)u'(x)v(x)dx + \int_0^1 q(x)u(x)v(x)dx + \int_0^1 \int_0^x K(x,s)u(s)v(x)dsdx.$$

Тогда вариационная запись (6)–(7) имеет следующий вид:

$$a(u,v) = \langle f, v \rangle, \quad \forall v \in H_0^1(0,1).$$

Соответствующая задача аппроксимации Галеркина: найти  $u_n \in V_n$ , при котором

$$a(u_n, v) = \langle f, v \rangle \quad \forall v \in V_n. \quad (9)$$

По лемме Лакса-Милграма (см. [4, с. 60]) задача (9) имеет единственное решение. Мы предлагаем использовать найденное выше множество вейвлетов  $G = \{g_1, \dots, g_{2^{n+1}}\}$  как базис для  $V_n$ . С этим базисом для  $V_n$  задача (9) может быть дискретизирована следующим образом:

$$\sum_{k=1}^{2^{n+1}} a(g_j, g_k) c_k = \langle g_j, f \rangle, \quad j = 1, \dots, 2^{n+1}.$$

Число обусловленности матрицы  $A_n$  равномерно ограничено,  $A_n = (a(g_j, g_k))_{1 \leq j, k \leq 2^{n+1}}$ .

К задачам типа (6)–(7) сводятся задачи для различных уравнений, например, дифференциальное уравнение третьего порядка:

$$-y''' + p(x)y'' + q(x)y' + h(x)y = f(x), \quad (10)$$

с начально-граничными условиями:

$$y(0) = y'(0) = y'(1) = 0. \quad (11)$$

Введем обозначение  $y'(x) = u(x)$ , тогда из (10) имеем (6), при  $K(x, s) = h(x)$ , а из (11) получим (9). Решение задачи (10)–(11):

$$y(x) = \int_0^x u(s) ds.$$

Рассмотрим примеры.

$$1. -u'' + \cos(t) \int_0^t u(s) ds =$$

$$= \pi^2 \sin(\pi t) - \frac{\cos t}{\pi} (\cos(\pi t) - 1), \quad u(0) = u(1) = 0.$$

Точное решение  $u(t) = \sin(\pi t)$ .

$$\|u(t) - u_4(t)\|_2 = 2,389 \times 10^{-3}, \|u(t) - u_8(t)\|_2 = 2,092 \times 10^{-4}, \|u(t) - u_{16}(t)\|_2 = 1,291 \times 10^{-5},$$

$$C(A_4) = 1,667; C(A_8) = 2,342, C(A_{16}) = 3,205.$$

$$2. -u'' + \int_0^t (t+s)u(s) ds = \frac{9}{20}t^5 - \frac{7}{6}t^4 + \frac{5}{6}t^3 - 6t + 4,$$

$$u(0) = u(1) = 0.$$

Точное решение  $u(t) = t^3 - 2t^2 + t$ ,  
 $\|u(t) - u_4(t)\|_2 = 3,908 \times 10^{-8}, \|u(t) - u_8(t)\|_2 = 3,894 \times 10^{-8},$   
 $C(A_4) = 1,672; C(A_8) = 2,342.$

$$3. y''' + 2y'' + xy' + 3y = 4x - 5x^2/2,$$

$$y(0) = y'(0) = y'(1) = 0.$$

Точное решение  $y(x) = x^2(2x - 3)/6, u(x) = x^2 - x$ .  
 $\|u(t) - u_4(t)\|_2 = 4,209 \times 10^{-8}, \|u(t) - u_8(t)\|_2 = 1,02 \times 10^{-8},$   
 $C(A_4) = 1,667; C(A_8) = 2,342.$

$$4. y''' + x\pi^2 y'' - \pi^2 xy' + \pi^4 xy = 2\pi \cos(\pi x),$$

$$y(0) = y'(0) = y'(1) = 0.$$

Точное решение  $y(x) = \sin(\pi x)/\pi^2 - x \cos(\pi x)/\pi,$   
 $u(x) = x \sin(\pi x).$   
 $\|u(t) - u_4(t)\|_2 = 1,309 \times 10^{-3}, \|u(t) - u_8(t)\|_2 = 1,202 \times 10^{-4}, \|u(t) - u_{16}(t)\|_2 = 1,101 \times 10^{-5},$   
 $C(A_4) = 1,867; C(A_8) = 2,342, C(A_{16}) = 3,205.$

$$\text{В примерах } \|u(t) - u_n(t)\|_2 = \sqrt{\int_0^1 (u(t) - u_n(t))^2 dt} -$$

норма разностей;  $C(A_n)$  – число обусловленности матрицы  $A_n$ .

## Библиографический список

1. Турсунов Д.А., Губская М.М. Построение новых типов эрмитовых кубических сплайн вейвлетов // Молодежная научная конференция. – Томск, 2009.  
 2. Dahmen W., Han R.Q. Jia and A. Kunoth. Biorthogonal multiwavelets on the interval: Cubic Hermite splines, Constr. Approx. – 2000. – V. 16.

3. Heil C., Strang G., Strela V. Approximation by translates of refinable function // Numer. Math. – 1996. – V. 73.  
 4. Brenner S.C., Scott L.R. The Mathematical Theory of Finite Element Methods. – New York, 1994.