

doi: 10.11830/ISSN.1000-5013.201611037



非线性四阶薛定谔方程的高阶保能量方法

王一帆, 孙建强, 陈宵玮

(海南大学 信息科学技术学院, 海南 海口 570228)

摘要: 利用四阶平均向量场方法和拟谱方法构造非线性四阶薛定谔方程的高阶保能量格式,并用构造的高阶保能量格式数值模拟方程孤立波的演化行为.结果表明:新的格式具有很好的稳定性,可以很好地模拟孤立波的演化行为,同时,保持了方程的离散能量守恒特性.

关键词: 平均向量场方法; 高阶保能量方法; 非线性四阶薛定谔方程; 谱方法

中图分类号: O 241.5 **文献标志码:** A **文章编号:** 1000-5013(2017)05-0742-05

High Order Energy Preserving Method for Nonlinear Fourth-Order Schrödinger Equation

WANG Yifan, SUN Jianqiang, CHEN Xiaowei

(College of Information Science and Technology, Hainan University, Haikou 570228, China)

Abstract: The fourth order energy preserving scheme for the nonlinear fourth-order Schrödinger equation is obtained by applying the fourth order average vector field method and the Fourier pseudo spectral method. The new fourth order energy preserving scheme is applied to simulate the solitary wave behaviors of the equation. Results show that the new scheme has nice stability and can well simulate the solitary wave evolution behaviors, moreover, it preserves the discrete energy conservation.

Keywords: average vector field method; energy-preserving method; nonlinear fourth-order Schrödinger equation; spectral method

在已有文献中,许多学者构造了非线性四阶薛定谔方程的不同数值算法. Kong 等^[1]基于分步数值方法和多辛龙格-库塔方法的思想,设计了一种新的多辛积分因子,即分步多辛(SSMS)方法. 黄浪扬^[2]构造了非线性四阶薛定谔方程的半显式多辛拟谱格式. 这些格式在长时间精确数值模拟非线性四阶薛定谔方程的演化中具有重要的意义,但只能近似地保持方程的能量. 近年来,有学者提出在时间方向上具有二阶精度的平均向量场方法,能保持微分方程固有能量守恒特性. 二阶平均向量场方法已经广泛地应用于计算能量守恒的偏微分方程中^[3-5],并取得了很好的数值结果. 如 Quispel 等^[6]提出了具有高阶精度的平均向量场方法. 本文利用四阶平均向量场方法和拟谱方法构造非线性四阶薛定谔方程的高阶保能量格式,并利用高阶保能量格式数值模拟非线性四阶薛定谔方程孤立波的演化行为.

1 非线性四阶薛定谔方程

考虑强激光光束传输过程中四阶色散项在具有克尔非线性的松散介质中的影响,文献[7-9]建立了

收稿日期: 2016-11-12

通信作者: 孙建强(1971-),男,教授,博士,主要从事微分方程数值解法的研究. E-mail:sunjql23@qq.com.

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11561018); 海南省自然科学基金资助项目(114003).

四阶薛定谔方程,即

$$iu_t + u_{xxxx} + h'(|u|^2)u = 0, \quad i = \sqrt{-1}. \tag{1}$$

如果考虑外部受限的势能,则方程(1)为受限制的非线性四阶薛定谔方程. 文中研究的非线性四阶薛定谔方程为

$$iu_t + u_{xxxx} + \alpha(|u|^2)u - \beta g(x)u = 0, \quad (x,t) \in (-\infty, +\infty) \times (0,T], \tag{2}$$

$$u(x,0) = u_0(x), \quad x \in (-\infty, +\infty), \tag{3}$$

$$u(x,t) = u(x+L,t), \quad t = (-\infty, +\infty). \tag{4}$$

式(2)~(4)中: $u_0(x)$ 为一个指定的复值函数; $g(x)$ 为绕原点的波函数. 方程在研究动态玻色-爱因斯坦凝集态、非线性光学之类的问题中具有重要的应用. 方程(2)在有限区域内具有能量守恒特性^[10],即

$$E(t) = \int_0^L [\frac{1}{2} |u_{xx}|^2 + \frac{\alpha}{4} |u|^4 - \frac{\beta}{2} g(x) |u|^2] dx = E(0). \tag{5}$$

2 非线性四阶薛定谔方程的高阶保能量格式

下面给出非线性四阶薛定谔方程的离散格式. 在实际计算中,只能给出方程在有限区域内的数值解. 根据文献[1,10],取方程空间求解区域为 $[0,2\pi]$.

设 $u(x,t) = p(x,t) + q(x,t)i$, 方程(2)可表示为

$$p_t + q_{xxxx} + \alpha(p^2 + q^2)q - \beta g(x)q = 0, \tag{6}$$

$$q_t - p_{xxxx} - \alpha(p^2 + q^2)p + \beta g(x)p = 0. \tag{7}$$

方程(6),(7)可以转化为无穷维哈密顿系统,即

$$\frac{dz}{dt} = J \frac{\delta H(z)}{\delta u}, \quad J = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}. \tag{8}$$

式(8)中: $z = (p,q)^T$, 哈密顿函数为

$$H(z) = \int (-\frac{1}{2}((p_{xx})^2 + (q_{xx})^2) - \frac{\alpha}{4}(p^2 + q^2)^2 + \frac{\beta}{2}g(x)(p^2 + q^2))dx. \tag{9}$$

利用拟谱方法在空间方向离散非线性四阶薛定谔方程(8),空间积分区间 $\Omega = [0,2\pi]$, $L = 2\pi$, 将 Ω 分为 N 等分, $h = L/N$ 为空间步长, N 为一个正偶数.

空间置配点 $x_j = a + hj, j = 0, \dots, N-1$. 令 p_j 为 $p(x,t)$ 在配置点 x_j 处的近似值. 定义

$$S_N = \{g_j(x); -N/2 \leq j \leq N/2 - 1\}$$

为插值空间. 其中, $g_j(x)$ 是满足 $g_j(x_i) = \delta_{ij}$ 的正交三角多项式, 且 $g_j(x)$ 可以表示为

$$g_j(x) = \frac{1}{N} \sum_{l=-N/2}^{N/2} \frac{1}{c_l} e^{i\mu_l(x-x_j)}.$$

其中: $c_l = 1 (|l| \neq N/2); c_{-N/2} = c_{N/2} = 2; \mu = 2\pi/L$. 对任意 $p(x,t) \in C^1(\Omega)$, 定义的插值算子 I_N ^[11] 为

$$I_N p(x,t) = \sum_{l=0}^{N-1} p_l g_l(x).$$

正交的三角插值算子 I_N 在置配点 x_j 满足

$$I_N p(x_j,t) = p(x_j,t), \quad j = 0, \dots, N-1.$$

假设 $P = (p_0, p_1, \dots, p_{N-1})^T$, 定义

$$(D_k)_{i,j} = \frac{d^k g_j(x_i)}{dx^k},$$

称 D_k 为 k 阶微分矩阵. 通过计算可以得到

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} I_N p(x,t) \big|_{x=x_j} &= \sum_{l=0}^{N-1} p_l \frac{dg_l(x_j)}{dx} = (D_1 P)_j, \\ \frac{\partial^2}{\partial x^2} I_N p(x,t) \big|_{x=x_j} &= \sum_{l=0}^{N-1} p_l \frac{d^2 g_l(x_j)}{dx^2} = (D_2 P)_j. \end{aligned}$$

D_1, D_2 分别是一阶和二阶谱矩阵, 即

$$\begin{aligned}(\mathbf{D}_1)_{i,j} &= \begin{cases} \frac{1}{2}\mu(-1)^{i+j}\cot(\mu\frac{x_i-x_j}{2}), & i \neq j, \\ 0, & i = j. \end{cases} \\ (\mathbf{D}_2)_{i,j} &= \begin{cases} \frac{1}{2}\mu^2(-1)^{i+j+1}\frac{1}{\sin^2(\mu\frac{x_i-x_j}{2})}, & i \neq j, \\ -\mu^2\frac{N^2+2}{12}, & i = j. \end{cases}\end{aligned}$$

利用二阶微分矩阵 \mathbf{D}_2 近似二阶偏导算子 ∂_{xx} , 可以得到方程(6),(7)的半离散拟谱格式, 即

$$\frac{dp_i}{dt} = -(\mathbf{A}\mathbf{Q})_i + \sum_{j=0}^{N-1}(\beta g(x_j)q_j - \alpha((p_j)^2 + (q_j)^2)q_j), \tag{10}$$

$$\frac{dq_i}{dt} = (\mathbf{A}\mathbf{P})_i - \sum_{j=0}^{N-1}(\beta g(x_j)p_j - \alpha((p_j)^2 + (q_j)^2)p_j). \tag{11}$$

式(10),(11)中: $\mathbf{A}=(\mathbf{D}_2)^2; j=0,1,\cdots,N-1$. 式(10),(11)可以表示为有限维哈密尔顿系统, 即

$$\frac{d\mathbf{Z}}{dt} = f(\mathbf{Z}) = \mathbf{J}\nabla H(\mathbf{Z}). \tag{12}$$

式(12)中: $\mathbf{Z}=[\mathbf{P}^T, \mathbf{Q}^T]^T, \mathbf{J}=\begin{bmatrix} 0 & \mathbf{I}_N \\ -\mathbf{I}_N & 0 \end{bmatrix}$. 相应哈密尔顿函数为

$$H(\mathbf{Z}) = \sum_{i=0}^{N-1}(\frac{\beta}{2}g(x)((p_i)^2 + (q_i)^2) - \frac{\alpha}{4}((p_i)^2 + (q_i)^2)^2) - \frac{1}{2}(\mathbf{Q}^T(\mathbf{D}_2)^2\mathbf{Q} + \mathbf{P}^T(\mathbf{D}_2)^2\mathbf{P}).$$

用四阶平均向量场方法离散哈密尔顿系统(12), 可得方程(2)的高阶保能量格式为

$$\frac{\mathbf{Z}^{n+1}-\mathbf{Z}^n}{\tau} = \int_0^1 f((1-\xi)\mathbf{Z}^n + \xi\mathbf{Z}^{n+1})d\xi - \frac{1}{12}\tau^2\hat{\mathbf{J}}^2\int_0^1 f((1-\xi)\mathbf{Z}^n + \xi\mathbf{Z}^{n+1})d\xi. \tag{13}$$

式(13)中: $\hat{\mathbf{J}} = \mathbf{J}\hat{\mathbf{H}} = \begin{pmatrix} -\mathbf{B} & \mathbf{C}-\mathbf{A} \\ \mathbf{E}+\mathbf{A} & \mathbf{B} \end{pmatrix}; \hat{\mathbf{J}}^2 = \begin{bmatrix} \mathbf{B}^2+(\mathbf{C}-\mathbf{A})(\mathbf{E}-\mathbf{A}) & \mathbf{BA}-\mathbf{AB} \\ \mathbf{BA}-\mathbf{AB} & (\mathbf{E}+\mathbf{A})(\mathbf{C}-\mathbf{A})+\mathbf{B}^2 \end{bmatrix}$. 令 $\hat{\mathbf{J}}^2 = \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{B}} & \hat{\mathbf{C}} \\ \hat{\mathbf{C}} & \hat{\mathbf{D}} \end{pmatrix}$, 其中, $\hat{\mathbf{H}}_{i,j} = \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial \mathbf{Z}_i \partial \mathbf{Z}_j}(\frac{\mathbf{Z}^{n+1}+\mathbf{Z}^n}{2}), \mathbf{B} = \frac{\alpha}{2}\mathbf{D}\mathbf{G}; \mathbf{C} = \beta g(x_i) - \frac{\alpha}{4}\mathbf{D}^2 - \frac{3\alpha}{4}\mathbf{G}^2; \mathbf{E} = -\beta g(x_i) + \frac{\alpha}{4}\mathbf{G}^2 + \frac{3\alpha}{4}\mathbf{D}^2; \mathbf{B}, \mathbf{C}$ 为 $N \times N$ 对角矩阵; \mathbf{D}, \mathbf{G} 为对角矩阵, 即

$$\text{Diag}(\mathbf{D}) = [p_1^{n+1} + p_1^n, \cdots, p_N^{n+1} + p_N^n], \quad \text{Diag}(\mathbf{G}) = [q_1^{n+1} + q_1^n, \cdots, q_N^{n+1} + q_N^n].$$

式(13)可以被表示为矩阵向量形式, 即

$$\begin{pmatrix} \frac{\mathbf{P}^{n+1}-\mathbf{P}^n}{\tau} \\ \frac{\mathbf{Q}^{n+1}-\mathbf{Q}^n}{\tau} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{F}^1 \\ \mathbf{F}^2 \end{pmatrix} - \frac{\tau}{12} \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{B}} & \hat{\mathbf{C}} \\ \hat{\mathbf{C}} & \hat{\mathbf{D}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{F}^1 \\ \mathbf{F}^2 \end{pmatrix}. \tag{14}$$

式(14)中: $\mathbf{F}^1=(F_1^1, F_2^1, \cdots, F_N^1)^T; \mathbf{F}^2=(F_1^2, F_2^2, \cdots, F_N^2)^T$, 经过展开计算可以得到

$$\begin{aligned}F_i^1 &= -\int_0^1 (\mathbf{A}((1-\xi)\mathbf{Q}^n + \xi\mathbf{Q}^{n+1}))_i d\xi + \beta g(x_i) \int_0^1 ((1-\xi)q_j^n + \xi q_j^{n+1}) d\xi - \\ &\quad \alpha \int_0^1 (((1-\xi)p_j^n + \xi p_j^{n+1})^2 + ((1-\xi)q_j^n + \xi q_j^{n+1})^2)((1-\xi)q_j^n + \xi q_j^{n+1}) d\xi, \end{aligned} \tag{15}$$

$$\begin{aligned}F_i^2 &= \int_0^1 (\mathbf{A}((1-\xi)\mathbf{P}^n + \xi\mathbf{P}^{n+1}))_i d\xi - \beta g(x_i) \int_0^1 ((1-\xi)p_j^n + \xi p_j^{n+1}) d\xi + \\ &\quad \alpha \int_0^1 (((1-\xi)p_j^n + \xi p_j^{n+1})^2 + ((1-\xi)q_j^n + \xi q_j^{n+1})^2)((1-\xi)p_j^n + \xi p_j^{n+1}) d\xi. \end{aligned} \tag{16}$$

式(15),(16)等价于

$$\begin{aligned}F_i^1 &= -(\mathbf{A}(\frac{\mathbf{Q}^{n+1}+\mathbf{Q}^n}{2}))_i + \beta g(x_i)(\frac{q_j^{n+1}+q_j^n}{2}) - \alpha(\frac{1}{3}((p_j^{n+1})^2 + p_j^{n+1}p_j^n + (p_j^n)^2)q_j^n + \\ &\quad (\frac{1}{4}(p_j^{n+1})^2 + \frac{1}{6}p_j^{n+1}p_j^n + \frac{1}{12}(p_j^n)^2)(q_j^{n+1}-q_j^n) + \frac{1}{3}((q_j^{n+1})^2 + q_j^nq_j^{n+1} + (q_j^n)^2)q_j^n +\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & (\frac{1}{4}(q_j^{n+1})^2 + \frac{1}{6}q_j^{n+1}q_j^n + \frac{1}{12}(q_j^n)^2)(q_j^{n+1} - q_j^n), \\ F_i^2 = & (\mathbf{A}(\frac{\mathbf{P}^{n+1} + \mathbf{P}^n}{2}))_i - \beta g(x_i)(\frac{p_j^{n+1} + p_j^n}{2}) + \alpha(\frac{1}{3}((p_j^{n+1})^2 + p_j^{n+1}p_j^n + (p_j^n)^2)p_j^n + \\ & (\frac{1}{4}(p_j^{n+1})^2 + \frac{1}{6}p_j^{n+1}p_j^n + \frac{1}{12}(p_j^n)^2)(p_j^{n+1} - p_j^n) + \frac{1}{3}((q_j^{n+1})^2 + q_j^nq_j^{n+1} + (q_j^n)^2)p_j^n + \\ & (\frac{1}{4}(q_j^{n+1})^2 + \frac{1}{6}q_j^{n+1}q_j^n + \frac{1}{12}(q_j^n)^2)(p_j^{n+1} - p_j^n)). \end{aligned}$$

式(14)可以表示为

$$\mathbf{A}(\tau, h)\mathbf{U}^{n+1} = \mathbf{B}(\tau, h)\mathbf{U}^n + \tau\mathbf{F}(\mathbf{U}^{n+1}, \mathbf{U}^n), \quad n = 1, 2, \cdots.$$

上式中: $\mathbf{U}^n = [(\mathbf{P}^n)^\text{T}, (\mathbf{Q}^n)^\text{T}]^\text{T}$; $\mathbf{A}(\tau, h), \mathbf{B}(\tau, h)$ 为可逆矩阵; $\mathbf{F}(\mathbf{U}^{n+1}, \mathbf{U}^n)$ 为非线性系统中的非线性项.

利用不动点迭代的方法解决代数系统^[10], 即 $\mathbf{A}(\tau, h)\mathbf{U}^{n+1, (k+1)} = \mathbf{B}(\tau, h)\mathbf{U}^n + \tau\mathbf{F}(\mathbf{U}^{n+1, (k)}, \mathbf{U}^n), n = 1, 2, \cdots, k = 1, 2, \cdots$. 在迭代步骤中, 有 $\mathbf{U}^{n+1, (0)} = \mathbf{U}^n$. 在迭代终止时, 有 $\max_j |u_j^{n+1, (k+1)} - u_j^{n+1, (k)}| < 10^{-13}$, 或者 $\max_j |\mathbf{A}(\tau, h)\mathbf{U}^{n+1, (k+1)} - \mathbf{B}(\tau, h)\mathbf{U}^n - \tau\mathbf{F}(\mathbf{U}^{n+1, (k)}, \mathbf{U}^n)|_j < 10^{-13}$.

3 数值模拟

为了验证高阶保能量格式(14)的保能量守恒特性, 定义相对能量误差为

$$\text{RE}(t_n) = \left| \frac{E(\mathbf{Z}^n) - E(\mathbf{Z}^0)}{E(\mathbf{Z}^0)} \right|.$$

上式中: $E(\mathbf{Z}^0)$ 为 $t_0 = 0$ 时刻的初始能量; $E(\mathbf{Z}^n)$ 为能量函数(5)在 $t_n = n\tau$ 时刻的离散能量, $E(\mathbf{Z}^n) =$

$$h \sum_{i=0}^{N-1} (\frac{\beta}{2}g(x_i)((p_i^n)^2 + (q_i^n)^2) - \frac{\alpha}{4}((p_i^n)^2 + (q_i^n)^2)^2 - \frac{1}{2}((\mathbf{Q}^n)^\text{T}(\mathbf{D}_2)^2(\mathbf{Q}^n) + (\mathbf{P}^n)^\text{T}(\mathbf{D}_2)^2(\mathbf{P}^n))).$$

3.1 数值模拟 1

选择 $\alpha = 6, \beta = 150, g(x) = \sin^2 x$, 取方程(2)的初值条件为

$$u(x, 0) = \frac{5}{\sqrt{2}}(1 + i)\sin x.$$

周期 $L = 2\pi$, 取时间步长 $\tau = 0.000\ 1$, 空间置配点 $N = 20$. 非线性四阶薛定谔方程在 $t = 2$ 时刻的实部的数值解 $\text{Re}(\mu)$ 和虚部的数值解 $\text{Im}(\mu)$, 如图 1 所示. 方程在 $t \in [0, 2]$ 内的相对能量误差 RE, 如图 2 所示. 图 2 中: 能量误差达到机器精度, 可忽略. 由图 1, 2 可知: 高阶保能量格式(14)可以很好地模拟方程孤立波的演化行为, 且精确地保持了方程的离散能量守恒特性.

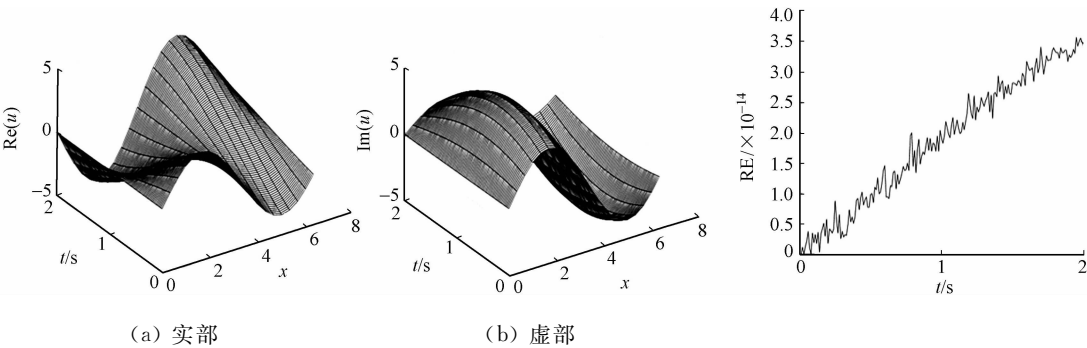


图 1 孤立波在 $t = 2$ 时的实部和虚部的数值解

图 2 孤立波在 $t \in [0, 2]$ 内的相对能量误差变化

Fig. 1 Numerical solution of solitary wave at $t = 2$

Fig. 2 Relative energy errors of solitary wave at $t \in [0, 2]$

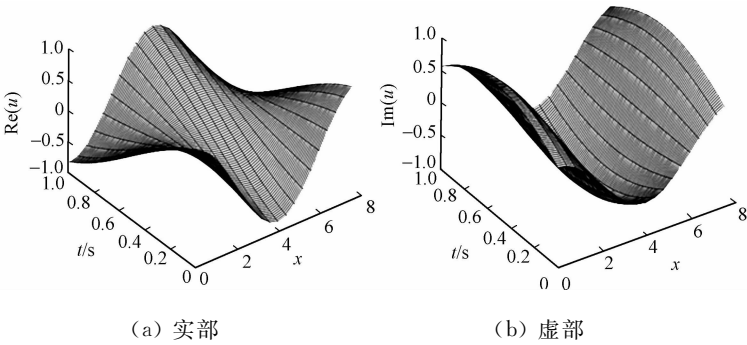
3.2 数值模拟 2

取 $\alpha = 1, \beta = 1, g(x) = \cos^2 x$, 取方程(2)初值条件为

$$u(x, 0) = \exp(i\pi/6)\cos x.$$

$L = 2\pi$, 取时间步长 $\tau = 0.000\ 01$, 空间置配点 $N = 20$. 方程在 $t = 1$ 时刻的实部和虚部的数值解, 如

图 3 所示. 方程在 $t \in [0, 1]$ 内的相对能量误差, 如图 4 所示. 图 4 中: 能量误差小, 同样可忽略. 因此, 高阶保能量格式有好的计算精度, 并且同样可以精确保持方程的离散能量守恒特性.



(a) 实部 (b) 虚部

图 3 孤立波在 $t=1$ 时实部和虚部的数值解
Fig. 3 Numerical solution of solitary wave at $t=1$

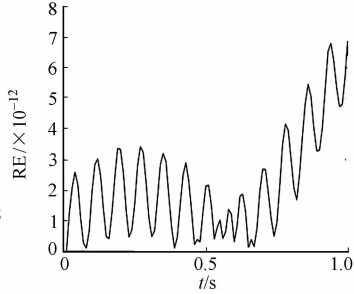


图 4 孤立波在 $t \in [0, 1]$ 内的相对能量误差变化
Fig. 4 Relative energy errors of solitary wave at $t \in [0, 1]$

4 结 束 语

基于四阶平均向量场方法, 构造了非线性四阶薛定谔方程的高阶保能量格式. 利用构造的高阶保能量格式数值模拟方程孤立波的演化并分析格式的相对能量误差变化. 数值结果表明: 高阶保能量格式可以精确地模拟非线性四阶薛定谔方程孤立波的实部和虚部的运动, 同时, 能精确地保持方程的离散能量守恒特性. 在保非线性四阶薛定谔方程的能量守恒特性方面, 文中的格式具有优越性.

参 考 文 献:

[1] KONG Linghua, HONG Jialin, WANG Lan. Symplectic integrator for nonlinear high order Schrödinger equation with a trapped term[J]. Journal of Computation and Applied Mathematics, 2009, 231(2): 664-679.

[2] 黄浪扬. 非线性四阶薛定谔方程的半显式多辛拟谱格式[J]. 华侨大学学报(自然科学版), 2013, 34(6): 706-709.

[3] GONG Yuezheng, CAI Jiaxiang, WANG Yushun. Some new strure-preserving algorithms for general muti-symplectic formulations of Hamiltonian PDEs[J]. Journal of Computational Physics, 2014, 279: 80-102.

[4] CELLEDONI E, GRIMM V, MCLAREN D I, *et al.* Preserving energy resp. dissipation in numerical PDEs using the "average vector filed" method[J]. Communications of Computational Physics, 2012, 231(20): 6770-6789.

[5] 蒋朝龙, 黄荣芳, 孙建强. 耦合非线性薛定谔方程的平均离散梯度法[J]. 工程数学学报, 2014, 31(5): 707-718.

[6] QUISPEL G R W, MCLAREN D I. A new class of energy-preserving numerical integration methods[J]. Journal of Physics A Mathematical and Theoretical, 2008, 41(4): 045206(1-7).

[7] KARPMAN V I. Stabilization of soliton instabilities by higher-order dispersion: Fourth order nonlinear Schrödinger-type equations[J]. Physical Review E, 1996(53): 1336-1339.

[8] KARPMAN V I, SHAGALOV A G. Stability of soliton described by nonlinear equation Schrödinger-type with higher-order disperion[J]. Physical D: Nonlinear Phenomena, 2000(144): 194-210.

[9] PAUSADER B. The cubic fourth-order Schrödinger equation[J]. Journal of Functional Analysis, 2009, 256(8): 2473-2517.

[10] HONG Jialin, KONG Linghua. Novel multi-symplectic integrators for nonlinear fourth-order Schrödinger equation with trapped term[J]. Communications in Computational Physics, 2010, 7(3): 613-630.

[11] CHEN Jingbo, QIN Mengzhao. Multi-symplectic Fourier pseudospectral method for the nonlinear Schrödinger equation[J]. Electronic Trasactions on Numerical Analysis Publisher, 2001, 12(11): 193-204.

(责任编辑: 钱筠 英文审校: 黄心中)

《华侨大学学报(自然科学版)》征稿简则

《华侨大学学报(自然科学版)》是华侨大学主办的,面向国内外公开发行的自然科学综合性学术刊物。本刊坚持四项基本原则,贯彻“百花齐放,百家争鸣”和理论与实践相结合的方针,广泛联系海外华侨和港、澳、台、特区的科技信息,及时反映国内尤其是华侨大学等高等学府在基础研究、应用研究和开发研究等方面的科技成果,为发展华侨高等教育和繁荣社会主义科技事业服务。本刊主要刊登机械工程及自动化、测控技术与仪器、电气工程、电子工程、计算机技术、应用化学、材料与环境工程、化工与生化工程、土木工程、建筑学、数学和管理工程等基础研究和应用研究方面的学术论文,科技成果的学术总结,新技术、新设计、新产品、新工艺、新材料、新理论的论述,以及国内外科技动态的综合评论等内容。

1 投稿约定

- 1.1 作者应保证文稿为首发稿及文稿的合法性;署名作者对文稿均应有实质性贡献,署名正确,顺序无争议;文稿中所有事实均应是真实的和准确的,引用他人成果时,应作必要的标注;不违反与其他出版机构的版权协议及与其他合作机构的保密协议;无抄袭、剽窃等侵权行为,数据伪造及一稿两投等不良行为。如由上述情况而造成的经济损失和社会负面影响,由作者本人负全部责任。
- 1.2 自投稿日期起2个月之内,作者不得另投他刊。2个月之后,作者若没有收到反馈意见,可与编辑部联系。无论何种原因,要求撤回所投稿件,或者变更作者署名及顺序,需由第一作者以书面形式通知编辑部并经编辑部同意。
- 1.3 作者同意将该文稿的发表权,汇编权,纸型版、网络版及其他电子版的发行权、传播权和复制权交本刊独家使用,并同意由编辑部统一纳入相关的信息服务系统。
- 1.4 来稿一经刊用,作者须按规定交纳版面费,同时编辑部按篇一次性付给稿酬并赠送该期刊物。本刊被国内外多家著名文摘期刊和数据库列为收录刊源,对此特别声明不另收费用,也不再付给稿酬。
- 1.5 其他未尽事宜,按照《中华人民共和国著作权法》和有关的法律法规处理。

2 来稿要求和注意事项

- 2.1 来稿务必具有科学性、先进性,论点鲜明、重点突出、逻辑严密、层次分明、文字精练、数据可靠。
- 2.2 论文题名字数一般不超过18字,必要时可加副题。文中各级层次标题要简明扼要,一般不超过15字,且同一层次的标题应尽可能“排比”。
- 2.3 署名作者应对选题、研究、撰稿等作出主要贡献并能文责自负,一般以不超过3名为宜。作者单位应标明单位、所在城市、省份及邮政编码。
- 2.4 摘要应包括研究的目的、使用的方法、获得的结果和引出的结论等,应写成独立性短文且不含图表和引用参考文献序号等。其篇幅一般以150~250字左右为宜,关键词以4~8个为宜。
- 2.5 量和单位符号等要符合国家标准和国际标准。
- 2.6 能用文字说明的问题,尽量不用图表;画成曲线图的数据,不宜再列表。图表应有中英文标题。
- 2.7 参考文献仅选最主要的,且已公开发表的,按规范的内容、顺序、标点书写列入,并按其在文中出现的先后次序进行编号和标注。参考文献不少于10篇,未公开发表的资料不引用。
- 2.8 英文摘要尽可能与中文摘要对应,包括题目、作者姓名、作者单位、摘要、关键词。用过去时态叙述作者工作,用现在时态叙述作者结论,并符合英文写作规范。
- 2.9 文稿首页地脚处依次注明收稿日期;通信作者为可联系作者的姓名、出生年、性别、职称、学历、研究方向、电子邮件地址;基金项目为课题资助背景及编号,可几项依次排列。
- 2.10 投稿请直接登陆本刊唯一官方网站(www.hdxh.hqu.edu.cn)在线投稿。

- 《中文核心期刊要目总览》
- RCCSE 中国核心学术期刊
- 中国期刊方阵“双效期刊”
- 中国科技论文在线优秀期刊
- ISTIC 中国科技核心期刊
- 全国优秀科技期刊
- 华东地区优秀期刊

本刊被以下国内外检索期刊和数据库列为固定刊源

- 美国《化学文摘》(CAS)
- 波兰《哥白尼索引》(IC)
- “STN 国际”数据库
- 中国科学引文数据库
- 中国科技论文统计期刊源
- 中国学术期刊(光盘版)
- 中文科技期刊数据库
- 中国力学文摘
- 中国生物学文摘
- 中国数学文摘
- 俄罗斯《文摘杂志》(AJ, VINITI)
- 荷兰《文摘与引文数据库》(Scopus)
- 德国《数学文摘》(Zbl MATH)
- 中国学术期刊综合评价数据库
- 中国期刊网
- 万方数据库
- 中国机械工程文摘
- 中国化学化工文摘
- 中国无线电电子学文摘
- 中国物理文摘

华侨大学学报(自然科学版)

Huaqiao Daxue Xuebao (Ziran Kexue Ban)

(双月刊, 1980 年创刊)

第 38 卷 第 5 期 (总第 157 期) 2017 年 9 月 20 日

JOURNAL OF HUAQIAO UNIVERSITY

(NATURAL SCIENCE)

(Bimonthly, Started in 1980)

Vol. 38 No. 5 (Sum. 157) Sep. 20, 2017

主管单位: 福建省教育厅

主办单位: 华侨大学

(中国 福建 泉州 362021)

(中国 福建 厦门 361021)

编辑出版: 华侨大学学报自然科学版编辑部

电 话: 0595-22692545
电子信箱: journal@hqu.edu.cn
网 址: www.hdxh.hqu.edu.cn

副 主 编: 黄 仲 一

印 刷: 泉州晚报印刷厂

国内发行: 福建省泉州市邮政局

订 购 处: 全国各地邮政局(所)

国外发行: 中国出版对外贸易总公司

(北京 782 信箱, 邮政编码 100011)

Competent Authority: Department of
Education of Fujian Province

Sponsor: Huaqiao University
(Quanzhou 362021, Fujian, China)
(Xiamen 361021, Fujian, China)

Vice Editor in Chief: HUANG Zhongyi

Edited and Published by Editorial
Department of Journal of
Huaqiao University (Natural Science)

Tel: 0595-22692545

E-mail: journal@hqu.edu.cn

Http://www.hdxh.hqu.edu.cn

Distributed by China Publication Foreign
Trading Corporation

(P. O. Box 782, Beijing, 100011, China)

刊 号: ISSN 1000-5013
CN 35-1079/N

代 号: 国内邮发 34-41
国外 NTZ 1050

国内定价: 8.00 元/期
48.00 元/年

ISSN 1000-5013

