第41卷 第4期 物理学报 Vol. 41, No. 4
1992年4月 ACTA PHYSICA SINICA Apr., 1992

# 一维准周期体系中的电子延展态*

颜晓红 游建强 钟建新 颜家壬
湘潭大学物理系，湘潭，411105 湘潭大学科学技术研究所，湘潭，411105

1991年4月9日收到

本文采用动力学映象方法，研究了作为泛 Fibonacci 序列一个子集的一系列一维准周期体系的电子性质．该一维准周期体系 $S_\infty$ 由递推公式 $S_{l+1}=S_l^{2j-1}S_{l-1}^{2i}$ 构造，其中 $l\geqslant 1, i, j$ 为正整数，初始条件为 $S_0$ 和 $S_1$． 结果表明，该一维准周期体系无论是对角模型和非对角模型，都存在电子延展态.

**PACC**: 7125C; 6150E

## 一、引 言

近年来，一维 Fibonacci 和泛 Fibonacci 准周期体系的电子性质已引起人们广泛的兴趣[1-11]．研究结果显示，这些准周期体系的电子能谱类似康托集，而波函数一般是临界的，即既不扩展也不局域．最近，Severin 等人[12]研究了由递推关系 $S_{l+1}=S_lS_{l-1}^2$ 构造的一维准周期体系的对角模型的电子态，其中 $l\geqslant 1$，$S_0=A$，$S_1=ABA$. 结果表明，若同时有 $x_k=\frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_k=0$ 和 $x_{k+1}=\frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_{k+1}=-1$，其中 $M_k$ 为转移矩阵，则 $x_{k+p+1}$ 满足 $x_{k+p+1}=\frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_{k+p+1}=1$．这时准周期体系的电子态具有延展性．本文研究由递推关系

$$S_{l+1}=S_l^{2j-1}S_{l-1}^{2i} \tag{1}$$

构造的一系列一维准周期体系中对角模型和非对角模型的电子态的延展性问题，其中 $l\geqslant 1, i, j$ 为正整数，而初始条件为 $S_0=\{A^{p_0}B^{q_0}A^{r_0}\}$，$S_1=\{A^{p_1}B^{q_1}A^{r_1}\}$ ($p_0, p_1, q_0, q_1, r_0, r_1$ 均为正整数或零)．可以得出，$S_l$ 中 $A$ 块和 $B$ 块总数目 $F_l$ 满足递推关系 $F_{l+1}=(2j-1)F_l+2iF_{l-1}$，其中 $F_0=p_0+q_0+r_0$，$F_1=p_1+q_1+r_1$．由上述递推关系构造的准周期体系是由 $S_{l+1}=S_l^nS_{l-1}^m$ 构造的泛 Fibonacci 准周期体系的一个子集.

## 二、转移矩阵、动力学映象

研究一维准周期体系电子态的紧束缚对角模型与非对角模型分别由下式给出：

* 国家自然科学基金资助的课题.

$$\phi_{n+1}+\phi_{n-1}+V_n\phi_n=E\phi_n, \tag{2a}$$

$$t_{n+1}\phi_{n+1}+t_n\phi_{n-1}=E\phi_n, \tag{2b}$$

其中 $V_n$ 和 $\phi_n$ 分别表示格点 $n$ 处的格点能和波函数，$t_n$ 表示格点 $n$ 与格点 $n-1$ 间的 hopping 系数. 上式可分别改写成矩阵形式

$$\Psi_{n+1}=M_{(n)}\Psi_n, \tag{3a}$$

$$\Psi_{n+1}=M_{(n+1,n)}\Psi_n, \tag{3b}$$

其中 $\Psi_n$ 为列矩阵$(\phi_n,\phi_{n-1})^t$，而转移矩阵 $M_{(n)}$，$M_{(n+1,n)}$则为 $2\times2$ 维矩阵

$$M_{(n)}=\begin{pmatrix} E-V_n & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \tag{4a}$$

$$M_{(n+1,n)}=\begin{pmatrix} E/t_{n+1} & -t_n/t_{n+1} \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \tag{4b}$$

若(4a)式$\{V_n\}$中 $V_n$ 取值 $V_B$ 或 $V_A$，并按(1)式构造的准周期序列排列；(4b)式 $\{t_n\}$ 中 $t_n$ 取值 $t_B$ 或 $t_A$，并按(1)式构造的准周期序列排列，则格点 $F_l+1$ 处的波函数由下式给出：

$$\Psi_{F_l+1}=M_l\Psi_1, \tag{5}$$

其中对对角模型，$M_l=M_{(F_l)}M_{(F_l-1)}\cdots M_{(2)}M_{(1)}$. 对非对角模型，$M_l=M_{(F_l+1,F_l)}M_{(F_l,F_l-1)}\cdots M_{(3,2)}M_{(2,1)}$. 由递推式(1)可知，转移矩阵满足递推公式

$$M_{l+1}=M_{l-1}^{2i}M_l^{2j-1}, \tag{6}$$

其初始条件为： 对对角模型 $M_0=M_{(A)}^{r_0}M_{(B)}^{q_0}M_{(A)}^{p_0}$，$M_1=M_{(A)}^{r_1}M_{(B)}^{q_1}M_{(A)}^{p_1}$，其中 $M_{(B)}=\begin{pmatrix} E-V_B & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$，$M_{(A)}=\begin{pmatrix} E-V_A & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$； 对非对角模型 $M_0=M_{(A,A)}^{r_0-1}M_{(B,A)}M_{(B,B)}^{q_0-1}M_{(A,B)}M_{(A,A)}^{p_0-1}$，$M_1=M_{(A,A)}^{r_1-1}M_{(B,A)}M_{(B,B)}^{q_1-1}M_{(A,B)}M_{(A,A)}^{p_1-1}$，其中 $M_{(A,A)}=\begin{pmatrix} E/t_A & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$，$M_{(B,A)}=\begin{pmatrix} E/t_B & -t_A/t_B \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$，$M_{(B,B)}=\begin{pmatrix} E/t_B & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$，$M_{(A,B)}=\begin{pmatrix} E/t_A & -t_B/t_A \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$. 显然，对对角模型，$M_0,M_1,M_l$ 均为 $2\times2$ 维单模矩阵. 而对非对角模型，若选取合适的 $S_0,S_1$，使 $M_0$ 和$M_1$同为单模矩阵，则由(6)式可知，$M_l$亦为 $2\times2$ 维单模矩阵. 若选取 $x_l=\frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_l$，则 $x_l$ 满足递推关系

$$\begin{aligned} x_{l+1}=\mathscr{U}_{2j-2}(x_l)\mathscr{U}_{2i-1}(x_{l-1})\Bigg\{2x_lx_{l-1}&-\left[\frac{\mathscr{U}_{2i-2}(x_{l-1})}{\mathscr{U}_{2i-1}(x_{l-1})}+\frac{\mathscr{U}_{2i-3}(x_{l-1})}{\mathscr{U}_{2i-2}(x_{l-1})}\right]x_l \\ &-\frac{\mathscr{U}_{2j-3}(x_l)}{\mathscr{U}_{2j-2}(x_l)}x_{l-1}-\frac{\mathscr{U}_{2i-1}(x_{l-2})}{\mathscr{U}_{2i-2}(x_{l-1})}x_{l-2} \\ &+\left[\frac{\mathscr{U}_{2i-2}(x_{l-2})}{\mathscr{U}_{2j-2}(x_{l-1})}+\frac{\mathscr{U}_{2i-2}(x_{l-1})\mathscr{U}_{2j-3}(x_l)}{\mathscr{U}_{2i-1}(x_{l-1})\mathscr{U}_{2j-2}(x_l)}\right]\Bigg\}, \end{aligned} \tag{7}$$

其中 $\mathscr{U}_N(x_l)=\sin[(N+1)\cos^{-1}(x_l)]/\sin[\cos^{-1}(x_l)]$为$N$阶第二类切比雪夫多项式，其初始条件为

$$x_0=\frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_0,\quad x_1=\frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_1, \tag{8a}$$

$$x_2 = \mathscr{U}_{2j-2}(x_1)\mathscr{U}_{2i-1}(x_0)(2x_1x_0 - 1) - \mathscr{U}_{2j-2}(x_1)\mathscr{U}_{2i-2}(x_0)x_1 - \mathscr{U}_{2j-3}(x_1)\mathscr{U}_{2i-1}(x_0)x_0 + \mathscr{U}_{2j-3}(x_1)\mathscr{U}_{2i-2}(x_0). \tag{8b}$$

如果 $M_k$ 和 $M_{k+1}$ 为已知,即 $x_k$ 和 $x_{k+1}$ 已知,则 $x_{k+2}$ 由下式给出：

$$x_{k+2} = \mathscr{U}_{2j-2}(x_{k+1})\mathscr{U}_{2i-1}(x_k)\left[\frac{1}{2}\mathrm{Tr}(M_{k+1}M_k)\right] - \mathscr{U}_{2j-2}(x_{k+1})\mathscr{U}_{2i-2}(x_k)x_{k+1} - \mathscr{U}_{2j-3}(x_{k+1})\mathscr{U}_{2i-1}(x_k)x_k + \mathscr{U}_{2j-3}(x_{k+1})\mathscr{U}_{2i-2}(x_k). \tag{9}$$

## 三、电子波函数的延展性

### 1. 第 I 类延展性

假定存在一电子能量 $E = E_0$,使 $x_k$ 和 $x_{k+1}$同时满足 $x_k = \frac{1}{2}M_k = 0$ 和 $x_{k+1} = \frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_{k+1} = \pm 1$,则对按(1)式构成的一维准周期体系，由递推关系(6)式及单模矩阵性质可以得到任一转移矩阵 $M_{k+p+1}$ 满足

$$M_{k+p+1} = M_{k+p-1}^{2i}M_{k+p}^{2j-1} = (-1)^i M_{k+1}^{N_p} \quad p \geqslant 1, \tag{10}$$

其中 $N_p$ 满足递推公式 $N_{p+1} = 2iN_{p-1} + (2j-1)N_p$, $N_0 = 1$, $N_1 = 2j-1$. 可以看出 $N_p$ 总为奇数. 由第二类切比雪夫多项式的定义可得

$$\mathscr{U}_N(0) = \mathscr{U}_N(x_l)|_{x_l=0} = \begin{cases} 0 & N\text{为奇数时} \\ (-1)^{N/2} & N\text{为偶数时}, \end{cases} \tag{11a}$$

$$\mathscr{U}_N(\pm 1) = \mathscr{U}_N(x_l)|_{x_l=\pm 1} = (\pm 1)^N(N+1). \tag{11b}$$

由(7)和(9)式并利用切比雪夫多项式的上述性质,可得迹映象 $x_{k+p+1}$ 满足关系式

$$x_{k+p+1} = \frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_{k+p+1} = \pm(-1)^{i+1} \quad p \geqslant 1. \tag{12}$$

上式可采用数学归纳法证明. 设转移矩阵 $M_{k+p+1}$ 的本征值为 $\lambda$,即

$$\Psi_{F_{k+p+1}} + 1 = M_{k+p+1}\Psi = (-1)^i M_{k+1}^{N_p}\Psi_1 = \lambda\Psi_1. \tag{13}$$

因为 $\det(M_{k+p+1}) = 1$, $x_{k+p+1} = \frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_{k+p+1} = \pm(-1)^{i+1}$,得到 $\lambda = \pm(-1)^i$, 于是上式变为

$$\Psi_{F_{k+p+1}} + 1 = (-1)^i M_{k+1}^{N_p}\Psi_1 = \pm(-1)^i\Psi_1, \tag{14a}$$

亦即

$$M_{k+1}^{N_p}\Psi_1 = \pm\Psi_1. \tag{14b}$$

而对 $2\times 2$ 维单模矩阵 $M_l$,具有性质

$$M_l^n = \mathscr{U}_{n-1}(x_l)M_l - \mathscr{U}_{n-2}(x_l)I. \tag{15}$$

由(10)和(11)式可知

$$M_{k+p+1} = (-1)^i[(\pm 1)^{N_p-1}N_pM_{k+1} - (\pm 1)^{N_p-2}(N_p - 1)I]. \tag{16}$$

(15),(16)式中, $I$ 为 $2\times 2$ 维单位矩阵. 考虑 $N_p$ 为奇数以及(16)式,(14b)式可写成

$$M_{k+1}\Psi_1 = \pm\Psi_1. \tag{17}$$

上式可改写成方程组

$$(M_{k+1})_{11}\phi_1 + (M_{k+1})_{12}\phi_0 = \pm\phi_1,$$

$$(M_{k+1})_{21}\phi_1 + (M_{k+1})_{22}\phi_0 = \pm\phi_0. \tag{18}$$

亦即

$$\text{当 } (M_{k+1})_{11} \neq \pm 1 \text{ 时,}\quad \phi_1 = -\frac{(M_{k+1})_{12}}{(M_{k+1})_{11} \mp 1}\phi_0; \tag{19a}$$

$$\text{当 } (M_{k+1})_{11} = \pm 1 \text{ 时,}\ (M_{k+1})_{12}\phi_0 = 0,\text{且 } (M_{k+1})_{21}\phi_1 = 0. \tag{19b}$$

由于 $S_k$ 和 $S_{k+1}$ 均为由 $A$ 和 $B$ 构成的有限长序列,

$$S_{k+2} = S_{k+1}^{2j-1}S_k^{2i} = \underbrace{S_{k+1}S_{k+1}\cdots S_{k+1}}_{2j-1}\underbrace{S_kS_k\cdots S_k}_{2i}, \tag{20a}$$

$$S_{k+3} = S_{k+2}^{2j-1}S_{k+1}^{2i} = \underbrace{S_{k+2}\,S_{k+2}\cdots S_{k+2}}_{2j-1}\ \underbrace{S_{k+1}S_{k+1}\cdots S_{k+1}}_{2i}$$

$$= \underbrace{S_{k+1}^{2j-1}S_k^{2i}S_{k+1}^{2j-1}S_k^{2i}\cdots S_{k+1}^{2j-1}S_k^{2i}}_{2j-1}\underbrace{S_{k+1}S_{k+1}\cdots S_{k+1}}_{2i}, \tag{20b}$$

……

$$S_{k+p+1} = \underbrace{S_{k+p}S_{k+p}\cdots S_{k+p}}_{2j-1}\underbrace{S_{k+p-1}S_{k+p-1}\cdots S_{k+p-1}}_{2i}, \tag{20c}$$

则一维准周期体系(即 $S_\infty$)是以 $S_k$ 和 $S_{k+1}$ 为元胞按(1)式构成的无限长序列,由(14a)式,(19)式和(20)式可知,无论对角模型、非对角模型,该一维准周期体系的电子波函数为 $S_k$, $S_{k+1}$ 内有限个格点的电子波函数的无限扩展,即其电子波函数为扩展的(亦即延展态).

**2.第 II 类延展性**

假定存在电子能量 $E = E_0$, 使 $x_k$ 和 $x_{k+1}$ 同时满足 $x_k = \frac{1}{2}\,\mathrm{Tr}M_k = x_{k+1} = \frac{1}{2}\,\mathrm{Tr}M_{k+1} = 0$,则对按(1)式构造的一维准周期体系,由递推关系(6)式,可得,任一转移矩阵 $M_{k+p+1}$ 为

$$M_{k+p+1} = M_{k+p-1}^{2i}M_{k+p}^{2j-1} = (-1)^{(i+j-1)p}M_{k+1},\quad p \geqslant 1. \tag{21}$$

由迹的递推关系(7)式和(9)式,可得任一迹映象 $x_{k+p+1}$满足

$$x_{k+p+1} = 0 \qquad p \geqslant 1. \tag{22}$$

设转移矩阵 $M_{k+p+1}$ 的本征值为 $\lambda$,即

$$\Psi_{F_{k+p+1}} = M_{k+p+1}\Psi_1 = (-1)^{(i+j-1)p}M_{k+1}\Psi_1 = \lambda\Psi_1, \tag{23a}$$

由(22)式并考虑 $\det(M_{k+p+1}) = 1$,可得 $\lambda = \pm 1$ 则上式为

$$\Psi_{F_{k+p+1}+1} = (-1)^{(i+j-1)p}M_{k+1}\Psi_1 = \pm\Psi_1, \tag{23b}$$

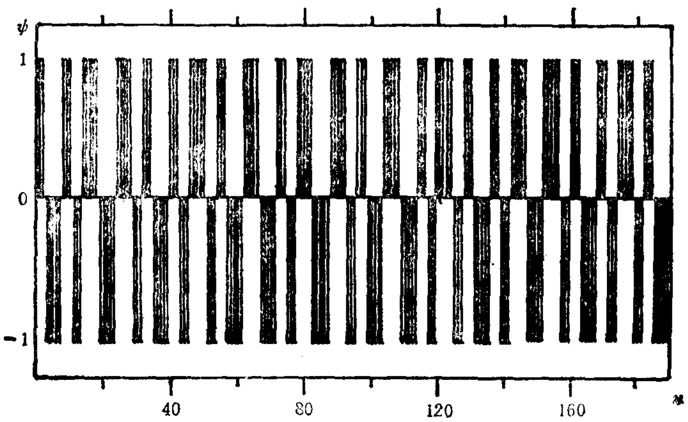
亦即

$$M_{k+1}\Psi_1 = \pm(-1)^{(i+j-1)p}\Psi_1. \tag{24}$$

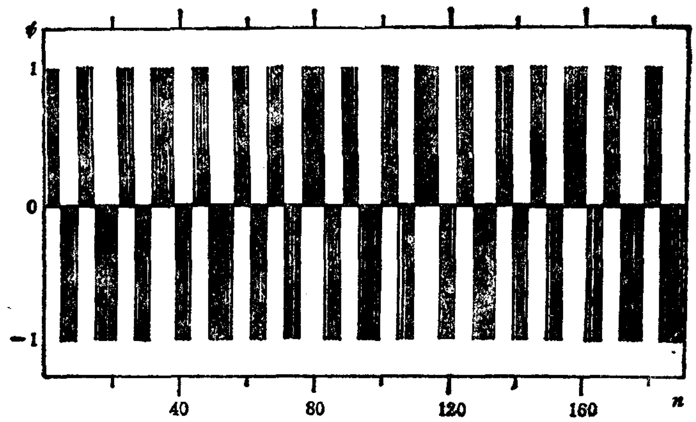
(24)式可改写成(19)式的形式.至此,进行类似(20)式的讨论,可以得到,对按(1)式构成的一维准周期体系,当 $E = E_0$,使 $x_k = x_{k+1} = 0$ 成立时,这种准周期体系的电子态具有延展性.

# 四、结果与总结

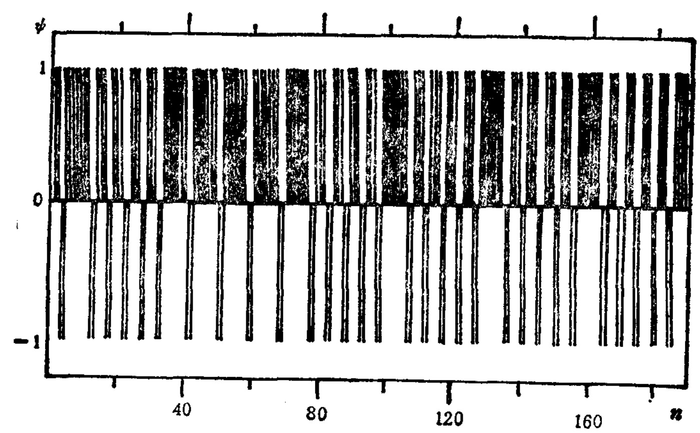
本文分析了作为泛 Fibonacci 准晶系一个子集的一维准周期体系的电子态性质，该体系按递推关系 $S_{l+1}=S_l^{2j-1}S_{l-1}^{2i}$ 构成，其中 $l\geqslant 1$，初始条件为 $S_0=\{A^{p_0}B^{q_0}A^{r_0}\}$，$S_1=\{A^{p_1}B^{q_1}A^{r_1}\}$。得出：1)若存在能量 $E=E_0$，使 $x_k$ 和 $x_{k+1}$ 同时满足 $x_k=\frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_k\equiv 0$ 和 $x_{k+1}=\frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_{k+1}\equiv\pm 1$，则恒有 $x_{k+p+1}=\frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_{k+p+1}=\pm(-1)^{i+1}$ 和 $M_{k+p+1}=(-1)^iM_{k+1}^{N_p}$，其中 $p\geqslant 1$，$N_{p+1}=(2j-1)N_p+2iN_{p-1}$，$N_0=1$，$N_1=2j-1$；2)若存在能量 $E=E_0$，使 $x_k=\frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_k=x_{k+1}=\frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_{k+1}=0$ 成立，则恒有 $M_{k+p+1}=(-1)^{(i+j-1)p}M_{k+1}$ 和 $x_{k+p+1}=\frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_{k+p+1}=0$，其中 $p\geqslant 1$。进一步分析表明，该一维准周期体系，无论对角模型还是非对角模型，若电子能量 $E_0$ 满足下列两个条件之一：(1) $E=E_0$ 时，恒有 $x_k=\frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_k=0$，$x_{k+1}=\frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_{k+1}=\pm 1$；(2) $E=E_0$ 时，恒有 $x_k=\frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_k=x_{k+1}=\frac{1}{2}\mathrm{Tr}M_{k+1}=0$。则其电子波函数为延展态。上述二条件为该准周期体电子态延展的条件。作为特例，图 1(a)—(c)分别给出 $(i,j)=(1,1)$，$(1,2)$，$(2,1)$等一系列一维准晶的第 I 类电子延展态，即取 $k=0$，$x_0=0$，$x_1=1$ 的电子态，其中$S_0=B$，$S_1=A$。图 2(a)—(c)亦为第 I 类电子延展态，但 $x_0=0$，$x_1=-1$，其中$S_0=B$，$S_1=A$。图 3(a)—(c)分别给出 $(i,j)=(1,1)$，$(1,2)$，$(2,1)$等一系列一维准周期体系的对角模型第 II 类电子延展态，$S_0=BA$，$S_1=AB$，即取 $k=0$，$x_0=x_1=0$ 的电子态。图 4 给出$(i,j)=(1,1)$，$(1,2)$，$(2,1)$ 等一维准周期体系关于非对角模型的第 II 类电子态，即 $x_1=x_2=0$，$k=1$，其中 $S_1=A$，$S_2=A^{2j-1}B^{2i}$。图 5 给出 $S_0=A$，$S_1=ABA$，但 $x_0$ 和 $x_1$ 同时满足 $x_0\equiv 0$ 和 $x_1=1$。$(i,j)=(1,1)$的一维准




(a) 按 $S_{l+1}=S_lS_{l-1}^2$ [即 $(i,j)=(1,1)$]构造的一维准周期序列的电子态

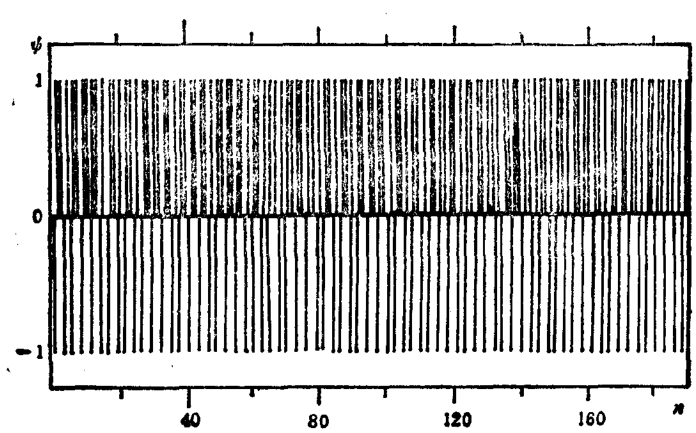



(b) 按 $S_{l+1}=S_l^3S_{l-1}^2$[即 $(i,j)=(1,2)$]构造的一维准周期序列的电子态

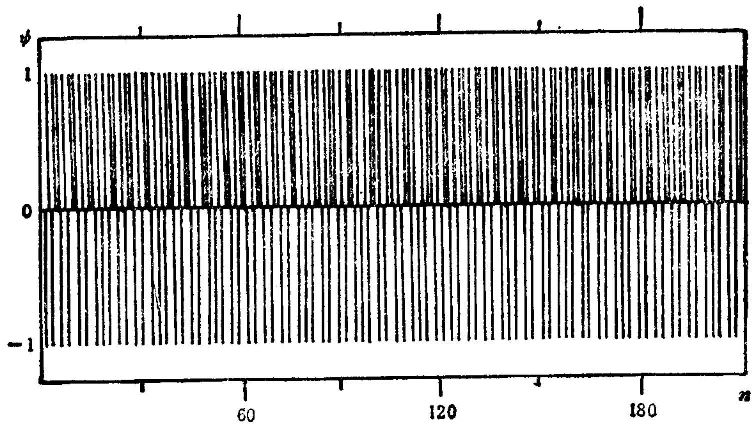



(c) 按 $S_{l+1}=S_lS_{l-1}^4$[即 $(i,j)=(2,1)$]构造的一维准周期序列的电子态

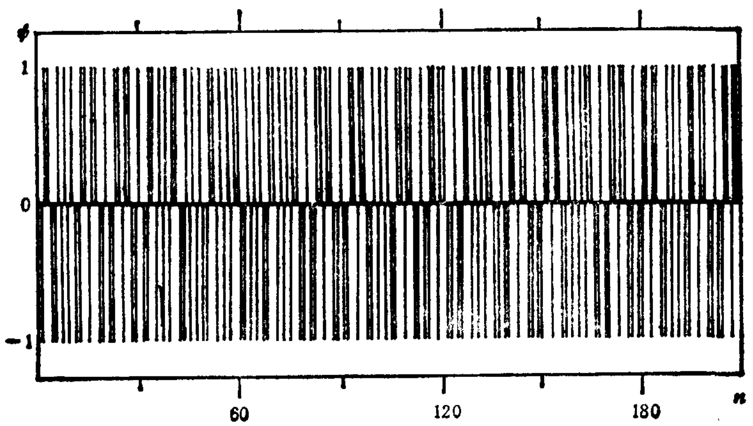
图1 一维准周期序列对角模型的第 I 类电子延展态 $S_0=B$, $S_1=A$, $E=V_B=-V_A=1$




(a)



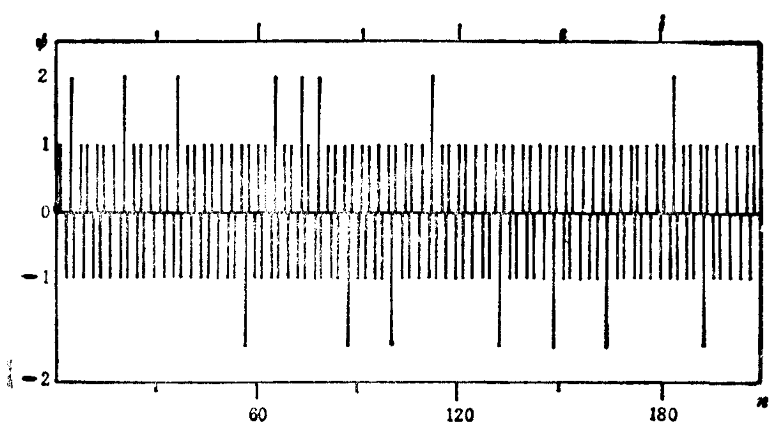

(b)



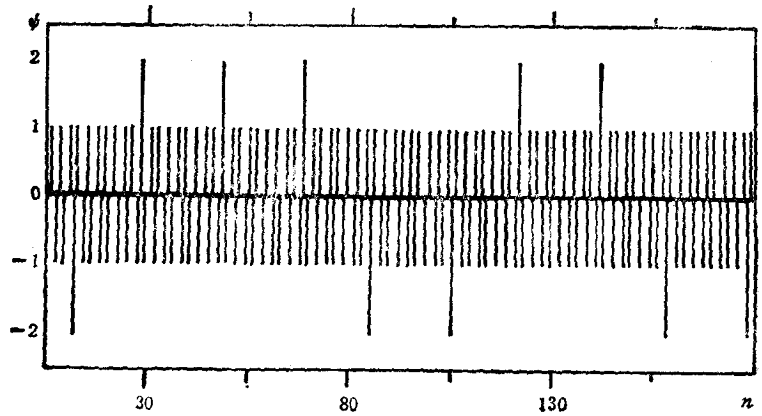

(c)

图　2

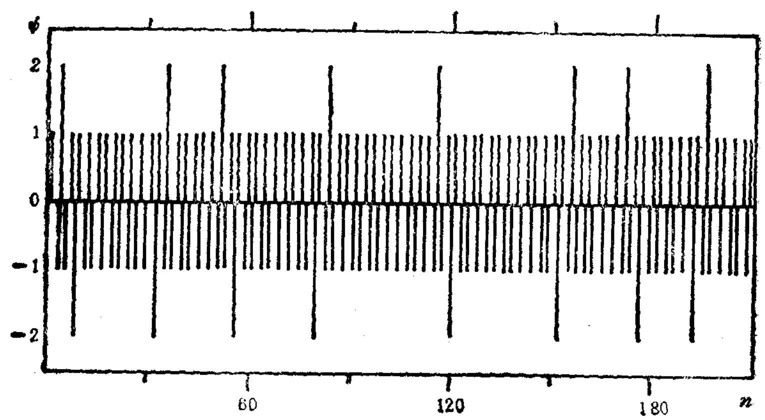
如图 1，但 $E = V_B = -V_A = -1$




(a)



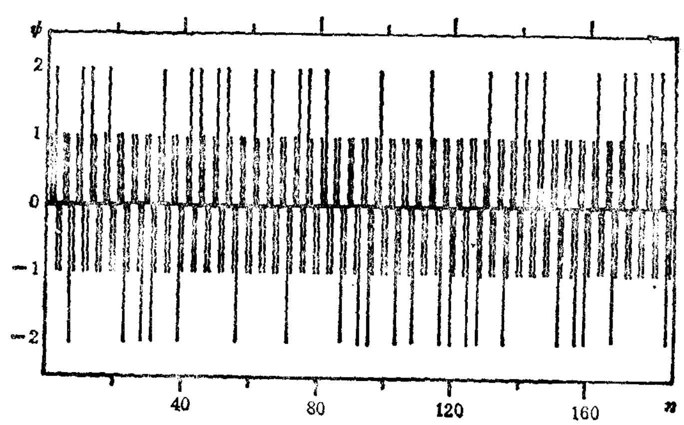

(b)



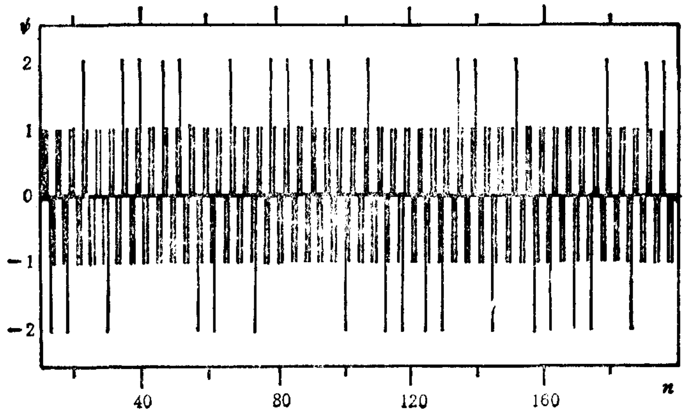

(c)

图3 一维准周期序列对角模型的第 II 类电子延展态

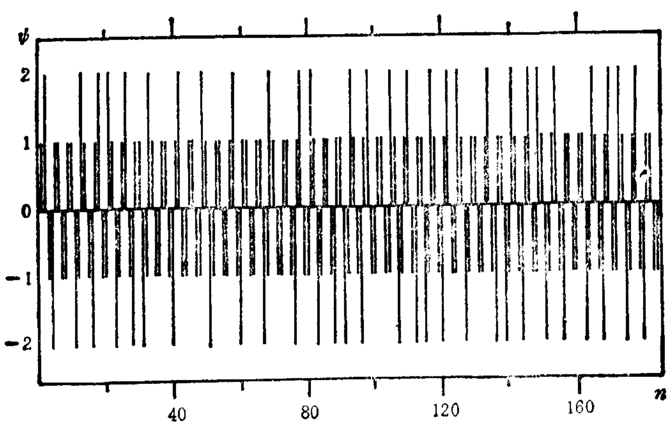
$S_0 = BA$, $S_1 = AB$, $E = -V_B = -1$, $V_A = 0$; (a)—(c)说明同图1




(a)




(b)




(c)

图 4　一维准周期序列非对角模型的第 II 类电子延展态

$S_1 = A$，$S_2 = A^{2j-1}B^{2i}$，$k = 1$，$E = 0$，$t_B = 2t_A = 1$；(a)—(c)说明同图 1

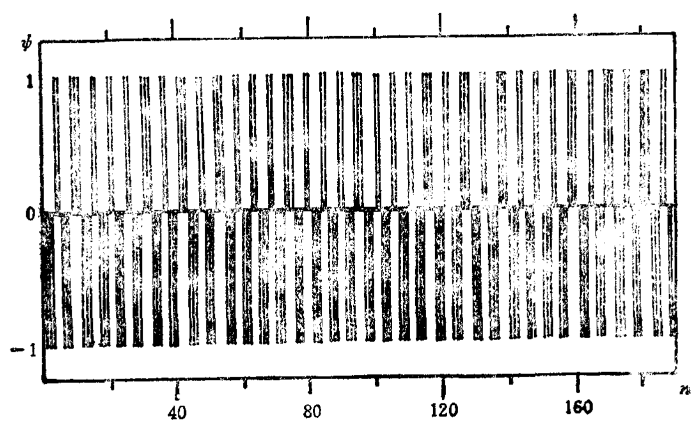



图　5

如图 1(a)，但 $S_0 = A$，$S_1 = ABA$，$E = V_A = -V_B = 1$

周期系列的第 I 类电子延展态。结果表明，(1)图示数值计算结果与分析符合很好，按递推关系 $S_{l+1}=S_l^{2j-1}S_{l-1}^{2i}$ 构造的一维准周期体系的电子延展态存在；(2)尽管初始条件变化，但只要两类电子态延展条件之一成立，其电子态就具有延展性。


[1] M Kohmoto, L. P. Kadanoff and C. Tang, *Phys. Rev. Lett.*, 50(1983), 1870.
[2] Q Niu and F. Nori, *Phys. Rev. Lett.*, 57(1986), 2057.
[3] M. Kohmoto, *Inst. Mod. Phys.*, B1(1987), 31.
[4] M. Kohmoto, B. Sutherland and C. Tang, *Phys. Rev.*, B35(1987), 1020.
[5] Youyan Liu and R. Riklund, *Phys. Rev.*, B35(1987), 6034; Youyan Liu and W. Sritrakool, *ibid.*, 42, in press.
[6] J. P. Lu, T. Odagaki and J. L. Birmap, *Phys. Rev.*, B33(1986), 4809.
[7] G. Gumbs and M. K. Ali, *Phys. Rev. Lett.*, 60(1988), 1081; *J. Phys. A*, 21(1988), L517.
[8] Hong-ru Ma and Chien-Hua Tsai, *J. Phys. C*, 21(1988), 4311.
[9] J. Q. You and Q. B. Yang, *J. Phys.: Condens. Matter*, 2(1990), 2093; *Phys. Rev.*, B41(1990), 7073; J. Q. You, Q. B. Yang and J. R. Yan, *ibid.*, 41(1990), 7491; J. Q. You, Q. B. Yang, *Z. Phys. B*, 80(1990), 119.
[10] J. X. Zhong, J. Q. You, J. R. Yan and X. H. Yan 2nd China-Japan Seminar on Quasicrystal, Beijing (1990); J. X. Zhong, J. Q. You, J. R. Yan and X. H. Yan, *Phys. Rev. B*, in press.
[11] 颜晓红、颜家壬、游建强、钟建新，湘潭大学自然科学学报，12(4)(1990)，28.
[12] M. Severin, M. Dulea and R. Riklund, *J. Phys.: Condens. Matter*, 1(1989), 8851.


# EXTENDED ELECTRONIC STATES IN A CLASS OF ONE-DIMENSIONAL QUASIPERIODIC SYSTEMS


YAN XIAO-HONG

*Department of Physics, Xiangtan University, Xiangtan, 411105*

YOU JIAN QIANG ZHONG JIAN-XIN YAN JIA-REN

*Institute of Science and Technology, Xiangtan University, Xiangtan, 411105*


(Received 9 April 1991)


ABSTRACT

Using the dynamical-map method, we study the electronic properties for diagonal and off-diagonal tight-binding model in a class of one-dimensional quasiperiodic systems. These systems are associated with the generalized Fibonacci sequences $S_\infty$ given by the recursion relation $S_{l+1}=S_l^{2j-1}S_{l-1}^{2i}$ for $l\geqslant 1$ with two initial sequences $S_0$ and $S_1$, where $i$ and $j$ are positive integers. Analytical treatments show that the extended electronic states for these one-dimensional quasiperiodic sequences really exist.


**PACC**: 7125C; 6150E