Известия НАН Армении, Физика, т.38, №1, с.18-28 (2003)

УДК 537.87

ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ ЭЛЕКТРОНА, СОВЕРШАЮЩЕГО ИНФИНИТНОЕ ДВИЖЕНИЕ В ПОЛЕ ОДНОМЕРНОЙ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ

А.Ж. ХАЧАТРЯН[1], Г.М.АНДРЕАСЯН[2], Г.Г. МГЕРЯН[3], В.Д.БАДАЛЯН[3]

[1]Государственный инженерный университет Армении

[2] Ереванский государственный университет архитектуры

[3] Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 мая 2002 г.)

Предложен метод для нахождения волновой функции электрона, совершающего инфинитное движение в поле произвольной одномерной слоистой структуры, граничащей с обеих сторон с двумя различными однородными полубесконечными средами. Показано, что данная задача в общем виде может быть сведена к решению некоторой системы из двух линейных разностных уравнений. Предложенный подход подробно обсуждается на примере ограниченной периодической структуры.

1. Введение

Как известно, задача определения волновых функций и спектра связанных состояний электрона в поле потенциала произвольного вида имеет как общефизический интерес [1], так и важное практическое значение [2,3]. Уже много лет интенсивно рассматриваются одномерные модели, которые не утратили своей актуальности и по сей день являются интенсивно изучаемыми объектами [4-11].

Рассмотрим задачу движения электрона в поле одномерного потенциала

$$\left(-\frac{d^2}{dx^2}+u(x)\right)\psi(x)=\varepsilon\psi(x)\,, \qquad (1)$$

где $u(x)=2mU(x)/\hbar^2$, $\varepsilon=2mE/\hbar^2$ и $U(x)$, E являются потенциальной и полной энергиями электрона, соответственно. Пусть $u(x)$ имеет вид

$$u(x)=\begin{cases} V_1=\text{const}, & x\to-\infty,\\ V_2=\text{const}, & x\to+\infty,\end{cases}$$

и в общем случае $V_1 \neq V_2$. Далее мы будем принимать за начало отсчета энергии наименьшее значение потенциала, так что при $V_1 = V_2 = 0$ спектр электронных состояний будет непрерывным.

Задача определения волновых функций и электронного спектра для случая связанных состояний рассматривалась многочисленными точными и приближенными методами. Перечислим наиболее известные из них: метод инвариантного погружения, метод функций Грина, метод матриц переноса, квазиклассическое приближение, теория возмущений и т.д. [1,12-16]. В данной работе мы предлагаем метод определения волновой функции электрона, совершающего инфинитное движение в поле потенциала одномерной нерегулярной решеточной структуры.

2. Волновая функция рассеивающегося электрона, взаимодействующего с полем одномерной нерегулярной структуры

Рассмотрим задачу определения волновой функции электрона, совершающего инфинитное движение в поле потенциала одномерной нерегулярной решеточной структуры, состоящей из произвольно расположенных прямоугольных потенциалов различной величины и толщины. Для общности предположим также, что неупорядоченная структура граничит с левой и правой сторон с двумя различными однородными полубесконечными средами с потенциалами V_1 и V_2 соответственно, так что потенциал во всем пространстве может быть представлен в следующем виде:

$$V(x) = \begin{cases} V_1 = \mathrm{const}, \ \ x \leq 0, \\ \sum\limits_{n=1}^{N} U_n \theta(x - x_n + d_n/2)\theta(x_n + d_n/2 - x), \ \ 0 < x < L, \\ V_2 = \mathrm{const}, \ \ x \geq L, \end{cases} \tag{2}$$

где $\theta(x)$ есть функция Хевисайда.

Согласно (2) потенциал в интервале $0 < x < L$ представляет собой слоистую структуру, состоящую из N прямоугольных потенциалов (2), где U_n и d_n – величина и ширина n-ого прямоугольного потенциала, x_n – координата его середины. Заметим, что в (2) предполагается $x_1 - d_1/2 \geq 0$, $x_n + d_n/2 \leq L$, $x_n + d_n/2 \leq x_{n+1} - d_{n+1}/2$ $(n = 1,2,\cdots,N-1)$.

Обычно при рассмотрении инфинитного движения электрона в одномерном поле ограничиваются определением асимптотик волновой функции в бесконечностях. Однако во многих физически интересных случаях необходимо знание делокализованной волновой функции не только в асимптотиках, но и во всем пространстве [17,18]. Введем следующие обозначения:

$$k_0 = \sqrt{\varepsilon}\ ,\ k_{10} = \sqrt{\varepsilon - V_1}\ ,\ k_{02} = \sqrt{\varepsilon - V_2}\ ,\quad k_n = \sqrt{\varepsilon - U_n} \quad (n = 1, 2 \cdots N). \quad (3)$$

Пусть первичная электронная волна, имеющая амплитуду, равную единице, падает на неупорядоченную структуру из первой полубесконечной среды. Тогда волновая функция, являющаяся решением уравнения (1) с потенциалом (2), во всем пространстве может быть представлена в виде

$$\psi(x) = \begin{cases} \exp\{ik_{10}x\} + R_{1,2}^N \exp\{-ik_{10}x\}, & x < 0, \\ a_1 \exp\{ik_0 x\} + b_1 \exp\{-ik_0 x\}, & 0 < x < x_1 - d_1/2, \\ c_1 \exp\{ik_1 x\} + d_1 \exp\{-ik_1 x\}, & x_1 - d_1/2 < x < x_1 + d_1/2, \\ \ldots \quad \ldots \quad \ldots \quad \ldots \quad \ldots \quad \ldots & \\ a_N \exp\{ik_0 x\} + b_N \exp\{-ik_0 x\}, & x_{N-1} + d_{N-1}/2 < x < x_N - d_N/2, \\ c_N \exp\{ik_N x\} + d_N \exp\{-ik_N x\}, & x_N - d_N/2 < x < x_N + d_N/2, \\ a_{N+1} \exp\{ik_0 x\} + b_{N+1} \exp\{-ik_0 x\}, & x_N + d_N/2 < x < d, \\ T_{1,2}^N \exp\{ik_{02} x\}, & x > L, \end{cases} \quad (4)$$

где величины $R_{1,2}^N$ и $T_{1,2}^N$ являются амплитудами отражения и прохождения электрона для потенциала (2).

Для того чтобы (4) являлось волновой функцией, необходимо потребовать, чтобы она и ее производная были бы непрерывными функциями в точках $x = 0, \cdots, x_j - d_j/2, x_j + d_j/2, \cdots, L$, что, как известно, равносильно условию сохранения плотности потока вероятности. Непрерывность $\psi(x)$ и $d\psi(x)/dx$ во всех точках пространства возможна только при вполне определенных значениях амплитуд $R_{1,2}^N$, $T_{1,2}^N$, c_n, d_n $(n = 1, 2 \cdots, N)$ и a_n, b_n $(n = 1, 2 \cdots, N+1)$. Требование непрерывности равносильно тому, что коэффициенты решения (4) должны удовлетворять некоторой системе из $4(N+1)$ линейных неоднородных уравнений. Решение данной системы уравнений в общем виде представляет собой трудную математическую проблему. Однако, как мы покажем ниже, задача нахождения коэффициентов волновой функции (или же волновой функции во всем пространстве) в общем виде может быть сведена к решению некоторой системы из двух линейных разностных уравнений первого порядка.

Прежде чем перейти непосредственно к решению поставленной задачи, сделаем несколько полезных для дальнейшего изложения обозначений:

$$t_{1,0} = \frac{2k_{10}}{k_1 + k_0}\ , \qquad r_{1,0} = \frac{k_{10} - k_0}{k_{10} + k_0}\ , \quad (5)$$

$$t_{0,2}=\frac{2k_0}{k_0+k_{02}}\exp\{i(k_0-k_{02})L\}\,,\qquad r_{0,2}=\frac{k_0-k_{02}}{k_0+k_{02}}\exp\{i2k_0L\}\,,\tag{6}$$

$$t_{0,n}=\frac{2k_0}{k_0+k_n}\exp\{i(k_0-k_n)(x_n-d_n/2)\}\,,\quad r_{0,n}=\frac{k_0-k_n}{k_0+k_n}\exp\{i2k_0(x_n-d_n/2)\}\,,\tag{7}$$

$$\frac{\exp\{-ik_0d_n\}}{t_n}=\left\{\cos k_nd_n-i\frac{k_n^2+k_0^2}{2k_nk_0}\sin k_nd_n\right\},$$

$$\frac{r_n}{t_n}=i\exp\{ik_0x_n\}\frac{k_0^2-k_n^2}{2k_nk_0}\sin k_nd_n\,.\tag{8}$$

Заметим, что в (7), (8) n рассматривается как переменная величина $(n=1,2\cdots,N)$. Согласно введенным обозначениям (5), (6) величины $t_{1,0}$, $r_{1,0}$ $(t_{0,2},\, r_{0,2})$ представляют собой амплитуды прохождения и отражения электрона при переходе из первой (второй) полубесконечной среды в полубесконечную среду с нулевым значением потенциала. Из (7) следует, что $t_{0,n}$ и $r_{0,n}$ являются амплитудами прохождения и отражения электрона для полубесконечной среды со значением потенциала, равным потенциалу n-го прямоугольного барьера, граничащим в точке $x_n-d_n/2$ с левой стороны с полубесконечной средой с нулевым значением потенциала. Величины t_n и r_n являются амплитудами рассеяния электрона от n-го прямоугольного потенциала слоистой структуры, когда левее и правее от него во всех точках значение потенциала равно нулю.

3. Амплитуды рассеяния и коэффициенты волновой функции

Как мы покажем ниже, сделанные выше обозначения (5)-(8) позволяют однозначным образом выразить коэффициенты решения (4). Согласно основному результату матриц переноса, базирующемуся на свойстве линейности уравнения Шредингера (1), между коэффициентами решения (4), соответствующими двум различным областям пространства, существует линейная связь. Так, между коэффициентами решения a_n, b_n, соответствующим областям пространства с нулевым значением потенциала, и коэффициентом решения $R_{1,2}^N$ (область пространства, занимаемая первой полубесконечной средой) существуют следующие соотношения:

$$a_n=\frac{k_{1,0}}{k_0}\left[\left(\frac{1}{t_{1,0}^*}\frac{1}{T_{n-1}^*}+\frac{r_{1,0}}{t_{1,0}}\frac{R_{n-1}^*}{T_{n-1}^*}\right)-\left(\frac{r_{1,0}^*}{t_{1,0}^*}\frac{1}{T_{n-1}^*}+\frac{1}{t_{1,0}}\frac{R_{n-1}^*}{T_{n-1}^*}\right)R_{1,2}^N\right],\tag{9}$$

$$b_n=\frac{k_{1,0}}{k_0}\left[-\left(\frac{1}{t_{1,0}^*}\frac{R_{n-1}}{T_{n-1}}+\frac{r_{1,0}}{t_{1,0}}\frac{1}{T_{n-1}}\right)+\left(\frac{r_{1,0}^*}{t_{1,0}^*}\frac{R_{n-1}}{T_{n-1}}+\frac{1}{t_{1,0}}\frac{1}{T_{n-1}}\right)R_{1,2}^N\right],\tag{10}$$

где через T_n, R_n $(T_0 = 1,\ R_0 = 0)$ обозначены амплитуды прохождения и отражения электрона для первых прямоугольных потенциалов решеточной структуры, когда левее и правее от них значение потенциала равно нулю [14]:

$$\begin{pmatrix} 1/T_n^* & -R_n^*/T_n^* \\ -R_n/T_n & 1/T_n \end{pmatrix} = \prod_{l=n}^{1} \begin{pmatrix} 1/t_l^* & -r_l^*/t_l^* \\ -r_l/t_l & 1/t_l \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Как видно из (9),(10), коэффициенты a_n, b_n определяются однозначным образом, если известны амплитуда отражения электрона $R_{1,2}^N$, а также амплитуды рассеяния электрона для слоистой структуры, состоящей только из одного, только из двух и т.д. прямоугольных потенциалов T_n, R_n $(n = 1, 2\cdots, N)$.

Коэффициенты c_n, d_n $(n = 1, 2\cdots, N)$, которые соответствуют области пространства, занимаемой n-ым прямоугольным потенциалом, могут быть выражены через a_n, b_n согласно следующим формулам:

$$c_n = \frac{k_0}{k_n}\left[\frac{1}{t_{0,n}^*} a_n - \frac{r_{0,n}^*}{t_{0,n}^*} b_n\right], \quad (12)$$

$$d_n = \frac{k_0}{k_n}\left[-\frac{r_{0,n}}{t_{0,n}} a_n + \frac{1}{t_{0,n}} b_n\right]. \quad (13)$$

Из (12),(13) и (9),(10) непосредственно следует, что коэффициенты c_n, d_n так же, как и a_n, b_n, выражаются через $R_{1,2}^N$ и T_n, R_n $(n = 1, 2\cdots, N)$. Таким образом, мы можем заключить, что коэффициенты решения (4) c_n, d_n $(n = 1, 2\cdots, N)$, a_n, b_n $(n = 1, 2\cdots, N+1)$, соответствующие области между полубесконечными средами $(0 < x < L)$, выражаются через $R_{1,2}^N$, T_n, R_n, и поэтому вся задача сводится к двум задачам: к задаче нахождения амплитуд прохождения $T_{1,2}^N$ и $R_{1,2}^N$ отражения для всего потенциала (2) и к задаче нахождения T_n, R_n– амплитуд рассеяния электрона для решеточной структуры с первыми потенциалами.

Задача определения амплитуд рассеяния электрона в общем виде для потенциала произвольной формы, заданного внутри конечного интервала и граничащего с обеих сторон с двумя различными полубесконечными средами, рассматривалась в работе [19], где были установлены алгебраические связи между искомыми амплитудами рассеяния и амплитудами рассеяния электрона для того же потенциала, но с нулевым значением потенциала слева и справа от него. В соответствии с выше сделанными обозначениями (11), данные алгебраические соотношения могут быть представлены в виде [19]

$$\frac{1}{T_{1,2}^N} = \frac{1}{t_{1,0}}\frac{1}{t_{0,2}}\frac{1}{T_N} + \frac{r_{0,2}}{t_{0,2}}\frac{r_{1,0}^*}{t_{1,0}^*}\frac{1}{T_N^*} + \frac{r_{1,0}^*}{t_{1,0}^*}\frac{1}{t_{0,2}}\frac{R_N}{T_N} + \frac{r_{0,2}}{t_{0,2}}\frac{1}{t_{1,0}}\frac{R_N^*}{T_N^*}, \quad (14)$$

$$\frac{R_{1,2}^N}{T_{1,2}^N}=\frac{1}{t_{1,0}^{\bullet}}\frac{1}{t_{0,2}}\frac{R_N}{T_N}+\frac{r_{0,2}}{t_{0,2}}\frac{r_{1,0}}{t_{1,0}}\frac{R_N^{\bullet}}{T_N^{\bullet}}+\frac{r_{1,0}}{t_{1,0}}\frac{1}{t_{0,2}}\frac{1}{T_N}+\frac{r_{0,2}}{t_{0,2}}\frac{1}{t_{1,0}^{\bullet}}\frac{1}{T_N^{\bullet}}, \tag{15}$$

где T_n, R_n согласно (11) являются амплитудами рассеяния для всей решеточной структуры, когда во всех точках левее и правее от нее значение потенциала равно нулю, т.е. $V_1 = V_2 = 0$. Как следует из (14), (15), задача нахождения амплитуд $V_1 = V_2 = 0$. $R_{1,2}^N$ и $T_{1,2}^N$ сводится к определению величин T_n, R_n при $n = N$. Таким образом, мы показали, что задача определения волновой функции электрона для нерегулярной решеточ-ной структуры (2) в общем виде сводится к задаче нахождения $2N$ величин T_n, R_n $(n = 1, 2\cdots, N)$. Последняя задача рассматривалась в работах [20,21], где было, в частности, установлено, что рассматриваемые величины являются зависимыми друг от друга, так что, рассматривая как дискретную переменную, для них могут быть записаны следующие рекуррентные уравнения [20]:

$$\frac{1}{T_n}=\frac{r_n}{t_n}\frac{R_{n-1}^{\bullet}}{T_{n-1}^{\bullet}}+\frac{1}{t_n}\frac{1}{T_{n-1}}, \tag{16}$$

$$\frac{R_n^{\bullet}}{T_n^{\bullet}}=\frac{r_n^{\bullet}}{t_n^{\bullet}}\frac{1}{T_{n-1}}+\frac{1}{t_n^{\bullet}}\frac{R_{n-1}^{\bullet}}{T_{n-1}^{\bullet}} \tag{17}$$

с начальными условиями $T_0 = 1$, $R_0 = 0$. Заметим, что для величин $1/T_n$ и $R_n^{\bullet}/T_n^{\bullet}$ (16), (17) представляет собой линейную систему для двух разностных уравнений с коэффициентами, содержащими только параметры рассеяния одного прямоугольного потенциала (8). Таким образом, мы показали, что задача нахождения волновой функции электрона в поле слоистой структуры (2) в общем виде сводится к задаче решения системы уравнений (16), (17).

4.Волновая функция для периодической структуры

Аналитическое решение системы уравнений (16), (17) представляет собой трудную математическую задачу, которую удается решить лишь для некоторых частных случаев. Так, для случая, когда прямоугольные потенциалы решетки идентичны и расположены эквидистантно друг от друга $(d_1 = d_2 = \cdots = d_N = d,\ U_1 = U_2 = \cdots = U_N = U$ и $x_n = x_1 + (n-1)a$, a – период решетки), для величин $1/T_n$ и R_n/T_n имеем [3,22]

$$\frac{1}{T_n}=\exp\{ik_0na\}\left\{\cos n\beta + i\,\mathrm{Im}(t_1^{-1}\exp\{-ik_0a\})\frac{\sin n\beta}{\sin\beta}\right\}, \tag{18}$$

$$\frac{R_n}{T_n}=\exp\{ik_0(n-1)a\}\frac{r_1}{t_1}\frac{\sin n\beta}{\sin\beta}, \tag{19}$$

$$\cos\beta = \cos k_0(a-d)\cos kd - \frac{k^2+k_0^2}{2k_0 k}\sin k_0(a-d)\sin kd\,, \qquad (20)$$

где $k^2 = (\varepsilon - V)$, V – потенциал барьера, d – его толщина. Из (18), (19) видно, что при больших n параметр β определяет характер рассеяния электрона на периодической структуре в зависимости от энергии электрона. Так, если β является действительной величиной, то зависимость коэффициента прохождения от количества прямоугольных потенциалов системы имеет осцилляционный характер, что соответствует энергетической зоне пропускания. Зоне отражения соответствует мнимое значение β, для которого увеличение приводит к полному отражению электрона. Заметим также, что выражение (20) определяет спектр разрешенных и запрещенных значений энергии электрона для бесконечной периодической структуры [3].

На рис.1 представлен ограниченный осями +1 и –1 график зависимости $\cos\beta$ от безразмерного параметра Ed^2 при фиксированных значениях $Ud^2 = 3$ и $a/d = 2$. Как видно из рисунка, вплоть до значений $Ed^2 = 8$ имеются две разрешенные и две запрещеные зоны. На рис.2 приведены графики квадрата модуля волновой функции электрона $|\psi|^2$ для слоистой структуры, состоящей из двух, четырех, шести и восьми слоев (см. рис. a), b), c), d), соответственно) для энергии $Ed^2 = 4.6$, соответствующей запрещенной зоне (см. рис.1), когда значения потенциальной энергии электрона в первой и второй полубесконечных средах равны нулю: $V_1 d^2 = V_2 d^2 = 0$. Как видно из представленных рисунков, при увеличении количества потенциалов системы волновая функция, осциллируя, стремится к нулю, причем огибающая по максимумам имеет экспоненциальный характер. Из рис.2c и 2d следует, что волновая функция становится малой уже при шести барьерах. Важно отметить,

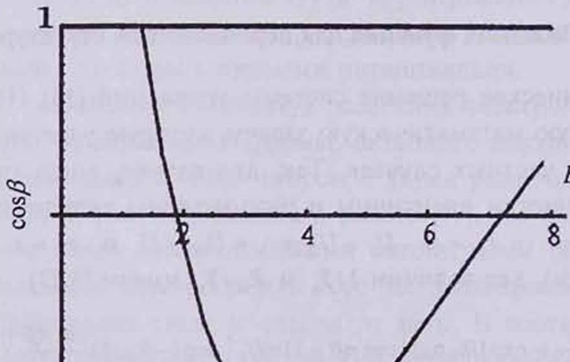

Рис.1. Зоны пропускания и отражения электрона для периодической структуры из прямоугольных потенциалов ($Ud^2 = 3$, $a/d = 2$).

что количество барьеров, необходимых для зануления волновой функции, сильно зависит от энергии падающего электрона в зоне отражения. Так, при энергии $Ed^2 = 3$ волновая функция становится малой уже при четырех барьерах.

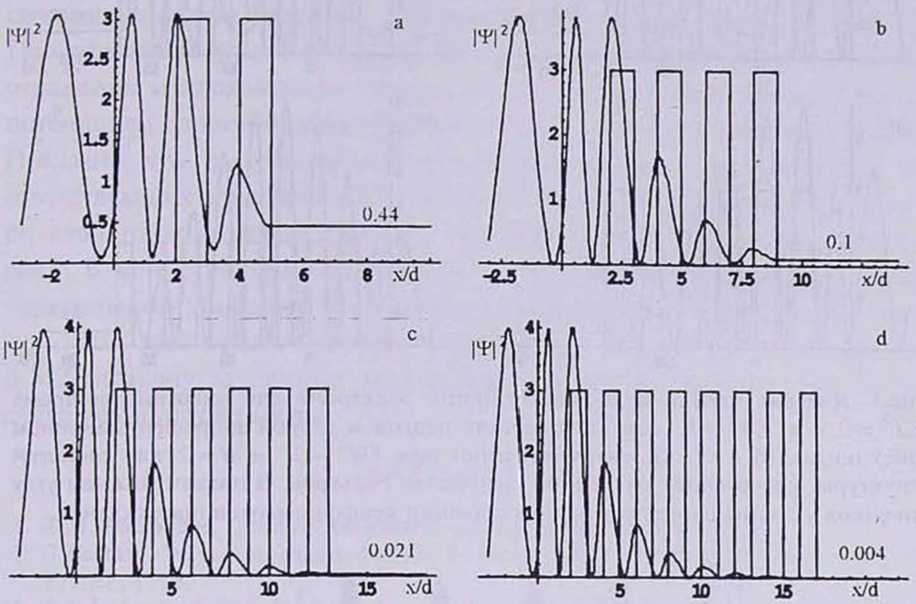

Рис.2. Квадрат модуля волновой функции электрона для энергии электрона, $Ed^2 = 4.6$, соответствующей второй запрещенной зоне при $Ud^2 = 3$, $a/d = 2$ для слоистой структуры, содержащей различное количество барьеров. В правом нижнем углу рисунков указаны соответствующие значения коэффициентов прохождения.

На рис.3 приведены графики волновых функций для энергий электрона $Ed^2 = 2.5$ и $Ed^2 = 5$, соответствующих первой и второй зонам пропускания (см. рисунки a), b) и c), d) соответственно), для слоистых структур, состоящих из шести и восьми потенциалов. Как видно из приведенных графиков, в зоне пропускания, как и в зоне отражения, квадрат модуля волновой функции имеет осцилляционный характер, но здесь в отличие от зоны отражения огибающая имеет периодический характер. Для того чтобы более наглядно продемонстрировать это свойство волновой функции, на рис.4 мы привели графики $|\psi|^2$ для энергий $Ed^2 = 4.9$ (a) и $Ed^2 = 2$ (b) при $Ud^2 = 3$, $a/d = 2$ для слоистой структуры, состоящей из 100 слоев. Как видно из представленных рисунков, при увеличении энергии электрона увеличивается период модуляции $|\psi|^2$.

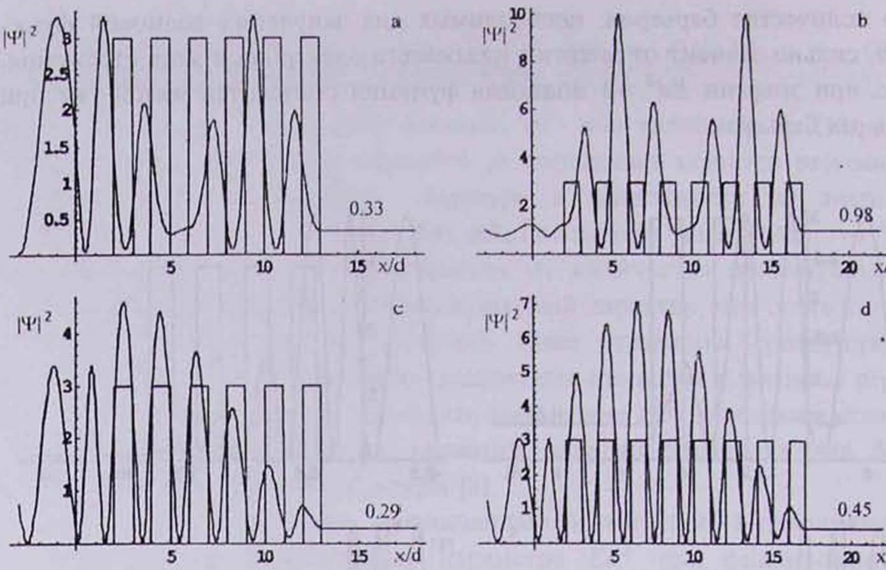

Рис.3. Квадрат модуля волновых функций электрона для энергий электрона $Ed^2 = 2{,}5$ и $Ed^2 = 5$, соответствующих первой и второй запрещенным зонам (рисунки a), b) и c), d), соответственно) при $Ud^2 = 3$, $a/d = 2$ для слоистой структуры, содержащей различное количество барьеров. В правом нижнем углу рисунков указаны соответствующие значения коэффициентов прохождения.

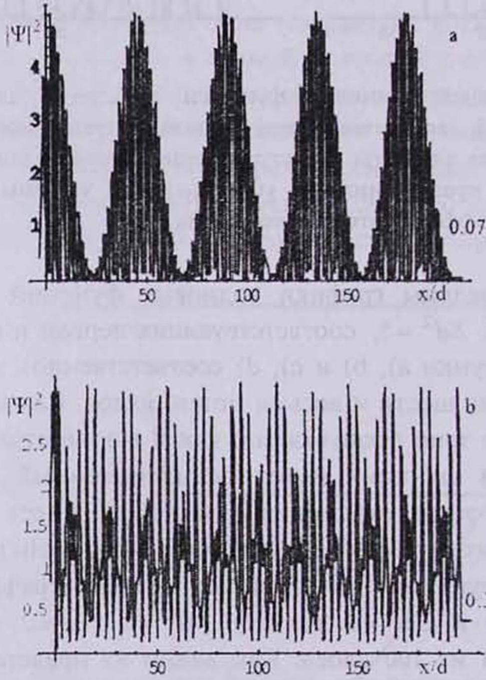

Рис.4. Квадрат модуля волновых функций электрона для энергий электрона $Ed^2 = 4{,}9$ (a) и $Ed^2 = 2$ (b) при $Ud^2 = 3$, $a/d = 2$ для слоистой структуры, содержащей 100 барьеров. В правом нижнем углу рисунков указаны соответствующие значения коэффициентов прохождения.

5. Заключение

Таким образом, мы показали, что задача определения волновой функции электрона, совершающего инфинитное движение в поле одномерной слоистой структуры из прямоугольных потенциалов, заключенной между двумя полубесконечными средами, в наиболее общей форме сводится к задаче решения системы линейных разностных уравнений. Полученный результат применен для построения волновых функций зон отражения и прохождения электрона для случая, когда прямоугольные потенциалы слоистой структуры идентичны и расположены периодично. Показано, что при увеличении количества барьеров, для состояний, соответствующих зоне пропускания, огибающая по максимумам $|\psi|^2$ внутри слоистой структуры является периодически модулированной функцией. В зоне отражения увеличение количества барьеров ведет к экспоненциальному убыванию огибающей волновой функции внутри системы.

В заключение авторы выражают благодарность академику Д.М.Седракяну за ценные замечания, а также А.Л.Затикяну за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Д.М.Блохинцев**. Основы квантовой механики. М., Наука, 1983.
2. **G.Bastard**. Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures. Les Ulis, France, 1990.
3. **E.L.Ivchenko and G.E.Pikus**. Superlattices and Other Heterostructures. Springer, Heidelberg, 1997.
4. **G.D.Senders, C.J.Stanton**. Phys. Rev., **B48**, 11067 (1993).
5. **J.M.Rorison**. Phys. Rev., **B50**, 8008 (1994).
6. **А.Н.Дмитриев**. ЖЭТФ, **95**, 243 (1989).
7. **Н.Л.Чуприков**. ФТП, **26**, 2040 (1992).
8. **X.D.Zhao, H. Yamamoto, K. Taniguchi**. Superlattices and Microstructures, **23**, 1309 (1998).
9. **А.Ж.Мурадян**. ФТТ, **41**, 1317 (1999).
10. **T.Osontchan, V.W.L.Chin, T.L Tansley**. J. Appl. Phys., **80**, 5342 (1996).
11. **H.V.Baghdasaryan, T.M.Knyazyan.** Optical and Quantum Electronics, **31**, 1059 (1999).
12. **И.В.Кляцкин**. Метод погружения в теории волн. М., Наука, 1983.
13. **В.В.Бабиков**. УФН, 3, 92 (1967).
14. **В.И.Арнольд**. Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений. М., Наука, 1978.
15. **P.Erdos, R.C.Herndon**. Adv. Phys., **31**, 65 (1982); **M.Ya.Azbel**. Phys.Rev., **B22**, 4106 (1983).
16. **M.Buttiker**. Phys. Rev., **B37**, 6178 (1983).
17. **H.Schneider, F.Fuchs, D.Dischler, J.Ralson, P.Koidi**. Appl. Phys. Lett., **58**, 2234 (1991).
18. **D.Z.Y. Ting, T.C.McGill**. Phys. Rev., **B47**, 7281 (1993).
19. **А.Ж. Хачатрян, Д.М. Седракян, Г.М.Андреасян, Ю.Н.Айрапетян**. Изв. НАН Армении, Физика, **36**, 117 (2001).
20. **Д.М.Седракян, А.Ж.Хачатрян**. ДНАН Армении, **98**, 301 (1998).
21. **D.M.Sedrakian, A.Zh.Khachatrian**. Phys. Lett., **A 265**, 294 (2000).
22. **Д.М.Седракян, А.Ж.Хачатрян**. Изв. НАН Армении, Физика, **36**, 62 (2001).

ԻՆՖԻՆԻՏ ՇԱՐԺՈՒՄ ԿԱՏԱՐՈՂ ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՖՈՒՆԿՑԻԱՆ ՄԻԱՉԱՓ ՇԵՐՏԱՎՈՐ ՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա.Ժ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Ա.Գ.ԱՆԴՐԵԱՍՅԱՆ, Գ.Գ. ՄՀԵՐՅԱՆ, Վ.Դ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ

Առաջարկված է նոր մեթոդ շերտավոր համակարգում ինֆինիտ շարժում կատարող էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիան որոշելու համար: Ցույց է տրված, որ տվյալ խնդիրը ընդհանուր դեպքում բերվում է երկու վերջավոր տարբերակային հավասարումների սիստեմի լուծմանը: Առաջարկված մոտեցումը մանրամասն քննարկված է պարբերական սիստեմի համար:

WAVE FUNCTION OF AN ELECTRON INFINITELY MOVING IN THE FIELD OF A ONE-DIMENSIONAL LAYERED STRUCTURE

A.Zh. KHACHATRIAN, A.G. ANDREASYAN, G.G. MGERIAN, V.D. BADALYAN

A method for finding the wave function of an electron infinitely moving in the field of an arbitrary layered structure bordered on both sides with two different semiinfinite media is proposed. It is shown that this problem in the general form can be reduced to the solution of some system of linear finite-difference equations. The proposed approach is discussed in detail for the case of a periodic structure.