

УДК 539.2

СВЯЗЬ МЕТОДОВ ПОГРУЖЕНИЯ И ТРАНСФЕР-МАТРИЦЫ В ОДНОМЕРНЫХ ЗАДАЧАХ РАССЕЯНИЯ

Д.М. СЕДРАКЯН¹, А.Ж. ХАЧАТРЯН², Э.М. КАЗАРЯН³, Л.Р. СЕДРАКЯН³

¹Ереванский государственный университет, Армения

²Государственный инженерный университет Армении, Ереван

³Российско-Армянский (Славянский) государственный университет, Ереван

(Поступила в редакцию 17 ноября 2008 г.)

Показано, что применение методов погружения и трансфер-матрицы к одномерным задачам рассеяния частиц приводит к решению системы двух линейных уравнений для функций F и Φ , которые выражаются через амплитуды прохождения T и отражения R . Найден вид этих функций. Предложенный метод иллюстрируется нахождением коэффициентов прохождения и отражения потенциального барьера с постоянной высотой. Разработанный метод может быть применен при решении квазиодномерных и двумерных задач рассеяния.

1. Введение

В работе [1] был предложен метод погружения для решения задач рассеяния. Идея этого метода заключается в том, что вместо решения уравнения Шредингера и сшивания этих решений в свободных от потенциалов областях с решениями в области потенциалов для нахождения коэффициентов отражения и прохождения, можно сразу получить уравнения для этих коэффициентов, которые зависят от толщины и формы заданного потенциала. Для этого, например, в случае одномерных задач решение уравнения Шредингера

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + (k^2 - V(x))\Psi = 0, \quad (1)$$

где $(2m/\hbar^2)E = k^2$ и $(2m/\hbar^2)U(x) = V(x)$, можно искать в следующем виде:

$$\Psi(x) = a(x)e^{ikx} - b(x)e^{-ikx}, \quad (2)$$

где $e^{\pm ikx}$ являются решениями уравнения Шредингера в беспотенциальной области, а $a(x)$ и $b(x)$ – неизвестные функции, которые далее определяются из уравнения Шредингера. В областях, где потенциал равен нулю, функции a и b являются постоянными и в задачах рассеяния они связаны с коэффициентами отражения и пропускания.

Один из методов нахождения связи между a , b и T , R , где T – амплитуда пропускания, а R – амплитуда отражения, заключается в сравнении полу-

ченных для a и b уравнений с уравнениями, полученными по методу трансфер-матрицы, предложенным в [2,3].

В работах [4-6] рассмотрено рассеяние частиц на потенциале

$$V(x) = \sum_{n=1}^N V_n(x - x_n), \quad (3)$$

где N – число рассеивателей цепочки, $V_n(x - x_n)$ ($n=1, 2 \dots N$) – локализованные возле точек x_n ($n=1, 2 \dots N$) и непересекающиеся друг с другом функции. Матрицу, переводящую амплитуды рассеивающих волн из начального состояния в конечное, можно представить в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} T_N \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{T_N^*} & -\frac{R_N^*}{T_N} \\ -\frac{R_N}{T_N} & \frac{1}{T_N} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ R_N \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Как показано в работах [3-5], из (4) можно получить рекуррентные соотношения для $1/T_N$ и R_N/T_N , а далее для непрерывного потенциала получить дифференциальные уравнения для функций $1/T(x)$ и $R(x)/T(x)$, которые можно сравнить с уравнениями для $a(x)$ и $b(x)$.

Цель настоящей работы – получить уравнения для $a(x)$ и $b(x)$ и, сравнивая их с уравнениями для $1/T(x)$ и $R(x)/T(x)$, найти их связь друг с другом. Такая процедура сравнения двух довольно известных методов, примененных для решения одномерных задач рассеяния, является важной, так как в дальнейшем изложенный метод можно обобщить для решения квазиодномерных и двумерных задач рассеяния.

2. Метод погружения и уравнения для функций $a(x)$ и $b(x)$

Требование метода погружения заключается в том, чтобы производную волновой функции $\Psi(x)$ можно было записать в следующем виде:

$$\frac{d\Psi}{dx} = ik \left[a(x)e^{ikx} + b(x)e^{-ikx} \right]. \quad (5)$$

Для этого необходимо потребовать, чтобы функции $a(x)$ и $b(x)$ удовлетворяли дифференциальному уравнению

$$da(x)/dx = e^{-2ikx} (db(x)/dx). \quad (6)$$

Такой выбор функций $a(x)$ и $b(x)$, при их непрерывности, автоматически обеспечивает непрерывность волновой функции $\Psi(x)$ и ее первой производной $d\Psi/dx$. Это обеспечивает непрерывность волновой функции и ее первой производной даже в точках, где потенциал меняется скачкообразно. Такое требование обеспечивает правильное сшивание решений в областях, где есть потенциал, с решениями, где рассеивающий потенциал отсутствует.

Условие (6) есть одно из уравнений, определяющих неизвестные функции $a(x)$ и $b(x)$. Как мы видим, это уравнение первого порядка. Второе дифференциальное уравнение для определения этих функций находится из уравнения Шредингера (1). Действительно, подставляя (5) в уравнение (1), получим

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + k^2\Psi = ik\left[\frac{da}{dx}e^{ikx} + \frac{db}{dx}e^{-ikx}\right] = V(x)\Psi(x). \quad (7)$$

Из этого уравнения, в частности, имеем:

$$\frac{da(x)}{dx}e^{ikx} + \frac{db(x)}{dx}e^{-ikx} = -\frac{iV(x)}{k}\left[a(x)e^{ikx} - b(x)e^{-ikx}\right]. \quad (8)$$

Уравнения (6) и (8) являются системой одномерных линейных дифференциальных уравнений первого порядка, определяющих неизвестные функции $a(x)$ и $b(x)$. Запишем их в следующем окончательном виде:

$$\begin{aligned} \frac{da(x)}{dx} &= -\frac{iV(x)}{2k}a(x) + \frac{iV(x)}{2k}e^{-2ikx}b(x), \\ \frac{db(x)}{dx} &= \frac{iV(x)}{2k}b(x) - \frac{iV(x)}{2k}e^{2ikx}a(x). \end{aligned} \quad (9)$$

Как видно из этих уравнений, при $V=0$ функции $a(x)$ и $b(x)$ постоянны. Это означает, что значения a и b в точках, где потенциал равняется нулю, связаны с амплитудами рассеяния частицы на рассмотренном потенциале. Важно также, что уравнения (9) – первого порядка и, следовательно, для их решения достаточно знание значений функций a и b в заданной точке. Если рассматривать a и b как функции ширины потенциала l и считать, что они связаны с амплитудами рассеяния T и R , то знание последних для бесконечно тонкого потенциала ($T=1$ и $R=0$) определяет a и b в начале потенциала.

Отметим, что из уравнения Шредингера для произвольного потенциала $V(x)$ легко получить соотношение

$$\Psi^* \frac{d^2\Psi}{dx^2} - \Psi \frac{d^2\Psi^*}{dx^2} = 0. \quad (10)$$

Интегрируя уравнение (10), получим условие сохранения потока рассеивающихся частиц:

$$\Psi^* (d\Psi/dx) - \Psi (d\Psi^*/dx) = \text{const}. \quad (11)$$

Подставляя сюда решение уравнения Шредингера в виде (2), получим

$$|a|^2 - |b|^2 = \text{const}. \quad (12)$$

Соотношение (12) выполняется при любом потенциале $V(x)$, а константа определяется из уравнения сохранения потока.

3. Задача рассеяния при добавлении слоя с потенциалом $V(x)$ слева

В точке l добавим бесконечно тонкий потенциальный барьер с высотой $V(l)$ и шириной Δl . Отметим, что амплитуду рассеяния частицы на этом барьере можно записать в виде [3]

$$\frac{1}{t} = 1 + \frac{iV(l)}{2k}\Delta l, \quad \frac{r}{t} = -i\frac{V(l)}{2k}e^{2ikl}\Delta l. \quad (13)$$

Если рассматривать матрицу, входящую в (4), как произведение двух матриц

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{T_N} & -\frac{R_N^*}{T_N^*} \\ -\frac{R_N}{T_N} & \frac{1}{T_N} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{T_{N-1}^*} & -\frac{R_{N-1}^*}{T_{N-1}^*} \\ -\frac{R_{N-1}}{T_{N-1}} & \frac{1}{T_{N-1}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{t^*} & -\frac{r^*}{t^*} \\ -\frac{r}{t} & \frac{1}{t} \end{pmatrix}, \quad (14)$$

то первая матрица в правой части формулы (14) описывает основной блок потенциала, а вторая матрица представляет добавленный бесконечно тонкий потенциал. Раскрывая матричное произведение (14), можно для величин $1/T_N$ и R_N/T_N получить два рекуррентных соотношения:

$$\frac{1}{T_N} = \frac{r^*}{t^*} \frac{R_{N-1}}{T_{N-1}} + \frac{1}{t} \frac{1}{T_{N-1}}, \quad (15)$$

$$\frac{R_N}{T_N} = \frac{1}{t^*} \frac{R_{N-1}}{T_{N-1}} - \frac{r}{t} \frac{1}{T_{N-1}^*}. \quad (16)$$

Если ввести обозначения

$$\frac{1}{T_N} = P, \quad \frac{R_N}{T_N} = \tilde{P} \quad (17)$$

и рассматривать P и $\tilde{P}$ как функции от начальной точки потенциала, то можно утверждать, что

$$\frac{1}{T_N} = P(l - \Delta l), \quad \frac{1}{T_{N-1}} = P(l), \quad \frac{R_N}{T_N} = \tilde{P}(l - \Delta l), \quad \frac{R_{N-1}}{T_{N-1}} = \tilde{P}(l), \quad (18)$$

где через l обозначен левый переменный край потенциала $V(l)$, причем его правый край $l = l_2$ считается фиксированным. Подставляя (18) в уравнения (15) и (16), мы получим два дифференциальных уравнения, определяющие неизвестные функции $P(l)$ и $\tilde{P}(l)$ [2]:

$$\frac{dP}{dl} = -\frac{iV}{2k}P - \frac{iV}{2k}e^{-2ikl}\tilde{P}(l), \quad (19)$$

$$\frac{d\tilde{P}}{dl} = \frac{iV}{2k}\tilde{P} + \frac{iV}{2k}e^{2ikl}P(l). \quad (20)$$

Если сравнить уравнения (19) и (20) с уравнениями (9), то легко видеть, что при

$$a(l) = P(l) = \frac{1}{T(l)}, \quad -b(l) = \tilde{P}(l) = \frac{R(l)}{T(l)} \quad (21)$$

две системы уравнений совпадают. Тогда условие сохранения потока (12) в этом случае примет вид

$$\frac{1}{|T|^2} - \frac{|R|^2}{|T|^2} = \text{const}. \quad (22)$$

Если выбрать входящую в (22) константу равной единице, то получим

$$|T|^2 + |R|^2 = 1, \quad (23)$$

что правильно описывает процесс рассеяния. Действительно, когда отсутствует потенциал ($T=1$ и $R=0$), уравнение (23) выполняется автоматически.

Таким образом, из сравнения двух методов мы видим, что уравнения (19) и (20), которые были получены из дискретных уравнений в рамках метода трансфер-матрицы, совпадают с уравнениями (9), полученными из уравнения Шредингера в рамках метода погружения. Уравнения (19),(20) дают возможность для любого потенциала $V(x)$ определить неизвестные функции $T(l)$ и $R(l)$, интегрируя их с граничными условиями $T(l_2)=1$ и $R(l_2)=0$. Как мы покажем ниже, вместо уравнений (19),(20) можно получить другие уравнения, одно из которых формально совпадает с уравнением Шредингера.

4. Задача рассеяния при добавлении потенциала $V(x)$ справа

Теперь, фиксируя левый край $l=l_1$ потенциала $V(l)$, будем менять правый край, обозначая его через l [6]. Тогда амплитуды рассеяния на потенциале $V(l)$ будут функциями от l . Добавим в точке $l=l_2$ бесконечно тонкий потенциальный барьер высотой $V(l)$ и обозначим амплитуды рассеяния для этого барьера через t и r . Тогда можем написать

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{T_N^*} & -\frac{R_N^*}{T_N^*} \\ -\frac{R_N}{T_N} & \frac{1}{T_N} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{t^*} & -\frac{r^*}{t^*} \\ -\frac{r}{t} & \frac{1}{t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{T_{N-1}^*} & -\frac{R_{N-1}^*}{T_{N-1}^*} \\ -\frac{R_{N-1}}{T_{N-1}} & \frac{1}{T_{N-1}} \end{pmatrix}. \quad (24)$$

Отсюда легко получить

$$\frac{1}{T_N} = \frac{r}{t} \frac{R_{N-1}^*}{T_{N-1}^*} + \frac{1}{t} \frac{1}{T_{N-1}}, \quad (25)$$

$$\frac{R_N^*}{T_N^*} = \frac{1}{t^*} \frac{R_{N-1}^*}{T_{N-1}^*} + \frac{r^*}{t^*} \frac{1}{T_{N-1}}. \quad (26)$$

Если учесть, что t и r заданы формулами (13) и ввести

$$\frac{1}{T_N} = D(l + \Delta l), \quad \frac{1}{T_{N-1}} = D(l), \quad \frac{R_N^*}{T_N^*} = \tilde{D}(l + \Delta l), \quad \frac{R_{N-1}^*}{T_{N-1}^*} = \tilde{D}(l), \quad (27)$$

то подставляя (13) и (27) в соотношения (25) и (26) и переходя к непрерывному распределению потенциала $V(l)$, для введенных функций $D(l)$ и $\tilde{D}(l)$ получим следующие дифференциальные уравнения [3,4]:

$$\frac{dD(l)}{dl} = \frac{iV}{2k} D(l) - \frac{iV}{2k} e^{2ikl} \tilde{D}(l), \quad (28)$$

$$\frac{d\tilde{D}(l)}{dl} = -\frac{iV}{2k} \tilde{D}(l) + \frac{iV}{2k} e^{-2ikl} D(l). \quad (29)$$

Эти уравнения можно получить из уравнений (9), если подставить

$$a(l) = \tilde{D}(l), \quad b(l) = D(l). \quad (30)$$

Таким образом, уравнения (28) и (29), которые мы получили из теории трансфер-матриц, можно получить также из теории погружения. Когда мы считаем переменным правый конец потенциала, то вместо функций $P(l)$ и $\tilde{P}(l)$ необходимо ввести новые функции $D(l)$ и $\tilde{D}(l)$, связь которых с функциями $a(l)$ и $b(l)$ выражается через формулы (30), которые отличаются от (21). В частности, в этом случае константа, входящая в формулу (12), должна равняться -1, так как должно выполняться соотношение (23).

В заключение отметим, что задачу одномерного рассеяния частицы на потенциале $V(x)$ можно рассматривать двумя равносильными методами, используя пару функций P и $\tilde{P}$ или D и $\tilde{D}$. После выбора этих функций переменными считаются или левый, или правый конец потенциала. В результате эти функции зависят от ширины потенциала, координат его краев, а также от вида потенциала $V(x)$.

5. Вместо $a(l)$ и $b(l)$ – функции $F(l)$ и $\Phi(l)$

Как мы показали выше, в задачах одномерного рассеяния частиц нахождение амплитуд рассеяния T и R сводится к решению системы дифференциальных уравнений первого порядка (9) с заданными граничными условиями: $T=1$ и $R=0$. Их численное интегрирование целесообразно, если потенциал $V(x)$ задан в табличном виде. Если $V(x)$ задан в виде формул, то часто удобно вместо уравнений (9) рассмотреть другую пару дифференциальных уравнений, которые можно получить из (9). Тогда вместо неизвестных $a(l)$ и $b(l)$ вводятся новые неизвестные функции $F(l)$ и $\Phi(l)$, так что $F(l)$ определяется из уравнения, формально совпадающего с уравнением Шредингера, а функция $\Phi(l)$ линейно связана с первой производной функции $F(l)$. Чтобы показать это, заменим x на l и запишем уравнения (9) в следующем виде:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dl}(e^{ikl}a(l)) - ike^{ikl}a(l) &= -\frac{iV(l)}{2k}[e^{ikl}a(l) - e^{-ikl}b(l)], \\ \frac{d}{dl}(e^{ikl}b(l)) + ike^{-ikl}b(l) &= -\frac{iV(l)}{2k}[e^{ikl}a(l) - e^{-ikl}b(l)].\end{aligned}\quad (31)$$

Введем новые неизвестные функции:

$$F(l) = a(l)e^{ikl} - b(l)e^{-ikl}, \quad \Phi(l) = a(l)e^{ikl} + b(l)e^{-ikl}. \quad (32)$$

Складывая и вычитая уравнения (31) и учитывая (32), получим

$$\begin{aligned}\frac{dF(l)}{dl} &= ik\Phi(l), \\ \frac{d\Phi(l)}{dl} &= ik\left(1 - \frac{V(l)}{k^2}\right)F(l).\end{aligned}\quad (33)$$

Беря производную от первого уравнения (33) и подставляя вместо $d\Phi/dl$ второе уравнение (33), получим следующую систему уравнений для функций $F(l)$ и $\Phi(l)$:

$$\begin{aligned}\frac{d^2F(l)}{dl^2} + [k^2 - V(l)]F(l) &= 0, \\ \Phi(l) &= -\frac{i}{k} \frac{dF(l)}{dl}.\end{aligned}\quad (34)$$

Первое из этих уравнений формально совпадает с уравнением Шредингера. Второе определяет функцию $\Phi(l)$, если уже найдена функция $F(l)$. При заданных $F(l)$ и $\Phi(l)$ из определений (32) можно найти неизвестные функции $a(l)$ и $b(l)$.

Граничные условия для нахождения решений уравнения (34) зависят от выбора переменного конца потенциала. Если меняется левый конец потенциала, то мы должны задать граничные условия $F(l_2)$ и $dF/dl|_{l=l_2}$, тогда решение задачи определяется величинами $F(l_1)$ и $dF/dl|_{l=l_1}$. В этом случае $D(l_2) = a(l_2) = 1$ и $\tilde{D}(l_2) = b(l_2) = 0$, и для граничных условий функции F получим

$$F(l_2) = e^{ikl_2}, \quad \left. \frac{dF}{dl} \right|_{l=l_2} = ike^{ikl_2}. \quad (35)$$

В другом случае, если меняется правый конец потенциала, мы должны задать как граничные условия $F(l_1)$ и $dF/dl|_{l=l_1}$, а решение задачи задается величинами $F(l_2)$ и $dF/dl|_{l=l_2}$. В этом случае $a(l_1) = \tilde{D}(l_1) = 0$, $b(l_1) = D(l_1) = 1$, и для граничных условий функции F получим

$$F(l_1) = -e^{-ikl_1}, \quad \left. dF/dl \right|_{l=l_1} = ike^{-ikl_1} \quad (36)$$

Знание общего решения уравнения Шредингера для заданного потенциала $V(x)$ и требование выполнения граничных условий (35) и (36) приводят к решению искомой задачи. Отметим, что решение уравнения Шредингера для различных потенциалов хорошо изучено в квантовой механике.

Для иллюстрации предложенного метода в последнем разделе вычислим амплитуды рассеяния T и R для потенциального барьера с постоянной высотой.

6. Амплитуды рассеяния R и T для частицы, падающей на потенциал высотой V и шириной $d = l_2 - l_1$

Найдем решение первого уравнения (34) для потенциала

$$V(l) = \begin{cases} V, & l_1 \leq l \leq l_2, \\ 0, & l < l_1 \text{ и } l > l_2. \end{cases} \quad (37)$$

Обозначим через $\Psi_1(l)$ то решение этого уравнения, для которого граничные значения в точке l_1 задаются в виде $\Psi_1|_{l=l_1} = 0$ и $d\Psi_1/dl|_{l=l_1} = 0$ и через $\Psi_2(l)$ другое решение того же уравнения, удовлетворяющее граничным условиям $\Psi_2|_{l=l_1} = 0$ и $d\Psi_2/dl|_{l=l_1} = 1$. Тогда, учитывая граничные условия (36) для функции $F(l)$, решение запишем в следующем виде:

$$F(l) = -e^{-ikl_1} \{ \Psi_1(l) - ik\Psi_2(l) \}. \quad (38)$$

Учитывая связь между функциями $D(l)$, $\tilde{D}(l)$ и $F(l)$, $\Phi(l)$, легко найти значения функций $D(l)$ и $\tilde{D}(l)$ в точке $l = l_2$. Действительно,

$$\begin{aligned} D(l_2) &= \frac{1}{2} e^{ikl_2} (\Phi - F)|_{l=l_2} = \frac{1}{2} e^{ikl_2} \left(-\frac{i}{k} \frac{dF}{dl} - F \right) \Big|_{l=l_2} = \\ &= \frac{1}{2} \left[\frac{i}{k} \frac{d\Psi_1}{dl} + \frac{d\Psi_2}{dl} + \Psi_1 - ik\Psi_2 \right] \Big|_{l=l_2} e^{ik(l_2-l_1)}, \end{aligned} \quad (39)$$

$$\begin{aligned} \tilde{D}(l_2) &= \frac{1}{2} e^{-ikl_2} (\Phi + F)|_{l=l_2} = \frac{1}{2} e^{-ikl_2} \left(-\frac{i}{k} \frac{dF}{dl} + F \right) \Big|_{l=l_2} = \\ &= \frac{1}{2} \left[\frac{i}{k} \frac{d\Psi_1}{dl} + \frac{d\Psi_2}{dl} - \Psi_1 + ik\Psi_2 \right] \Big|_{l=l_2} e^{-ik(l_2+l_1)}. \end{aligned} \quad (40)$$

Для нахождения амплитуд рассеяния T и R достаточно учесть, что

$$\frac{1}{T} = D(l_2), \quad \frac{R}{T} = \tilde{D}^*(l_2) \quad (41)$$

и записать решения Ψ_1 и Ψ_2 уравнения Шредингера для потенциала (37). Эти решения имеют следующий вид:

$$\Psi_1(l) = \cos q(l-l_1), \quad \Psi_2(l) = \frac{\sin q(l-l_1)}{q}, \quad \text{где } q = \sqrt{k^2 - V}. \quad (42)$$

Подставляя Ψ_1 и Ψ_2 в выражения (39) и (40), окончательно получим

$$\begin{aligned} \frac{1}{T} &= e^{ikd} \left[\cos qd - i \frac{k^2 + q^2}{2kq} \sin qd \right], \\ \frac{R}{T} &= i \frac{q^2 - k^2}{2kq} \sin qd e^{2ikl_0}, \end{aligned} \quad (43)$$

где $d = l_2 - l_1$ – ширина барьера, а $l_0 = (l_1 + l_2)/2$ – координата середины барьера.

Решение (43) хорошо известно и входит почти во все учебники по квантовой механике, однако мы получили его с помощью предложенного нами метода.

В заключение отметим, что некоторые из приведенных результатов были получены в работах [2-4,6], однако мы привели их, так как целью настоящей работы было представить основы метода, который в дальнейшем будет применен для решения двумерных задач рассеяния. Для этих задач движение электрона в поперечном направлении квантовано, и, следовательно, по направлению рассеяния мы будем иметь несколько каналов рассеяния. При исследовании рассеяния по этим каналам можно использовать методы, развитые в разделах 2, 4 и 5. Изложение этого обобщенного метода приведено в работе [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.В.Бабиков.** Метод фазовых функций в квантовой механике. М., Наука, 1976.
2. **Д.М.Седракян, А.Ж.Хачатрян.** Астрофизика, **42**, 419 (1999).
3. **Д.М.Седракян, А.Ж.Хачатрян.** Изв. НАН Армении, Физика, **34**, 138 (1999).
4. **D.M.Sedrakian, A.Zh.Khachatryan.** Phys. Lett. A, **265**, 294 (2000).
5. **D.M.Sedrakian, A.Zh.Khachatryan.** Ann. Phys., **11**, 503 (2002).
6. **В.А. Амбарцумян.** Научные труды, т.3. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1988.
7. **А.Ж.Хачатрян, Д.М.Седракян, В.А.Хоецян.** Изв. НАН Армении, Физика, **44**, 133 (2009).

CONNECTION BETWEEN THE IMMERSING AND TRANSFER-MATRIX METHODS IN ONE-DIMENSIONAL SCATTERING PROBLEMS

D.M. SEDRAKIAN, A.ZH. KHACHATRIAN, E.M. KAZARYAN, L.R. SEDRAKIAN

We show that application of the immersing and transfer-matrix methods to one-dimensional problems of particles scattering leads to the system of two linear equations for the functions F and Φ expressed by means of the transmission and reflection amplitudes. The expressions of these functions are derived. The offered method is illustrated by the finding of transmission and reflection coefficients for the potential barrier with a constant height. The developed method can be applied in solving the quasi-one-dimensional and two-dimensional problems of scattering.