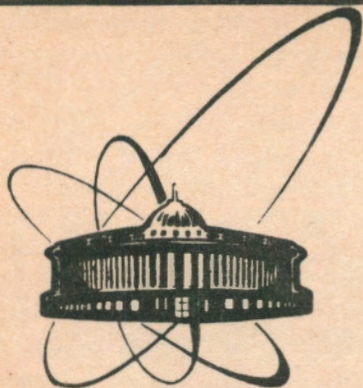


92-496



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-92-496

Б.Н.Захарьев, Л.И.Нехамкин\*, В.М.Чабанов

К КАЧЕСТВЕННОЙ ТЕОРИИ  
МНОГОКАНАЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

---

\*Тверской государственный университет

1992

Теория прогресса Хоккинса:  
Прогресс состоит не в замене  
неправильной теории на правиль-  
ную, а в замене неправильной  
теории на неправильную же, но  
уточненную.

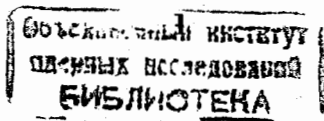
Закон Мейера:  
Усложнять просто, упрощать  
сложно.

## 1 Введение

Многомерные квантовые задачи часто решаются сведением уравнения Шредингера к системе связанных одномерных уравнений для коэффициентов (многоканального) разложения волновой функции по известным базисным состояниям [1]. Закономерности движения волн по связанным каналам, когда индекс, нумерующий каналы, рассматривается как дискретная координата, обсуждалась уже в работах [2, 3, 4]. В данной работе удалось лучше понять связь элементов матрицы взаимодействия  $V_{\alpha\beta}$ , зацепляющей каналы уравнения, с фундаментальными спектральными параметрами многоканальной системы – положениями уровней  $E_\lambda$  и значениями их приведенных ширин  $\gamma_{\alpha\lambda}$ <sup>1</sup>. Для этого сначала был рассмотрен простой случай, когда возможно разбиение двухканальной проблемы управления спектром на две одноканальные [5, 6, 7]: сдвиги уровней  $E_\lambda$  и изменение их приведенных ширин  $\gamma_\lambda$  в яме с непрерывной координатой [7] и с дискретной координатой [4].

Будем рассматривать два связанных одномерных (по  $x$ ) уравнения Шредингера как одно двумерное уравнение по двум переменным: непрерывной  $x$  и дискретной  $\alpha$ , нумерующей каналы [8]. При разделении переменных уровни энергии системы составляются в виде суммы энергии

<sup>1</sup>Имеется довольно эффективный способ внедряться в проблемы, к решению которых неясно как подступиться: нужно поручить задачу студенту. Путь к решению иногда находится в процессе интенсивных попыток объяснить постановку задачи. Когда-то таким образом один из авторов данной работы (Б.З.) "внедрился" с помощью С.А.Ниязгулова в обратную задачу, от которой до того неоднократно испытывал "упругое рассеяние". На этот раз в дискуссиях с студентами Тверского университета Владимиром Чабановым и Леонидом Нехамкиным (Чабанов В.М. в настоящее время – стажер ЛТФ ОИЯИ) стал проявляться подход к управлению спектральными параметрами многоканальных систем.



движения  $E_n$  по  $x$  и энергии  $\epsilon$  по координате  $\alpha$ . А поскольку у нас всего два канала, то и уровней  $\alpha$ -движения всего два ( $\epsilon_{1,2}$ ) и спектр всей системы получается как уровни  $E_n$ , расщепленные на дублеты  $E_n + \epsilon_{1,2}$ . Оказывается, что в матрице взаимодействия диагональные элементы управляют (в основном) сдвигами целых мультиплетов, а недиагональные ведают относительным расположением уровней внутри мультиплета (столь же простое объяснение, по-видимому, возможно и для изменения парциальных приведенных ширин).

Мы начнем с рассмотрения неизвестного ранее эффекта "переворачивания" спектра, под действием минимальной нелокальности (по  $\alpha$ ) взаимодействия  $V_{\alpha\alpha'}$  (лишь соседних каналов  $\alpha = \alpha' \pm 1$ ), существенного для понимания специфики многоканальных задач.

## 1.1 Инверсия спектра

Обычно число узлов волновой функции (в одномерных задачах с локальными силами) возрастает с переходом к более высоким связанным состояниям. Покажем, как это правило нарушается при введении определенной нелокальности. Всякое новое явление легче понять на максимально простом примере, когда сведены к минимуму посторонние влияния. Рассмотрим поэтому стоячие волны на решетке дискретной переменной  $\alpha$  в бесконечной прямоугольной потенциальной яме  $V(\alpha)$ , имеющей ширину  $3\Delta$ , то есть три шага разностного дифференцирования. Пусть стенки ямы расположены в точках:  $\alpha = 0$  и  $3$ , а внутри ямы  $\alpha$  принимает лишь два значения  $1$  и  $2$ , где  $V = 0$ . Разностное уравнение Шредингера (мы будем обычно полагать шаг  $\Delta = 1$ ) с минимально нелокальным потенциалом  $U(\alpha, \alpha \pm 1) = U = const$ , связывающим лишь ближайшие соседние точки, имеет вид [5]:

$$(-\psi(\alpha + 1) + 2\psi(\alpha) - \psi(\alpha - 1))/\Delta^2 + U\psi(\alpha + 1) + U\psi(\alpha - 1) = \epsilon\psi(\alpha). \quad (1)$$

Гамильтониан такого уравнения тридиагонален: на главной его диагонали стоят двойки, а на соседних  $(-1+U)$ . Как отмечалось в [4, 7], влияние  $U$  сводится к перенормировке шага  $\Delta$ , определяющего ширину разрешенной зоны, внутри которой располагается весь дискретный спектр. Действительно, если вместо  $\Delta^2$  в уравнении (1) использовать  $\Delta^2/(U-1)$ , то нелокальность гамильтониана переходит целиком в оператор кинетической энергии. При  $U=0$  уравнение (1) отвечает свободному движению с шириной разрешенной зоны  $4$ . С ростом  $U$  зона сжимается. При  $U-1=0$  разрешенная зона "схлопывается" и все уровни вырождаются. При дальнейшем росте  $U$  разрешенная зона "выворачивается на-

изнанку" и вместе с ней происходит инверсия уровней связанных состояний: нижний уровень становится верхним, а верхний нижним и число изменений знака собственных состояний ("узлов") убывает снизу вверх. Продemonстрируем это на формулах для простейшей модели бесконечной ямы с двумя точками между потенциальными стенками в точках  $\alpha = 0$  и  $3$ . Нулевые граничные условия обрывают с двух сторон цепочку алгебраических уравнений (1), сводя ее к системе уравнений для  $\psi(1), \psi(2)$  (мы добавили только отличные от нуля значения локального потенциала  $v$  в точках  $1$  и  $2$ ):

$$\begin{pmatrix} \frac{2}{\Delta^2} + v_1 & u-1 \\ u-1 & \frac{2}{\Delta^2} + v_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi(1) \\ \psi(2) \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \psi(1) \\ \psi(2) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

условием разрешимости системы (2) является равенство нулю детерминанта матрицы ее коэффициентов. Это характеристическое уравнение определяет собственные значения (уровни энергии) в выбранной яме с локальным ( $v$ ) и нелокальным ( $u$ ) потенциалами:

$$E_{1,2} = \frac{2}{\Delta^2} + \frac{v_1 + v_2}{2} \pm \sqrt{\frac{(v_1 - v_2)^2}{4} + (u-1)^2}. \quad (3)$$

Знак "+" отвечает верхнему уровню. Подставляя эти значения энергии в уравнение (2), получаем соотношение между значениями волновой функции в разных точках потенциальной ямы:

$$\psi_2 = \psi_1 \left( \frac{v_2 - v_1}{2} \pm \sqrt{\frac{(v_2 - v_1)^2}{4} + (u-1)^2} \right) / (u-1), \quad (4)$$

где абсолютная величина корня превосходит стоящее перед ним выражение и относительный знак  $\psi_1$  и  $\psi_2$  определяется знаками  $(u-1)$  и  $\pm$ . Откуда следует, что волновая функция нижнего состояния знакопеременна (имеет "узел") при положительном  $(u-1)$ , т.е. в этом случае имеет место инверсия узловой структуры. Эффект инверсии "узловой структуры" может проявиться при движении волн по решетке каналов. Связь каналов, осуществляемая недиагональными элементами матрицы взаимодействия, нелокальна по дискретной каналовой переменной. Нелокальные же силы еще мало изучены. Тем интереснее было бы обнаружить и понять качественно новый (по крайней мере для авторов) эффект трансформации спектра под действием "минимальной нелокальности". Напомним, что двигать уровни можно и с помощью нелокальных сепарабельных потенциалов:  $V(x, x) = \lambda|\phi(x)\rangle\langle\phi(x)|$ , где  $\phi$  — собственная функция того

состояния, которое мы желаем сдвинуть. При таком сдвиге не только остаются на своих местах все остальные уровни, как в указанных выше случаях (локальных или минимально нелокальных возмущений), но и все волновые функции остаются неизменными. Мы же в данной работе рассматриваем потенциалы локальные или минимально нелокальные.

## 2 Сдвиги уровней и вариации их приведенных ширин

Рассмотрим двухканальную систему уравнений [1]:

$$\begin{aligned} -\psi_1''(x) + V_{11}(x)\psi_1(x) + V_{12}(x)\psi_2(x) &= E\psi_1(x) \\ -\psi_2''(x) + V_{21}(x)\psi_1(x) + V_{22}(x)\psi_2(x) &= E\psi_2(x), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $V_{12}(x) = V_{21}(x) = U(x)$ .

С одинаковыми диагональными элементами  $V_{11}(x) = V_{22}(x) = V(x)$  для суммы и разности каналовых функций:

$$\psi_{\pm}(x) = \psi_1(x) \pm \psi_2(x) \quad (6)$$

система (5) распадается на два независимых уравнения [13]

$$\begin{aligned} -\psi_+''(x) + [V(x) + U(x)]\psi_+(x) &= E\psi_+(x) \\ -\psi_-''(x) + [V(x) - U(x)]\psi_-(x) &= E\psi_-(x). \end{aligned} \quad (7)$$

Наша задача – выяснить, какой должна быть форма возмущенной матрицы взаимодействия для сдвига избранного уровня энергии. Это удобнее делать, если в качестве исходной точно решаемой задачи выберем сначала постоянную матрицу взаимодействия  $\dot{V}_{\alpha\beta} = const$ , допускающую расцепление уравнений и с  $\dot{V} = 0$ ;  $\dot{U} \neq 0$ . То есть исходные потенциалы в (7) для состояний  $\psi_{\pm}$  имеют вид:  $\dot{V} \pm \dot{U}$  при  $0 < x < \pi$ . Для расцепленных состояний  $\psi_{\pm}$  сдвиги уровней энергии осуществляются по методу Трубовица [14], разработанному для одноканальных задач.

Сдвинем этим способом один из уровней состояний  $\psi_+$ , изменяя потенциал  $V_+$

$$\begin{aligned} V_+ &= \dot{V} + \dot{U} + \Delta V_+; \\ \Delta V_+ &= \Delta V(x) + \Delta U(x), \end{aligned} \quad (8)$$

не трогая ни одного из состояний  $\psi_-$

$$\begin{aligned} V_- &= \dot{V} - \dot{U} + \Delta V_-; \\ \Delta V_- &= \Delta V(x) - \Delta U(x) = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Из (8, 9) получаем, что возмущения матрицы взаимодействия (5) одинаковы

$$\Delta V(x) = \Delta U(x) = \Delta V_+(x)/2,$$

а формы потенциальных возмущений  $\Delta V_+(x)$  в аналитическом и графическом виде смотри в [14, 5, 2]. То есть, в соответствии с [4], локальная добавка  $\Delta V$  сдвигает весь дублет уровней, а нелокальная добавка  $\Delta U$ , сжимая (растягивая) разрешенную зону движения по  $\alpha$  (по каналам) вместе со спектром  $\alpha$ -движения, сближает (растаскивает) уровни дублета, толкая нижний вверх (вниз), а верхний вниз (вверх), причем так, что в результате совместного действия локальной и нелокальной добавок сдвигается лишь один уровень.

Аналогично получаются сдвиги уровней и в более общем случае, допускающем диагонализацию  $V_{\alpha\beta}$ .

### 2.1 Восстановление матрицы взаимодействия по нескольким спектрам

Не все еще здесь стало ясно, но "многоканальная грамота" так нужна квантовой теории, что представляется нецелесообразным откладывать публикацию уже выясненных новых аспектов механизма связи каналов.

В работе В.Б. Даскалова [9] был предложен формализм восстановления потенциала по двум спектрам  $\lambda_m^I, \lambda_n^{II}$  с помощью сдвигов уровней исходной задачи на места уровней, соответствующих искомой матрице взаимодействия. Здесь была сделана попытка обобщения этого формализма на многоканальные системы с право-левой симметрией. В случае симметричной ямы (относительно ее центра) в одноканальных задачах нужен лишь один спектр, который представляет собой два спектра для одной из одинаковых половинок целой ямы [5, 2, 14]. Для  $M$  каналов симметрия формы матрицы взаимодействия также вдвое уменьшает число необходимых спектров: вместо  $M + 1$  спектров для всей системы [10] нужны  $M + 1$  спектров для одной из ее половинок, каждый из которых вдвое реже спектров всей системы (можно условно сказать, что требуется " $(M + 1)/2$  спектров"). Например, в общем случае двухканальной задачи на конечном отрезке  $[0, \pi]$  нужны три полных спектра, а симметрия системы снижает требования до одного спектра полного и одного

для половинки системы с граничными условиями:

$$\psi_{1,2}(\pi/2, \lambda) = 0; \psi_1(\pi, \lambda) = 0; \psi'_2(\pi, \lambda) = 0. \quad (10)$$

Рассмотрим обобщение формализма Трубовица [14] на М-канальный случай. Пусть исходная потенциальная матрица  $\overset{\circ}{V}_{\alpha\beta}$  обладает симметрией относительно центра системы, а ее собственные векторы  $\overset{\circ}{\psi}_{\alpha}(x, \lambda_n)$  (анти)симметричны. Для симметричной матрицы взаимодействия  $V_{ij}(x) = V_{ij}(-x)$  с симметричными однородными граничными условиями

$$\psi_{\alpha}(-a) = \psi_{\alpha}(a) = 0; \alpha = 1, 2, \dots, M$$

(для векторных собственных решений) или

$$\begin{aligned} w_{\alpha}(-a) &= \pm w_{\alpha}(a); \alpha = 1, 2, \dots, M; \\ w'_{\beta}(-a) &= \mp w'_{\beta}(a); \beta = 1, 2, \dots, M-1 \end{aligned} \quad (11)$$

(для аналога симметричного решения, введенного Трубовицем [14]) решения определяются с точностью до нормировочной константы и должны быть либо симметричны, либо антисимметричны.<sup>2</sup> Действительно, заменяя в (5)  $x$  на  $-x$ , используя симметрию потенциала и вводя обозначение  $\phi(x) = \psi(-x)$ , мы получим для  $\phi(x)$  ту же систему (5) уравнений, что и для  $\psi(x)$  и с теми же  $2M-1$  однородными граничными условиями. При этом мы учитываем, что оператор второй производной квадратичен по  $x$  и не меняет знака, а первые производные в граничных условиях меняют знак одновременно в обеих частях равенства. Следовательно, эти решения могут отличаться лишь постоянным множителем  $C$ , а это значит, что

$$\psi_{\alpha}(x) = C\psi_{\alpha}(-x); \alpha = 1, 2, \dots, M,$$

и то же для  $w$ . Это равенство дает в средней точке  $x = -x = 0$  для  $C$  ограничение  $C = \pm 1$  (при учете симметрии граничных условий). Причем  $C = -1$  получается при  $\psi_{\alpha}(0) = 0; \alpha = 1, 2, \dots, M$ , и то же для  $w$ , а  $C = +1$  - в других возможных случаях.

Задача состоит в том, чтобы сдвинуть произвольный  $n$ -й уровень энергии без нарушения этой симметрии. К сожалению, пока нам удалось сделать это лишь с неэрмитовой матрицей взаимодействия.

Будем искать  $w_{\alpha}^n(x, \lambda)$  в виде линейной комбинации независимых решений  $s_{\alpha\beta}, c_{\alpha\beta}$ , удовлетворяющих граничным условиям:

$$s_{\alpha\beta}(0, \lambda) = c'_{\alpha\beta}(0, \lambda) = 0; s'_{\alpha\beta}(0, \lambda) = c_{\alpha\beta}(0, \lambda) = \delta_{\alpha\beta}. \quad (12)$$

<sup>2</sup>Можно написать  $M$  таких условий, упуская в любом одном из  $M$  каналов условие на производные.

Итак,

$$w_{\alpha}^n(x, \lambda) = \sum_{\beta}^M a_{\beta} s_{\alpha\beta}(x, \lambda) + \sum_{\beta}^M b_{\beta} c_{\alpha\beta}(x, \lambda). \quad (13)$$

Условия симметрии (11) накладывают  $2M-1$  связей на  $2M$  коэффициентов  $a_{\beta}, b_{\beta}$  и задают  $w$  с точностью до константы, как уже отмечалось выше.

Для построения одноканального симметричного потенциала Трубовиц вводил симметричный вронскиан, многоканальным аналогом которого является скаляр  $\omega_n(x, \lambda) = [\psi^T(x, \lambda_n), w^n(x, \lambda)]$ , где (анти)симметрия вектор-столбца  $w^n$  в (11) выбирается так, чтобы  $\omega_n$  был симметричным, а значком  $T$  помечен транспонированный вектор-столбец (т.е. строка).

Собственные функции возмущенной задачи для несдвинутых уровней записываются как

$$\psi_{\alpha}(x, \lambda_j) = \overset{\circ}{\psi}_{\alpha}(x, \lambda_j) + \frac{tw_{\alpha}^n(x, \lambda_n + t)}{\omega_n(x, \lambda_n + t)} \int_0^x \sum_{\beta=1}^M \overset{\circ}{\psi}_{\beta}(y, \lambda_n) \overset{\circ}{\psi}_{\beta}(y, \lambda_j) dy, \quad (14)$$

а для сдвинутого уровня они, по-видимому, строятся в виде комбинации столбцов матрицы решений, определяемых формулой типа (14), где вместо  $\overset{\circ}{\psi}_{\alpha}(x, \lambda_j)$  берутся функции  $\overset{\circ}{s}_{\alpha,\beta}(x, \lambda_n + t)$ . А возмущенная матрица взаимодействия имеет вид (сепарабельный по индексам  $\alpha, \beta$  [11]):

$$V_{\alpha\beta}(x) = \overset{\circ}{V}_{\alpha\beta}(x) + 2 \frac{d}{dx} \frac{tw_{\alpha}^n(x, \lambda_n + t) \overset{\circ}{\psi}_{\beta}(x, \lambda_n)}{\omega_n(x, \lambda_n + t)}. \quad (15)$$

Такая матрица взаимодействия не обладает симметрией относительно перестановки канальных индексов. Правильность формул проверяется прямой подстановкой решений и потенциалов в систему уравнений Шредингера.

### 2.1.1 Как обойти трудность определения данных рассеяния, относящихся к закрытым каналам ?

Функции в закрытых каналах экспоненциально затухают на асимптотике, и поэтому соответствующие коэффициенты  $M_{\alpha,\beta}(\lambda)$  при  $\exp(-i\kappa_{\alpha}x)$ , являющиеся элементами матрицы рассеяния, не могут быть измерены. Это тем более относится к элементам  $S$ -матрицы, отвечающим "падающим волнам" в закрытых каналах. В то же время обратная задача в качестве исходной информации требует данных рассеяния всей  $S$ -матрицы, а не только ее открытой подматрицы.

Одна из возможностей справиться с указанной трудностью состоит в определении с помощью нелинейной подгонки параметров R-матрицы (положений R-резонансов и приведенных ширин) по асимптотике открытых каналов. По определенной таким образом R-матрице можно решить обратную задачу восстановления матрицы взаимодействия [7] и вычислить неизвестные элементы матрицы рассеяния.

Не исключена также возможность восстановления  $M \times M$  матрицы взаимодействия по  $M+1$  спектру, если бы удалось обобщить формализм В.Б.Даскалова [9] на многоканальный случай. Эти спектры (см. теорему о  $M+1$  спектре в [2]) можно было бы находить при разных граничных условиях для вспомогательных функций R-матричного базиса:

$$\begin{aligned} u_\alpha(0, \lambda) &= 0; \\ u'_\alpha(a, \lambda) &= u_\alpha(a, \lambda) B_\alpha^s; \\ s &= 1, 2, \dots, M+1. \end{aligned} \quad (16)$$

Иногда удобно выбирать границу "а" разной в разных каналах.

## 2.2 Изменение приведенных ширин

О том, какие возмущения взаимодействия в одноканальном случае приводят к изменению приведенной ширины (производной на краю ямы) произвольно выбранного состояния, говорилось в [7, 6, 5]. Теперь мы приведем пример управления этими фундаментальными спектральными параметрами в многоканальной системе. Приведенные ниже рисунки дополнят коллекции "квантовых картинок" [2, 12].

Будем уменьшать в основном состоянии модуль производной  $\psi'_1(0)$  функции второго канала у левой бесконечной потенциальной стенки исходной двухканальной системы с постоянной матрицей взаимодействия

$$\overset{\circ}{V}_{11}(x) = \overset{\circ}{V}_{22}(x) \equiv 0; \overset{\circ}{V}_{12}(x) = \overset{\circ}{V}_{21}(x) \equiv 0.3.$$

На рис.1а-г, рис.2а-в показано, как при этом меняются каналовые функции и матрица взаимодействия.

Сначала (при небольшом увеличении производной в  $x=0$ ) поведение функции во втором канале напоминает одноканальный случай: функция как бы "выдавливается" слева направо, только теперь без сохранения

нормировки - часть ее "перетекает" в первый канал за счет связи  $V_{21}(x)$ . При этом изменения в функции первого канала не должны затрагивать ее левую часть, так как производная в точке  $x=0$  остается фиксированной. Это проявляется в росте  $\psi_1(x)$  в центре ямы. При переходе к положительным значениям производной в точке  $x=0$  во втором канале и дальнейшем ее росте слева происходит возвратное "отсасывание" волны из первого канала в центральной части рассматриваемого отрезка. Это приводит теперь к "проседанию"  $\psi_1(x)$  в центре ямы.

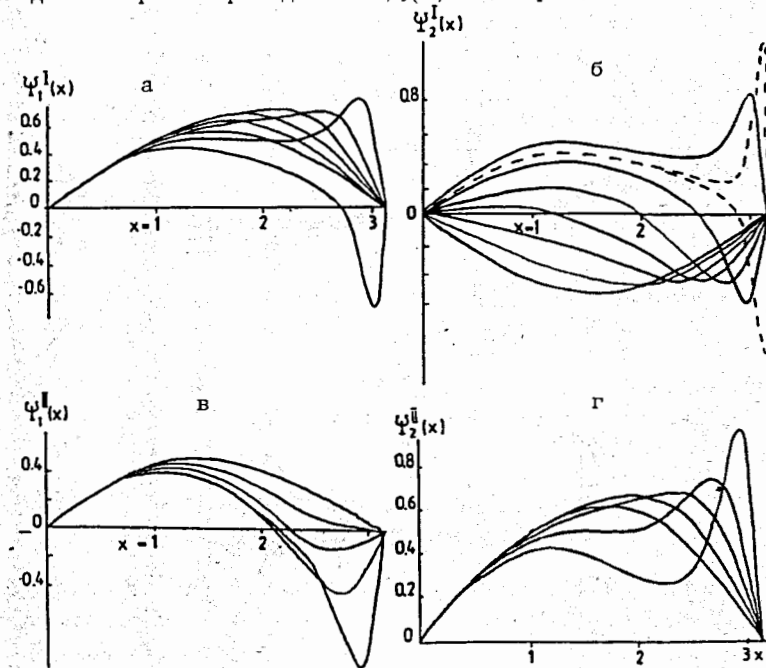


Рис.1. Изменение волновых функций основного (а, б) и первого возбужденного (в, г) состояний двухканальной задачи, когда производная функции основного состояния во втором канале на левой границе  $\psi'_2(0, \lambda_1)$  возрастает от исходной отрицательной величины  $\dot{\gamma}_2 = -1/\sqrt{\pi}$  по закону  $\dot{\gamma}_2 + 0.2m$ ;  $m = 1, 2, \dots, 6$  - сплошные линии; штриховыми линиями нанесены некоторые промежуточные функции, чтобы яснее было поведение функции при исчезновении узла.

В то же время отрицательная часть волновой функции второго канала ужимается и при этом из-за связи каналов она передается в первый канал, где справа образуется вспученность волновой функции. В отличие

от одноканального случая, здесь возможно одновременное обращение в нуль функции и производной второй каналовой функции – см. рис.1а на левом краю при  $x=0$ . За счет связи с первым каналом, где производная при  $x=0$  отлична от нуля,  $\psi_2(x)$  приобретает ненулевые значения при удалении от точки  $x=0$ .<sup>3</sup>

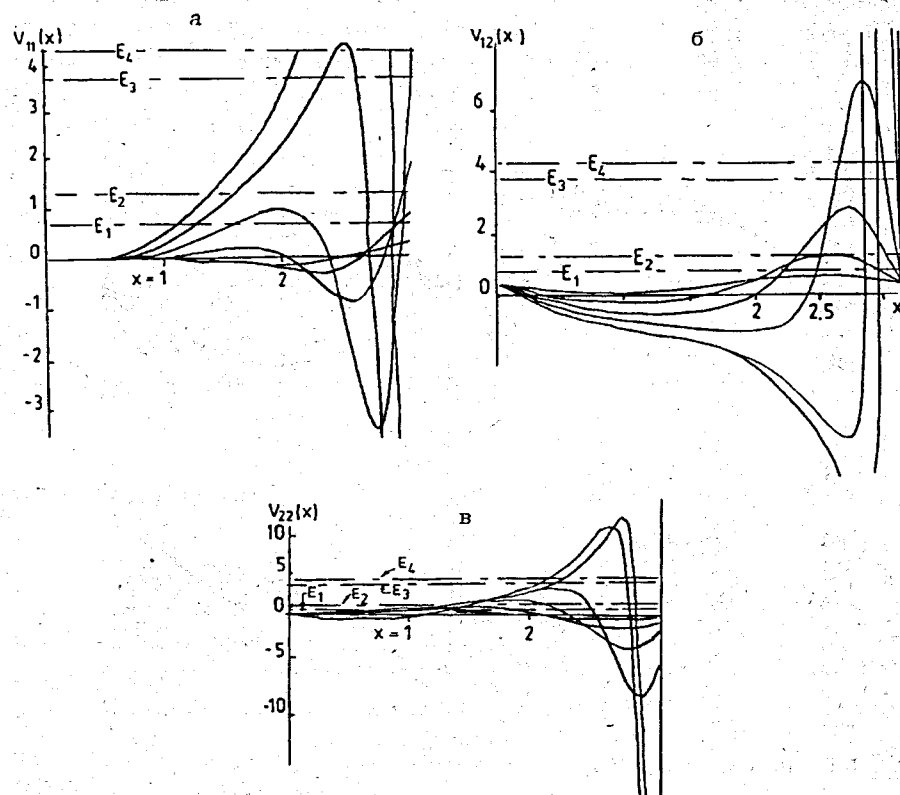


Рис.2а–в. Возмущающие добавки к элементам матрицы взаимодействия, приводящие к увеличению производной функции основного состояния во втором канале, как показано на рис.1б. Горизонтальные штрих-пунктирные линии отмечают положение уровней энергии – двух нижних дублетов

<sup>3</sup>Такая ситуация бывает при связанных состояниях в непрерывном спектре для матриц взаимодействия конечного радиуса. Тогда в открытом канале функция может быть тождественно равной нулю вне области взаимодействия и отличной от нуля внутри.

Мы познакомились с некоторыми чертами собственных функций с измененной приведенной шириной, но наша цель – понять, как форма элементов матрицы взаимодействия  $V_{\alpha\beta}$  управляет спектральными параметрами. При малых изменениях  $\gamma_2$  потенциал  $V_{22}(x)$  во втором канале напоминает соответствующий одноканальный (см. рис.2б, барьер слева и яма справа). При дальнейшем увеличении  $\gamma_2$  эти барьер и яма сдвигают вправо и сжимают отрицательную часть функции  $\psi_2(x)$ . В первом канале  $V_{11}(x)$  слева близок к нулю, что соответствует неизменности наклона функции  $\psi_1^1(x)$  слева. А барьер и яма в  $V_{11}(x)$  справа способствуют образованию пучности функции  $\psi_1^1(x)$  справа.

Авторы благодарны Амирханову И.В., Картавцеву О.И., Шилову В.М. за ценные замечания и интерес к работе.

## Литература

- [1] Жигунов В. П., Захарьев Б. Н. *Методы сильной связи каналов в квантовой теории рассеяния*. М:Атомиздат, 1974.
- [2] Захарьев Б. Н. *Дискретная и непрерывная квантовая механика, точно-решаемые модели (уроки квантовой интуиции II)*. ЭЧАЯ 23, N5, 1992.
- [3] Zakhariev B.N., Serdjukova S.I. Preprint JINR, E4-91-237, Dubna, 1991; Phys.Rev.A46, N 1, 58, 1992.
- [4] Захарьев Б.Н., Сердюкова С.И. *Перестройка спектров в дискретной квантовой механике*. Сообщ.ОИЯИ, P4-92-10, Дубна, 1992; Phys.Rev.A (в печати)
- [5] Захарьев Б. Н., Сузько А. А. *Потенциалы и квантовое рассеяние. Прямая и обратная задачи*. Энергоатомиздат, М., 1985. Переработанное английское издание: Springer-Verlag, Heidelberg, 1990.
- [6] Захарьев Б. Н., Плеханов Е. Б. *Иллюстрации из коллекции "Квантовая механика в картинках"*, Препринт ОИЯИ P4-89-287, Дубна, 1989.
- [7] Захарьев Б.Н., Костов Н., Плеханов Е.Б. *Точно решаемые одно- и многоканальные модели (уроки квантовой интуиции)*, ЭЧАЯ, 1990, 21, с.914.
- [8] Zakhariev B.N., Zastavenko L.G. *Motion along the Axis of a Discrete Channel Variable  $\alpha$* . Phys.Rev.A39, 1989, N 11, 5528.

- [9] Daskalov V.B. *On the inverse problems for the regular Sturm-Liouville operator*, to be published in 1993.
- [10] Захарьев Б. Н. Многоканальное обобщение теоремы о двух спектрах. Кратк.сообщ. ОИЯИ N6 [45]-90, Дубна, 1991.
- [11] Зубарев А. Л. *Варпацонный принцип Швингера в квантовой механике*. М.: Энергоатомиздат, 1981.
- [12] Brandt S., Dahmen H. D. *The Picture Book of Quantum Mechanics* J.Wiley and Sons, NY, 1985; *Quantum Mechanics on the Personal Computer*. Springer, Heidelberg, 1990
- [13] Тараканов А.В., Шилов В.М. ЯФ, 48, 108, 1988.
- [14] Poschel J., Trubowitz E. *Inverse Spectral Theory*. Acad. Press. NY, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 декабря 1992 года.

Захарьев Б.Н., Нехамкин Л.И., Чабанов В.М. P4-92-496  
К качественной теории многоканальных квантовых систем

Выявлены важные элементарные составляющие многоканального формализма: найденные ранее алгоритмы спектрального управления движением волн по непрерывной  $x$  (пространственной) и дискретной  $\alpha$  (нумерующей каналы) переменным. Рассмотрены и предельные случаи: разделения переменных  $x$  и  $\alpha$  и расцепления линейных комбинаций каналовых функций. Связь каналов является нелокальным по переменной  $\alpha$  взаимодействием. Выяснены нетривиальные эффекты минимальной нелокальности: компрессия и декомпрессия спектра, инверсия узловой структуры собственных функций (рост числа узлов с уменьшением энергии возбуждения). Рассмотрены возмущения по переменной  $x$ , сдвигающие целые мультиплеты уровней, и по переменной  $\alpha$ , управляющие относительными расстояниями уровней. Также рассмотрены возмущения, меняющие приведенные парциальные ширины уровней.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1992

Перевод авторов

Zakhariev B.N., Nehamkin L.I., Chabanov V.M. P4-92-496  
To the Qualitative Theory of the Multichannel Quantum Systems

It is clarified that the elementary constituents of the multichannel formalism are: the algorithms of the spectral management of the wave motion along the continuous  $x$  (spatial) and discrete  $\alpha$  (numbering the channels) co-ordinates. The special cases of separated variables ( $x$  and  $\alpha$ ) and the decoupling of equations for linear combinations of the channel wave functions are considered. The coupling of channels is  $\alpha$ -nonlocal and the nontrivial effects of the minimal nonlocality are: compression and decompression of the spectrum, the inversion of the knotal structure of the eigenfunctions. The perturbations depending on variable  $x$  and shifting the whole multiplets of levels and those with variable  $\alpha$  managing the relative distances of the levels in the multiplets are considered. The perturbations which change the partial reduced widths of bound states are considered as well.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1992