

РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЙЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА НАНОСТРУКТУРАХ

Н.Ж. Такибаев, В.О. Курмангалиева*, В.Н. Жумабекова

Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, Алматы,

**Казахский национальный педагогический университет им. Абая, Алматы*

Задача резонансного рассеяния нейтронов на наноструктурах рассмотрена в рамках точно решаемой модельной задачи - рассеяния нейтронов системой двух фиксированных тяжелых ядер. Это могут быть ядра атомов в монокристалле или в наноструктуре. В качестве рассеивающей системы рассмотрены ядра урана.

Введение

Данные по изучению физических явлений, происходящих в ядерно-активных средах, специальных структур и конфигурационных полей, способных воздействовать на процессы, их скорости и эффективность, могут составить научную базу для технологического усовершенствования энергетических установок. В перспективе, такие исследования должны привести к созданию установок принципиально нового типа, использующих возобновляемые и неограниченные источники энергии и функционирующих с высокой степенью надежности и безопасности.

Особый интерес представляет изучение физических особенностей наноразмерных структур для повышения качества материалов, используемых в энергетических установках. Исследования должны привести к развитию новых наукоемких технологий и дать рекомендации по перспективному и долгосрочному развитию ядерной энергетической отрасли страны. Эти технологии будут основой высокой безопасности и надежности функционирования установок.

В данной работе исследуются теоретические аспекты фундаментальных свойств наноразмерных структур, имеющих перспективы использования в ядерно-энергетических установках. Исследуется вопрос квантового явления – резонансного рассеяния нейтронов на сложных системах. Важно, что резонанс формируется именно структурой сложной системы, и происходит в стороне от пиков двухтелных нейтрон-ядерных резонансов, характеристики которых, конечно, не зависят от параметров сложной системы [1-3].

Указанное резонансное поведение амплитуд рассеяния нейтронов на сложных системах происходит при особых условиях в этих нано кристаллических структурах. Причем такие условия, скорее всего, вообще не реализуются в природе, но они могут быть созданы искусственно. Для того, чтобы определить какие физические условия нужно создать, следует изучить основные свойства резонансных состояний наноструктурных квантовых систем. И уже зная условия появления таких «коллективных резонансов», можно перейти к изучению способов и возможности стимуляции резонансных эффектов. Для этого можно использовать, как внешние воздействия на специальные материалы и структуры, так и особенности самих наноструктур.

Наноструктуры, как известно, имеют уникальные свойства, отличающиеся, как от свойств макрообъектов и макроструктур, так и от свойств микроструктур или атомарно-молекулярных систем. Это связано с тем, что при переходе от молекулярных систем на уровень наноразмерных объектов оказывается возможным проявление кумулятивности квантовых явлений. Эффекты усиления обязаны, как правило, свойству организованности структуры нанообъекта [4-6].

В случае же простого увеличения размеров объекта в силу дезорганизации (или хаотической фрагментации) среды обычно происходит «гашение» или усреднение резонансных явлений, т.е. «размазывание» определенных локальных свойств.

Исследования наноструктур идет все с большей интенсивностью во всех развитых странах, и во многих научных центрах. В последние годы особая активность проявляется в

энергетических отраслях, например, в области нетрадиционных способов получения полезной энергии и в области базовой энергетики, в частности, в атомной энергетике [7,8].

Физика явлений резонансного усиления восходит к квантовой теории систем трех частиц. Исследования трех частичных квантовых систем показало, что взаимовлияние резонансов в парных системах ведет к появлению новых свойств в более сложных квантовых системах таких, например, как эффекты «квантовых биений», мультипликаций и сгущений уровней вблизи особых критических точек. Можно здесь напомнить об эффекте Томаса – явление коллапса или «падения на центр» в системе трех частиц в случае «резонанса в нуле» и точечных парных силах, эффекте Ефимова – явление сгущения уровней спектра и логарифмического роста числа уровней при росте отношения парных длин рассеяния к радиусу действия парных сил [9]. Отметим также явления дальнего действия и подпороговые резонансы дальнего действия, резонансные реакции, имеющие характер «квантовых биений» и т.д. [10]. Такие эффекты свойственны лишь сложным квантовым системам, они не имеют аналогов в обычной квантовой механике двух частиц.

Резонансное рассеяние нейтронов на наноструктурах мы рассмотрим в рамках модельной задачи. Такой задачей будет задача рассеяния нейтрона на системе двух тяжелых ядер, фиксированных по положению и отстоящих друг от друга на расстояниях значительно превышающих размеры самих ядер. Это могут быть ядра атомов в монокристалле или ядра атомов наноструктуры. В качестве рассеивающей системы тяжелых ядер мы рассмотрим в одном случае ядра двух атомов серебра, а в другом случае двух ядер урана. Ценность нашей модельной задачи заключается в возможности получения точных, т.е. аналитических, решений.

Модельные задачи в теории рассеяния трех частиц

Модельные задачи, допускающие точные решения, имеют особое значение в теоретической физике, поскольку создают сравнительную базу для анализа и обобщений решений многих практических задач. В этом плане модельные задачи важны также для тестирования различных численных методов определения решений, оценок их достоверности и сходимости. Наибольшую ценность модельные задачи приобретают в общетеоретическом смысле – для объяснения и понимания физических явлений, происходящих в системе при некоторых предельных или особых ее условиях, адекватных рассматриваемым моделям. Причем во многих случаях выявленные общие закономерности проявляются и в реальных физических системах.

Решение задач рассеяния в трех частичной системе является, как известно, проблемой весьма трудной и сопряженной с громоздким численным счетом [11-13]. Еще большие сложности возникают при решении таких задач в области положительных полных энергий. Эти сложности имеют технический характер. Дело в том, что методы решений двухчастичных задач (см., например, [13]), оказываются часто неприменимыми в задачах трех частиц. Это связано как со слабой сходимостью сумм в перекрестных каналах, так и с наличием «движущихся» логарифмических особенностей в ядрах интегральных уравнений. Преодоление этих трудностей представляет собой достаточно громоздкую процедуру.

Метод эффективного потенциала взаимодействия оказывается во многих случаях удобным инструментом исследований трехчастичных систем [14,15]. Эффективный потенциал, определенный для переходов между двумя фиксированными состояниями (или, иначе говоря, каналами рассеяния), представляет собой ту характеризующую функцию, которая задает основные свойства амплитуды этого перехода. По виду этого потенциала уже можно предсказать характер особенностей и поведение амплитуды рассеяния.

Так, аналитическая форма эффективного потенциала была определена в задаче рассеяния легкой частицы на системе двух тяжелых частиц в предположении, что парные силы между частицами имеют сепарабельную форму, а $\zeta = m/M \rightarrow 0$, где m – масса легкой, а

M – масса тяжелой частицы [1,2]. Этот потенциал имеет двухчастичную форму, а анализ его свойств и особенностей является важным для решения многих прикладных задач атомной и молекулярной физики, ядерной физики и астрофизики. Это касается, например, задачи рассеяния легкой частицы на слабосвязанной системе, рассеяния частиц на кристаллах, и т.п.

В ряде важных приложений решение трехчастичной задачи может быть вообще проведено до конца, т. е. могут быть получены в аналитической форме и амплитуды рассеяния. Например, в задаче рассеяния легкой частицы на двух фиксированных центрах были определены точные решения и условия появления связанных, виртуальных и квазистационарных состояний. Анализ особенностей амплитуд рассеяния был дан для случая точечных парных потенциалов [1,3].

Метод эффективного потенциала взаимодействия базируется на системе уравнений Фаддеева [11]. Из этих уравнений выделяются уравнения для элементов матрицы перехода между фиксированными асимптотическими состояниями (каналами рассеяния), которые выражаются через эффективные потенциалы, а остальные уравнения служат базой для определения самих этих потенциалов.

В предлагаемом методе используются два упрощающих момента – парные сепарабельные потенциалы, обрывающие ряд последовательных приближений в задаче двух тел, и предел $\zeta \rightarrow 0$, ведущий к развязке в трехчастичной системе кинематических переменных между разными парами частиц. В результате возникают уравнения, которые могут быть решены до конца.

Найденные аналитические решения могут служить моделью построения главного приближения для многих задач, интересных в практическом отношении. Поправки же к главному приближению тогда можно определять методом последовательных итераций. Как известно, сходимость в этом случае будет более быстрой – экспоненциальной, а не степенной как в обычной теории возмущений [11]. Однако, так же, как и в вариационных методах, важным тогда будет оказаться в области сходимости данного точного решения, а не в области сходимости соседнего или локального ложного минимума [16].

Отсылая за подробностями к оригинальным работам [1-3], укажем здесь лишь основные моменты и логику построения решений.

Математически строгое решение трехтелных задач было дано Л.Д. Фаддеевым [11]. Систему уравнений Фаддеева для элементов T -матрицы можно записать в виде:

$$T_{ij}(Z) = t_i \cdot \delta_{ij} + t_i G_0(Z) \sum_{l \neq i} T_{lj}(Z); \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (1)$$

где t_i – парные t -матрицы, $t_i = V_i + V_i G_0 t_i$, V_i – парные потенциалы взаимодействия (для краткости, взаимодействующую пару частиц обычно помечают номером третьей частицы), а полная T -матрица: $T = \sum T_{ij}$.

Формально, индекс i у элемента T_{ij} отвечает номеру пары, выживающей последней на асимптотике слева, т.е. отвечает номеру частицы, покидающей первую область взаимодействия. Аналогично, индекс j отвечает номеру пары взаимодействующей последней на асимптотике справа.

При исследовании особенностей взаимодействия в определенных каналах, например, взаимодействия между кластерами, удобно использовать представление эффективного потенциала. Такое представление можно получить, выделяя главные особенности парных t -матриц, с целью определения основного решения. Поправки к этому решению могут быть найдены затем по теории возмущений.

В случае же сепарабельных парных потенциалов, уравнения для амплитуд диагональных переходов и уравнения для самих эффективных потенциалов получаются в простой и компактной форме [1]. Аналогичные упрощения возникают в случае разложения

парных потенциалов по собственным функциям и собственным значениям, или при сведении парных потенциалов и t-матриц к сумме сепарабельных членов [9,16].

Рассмотрим пример простых парных сепарабельных потенциалов взаимодействия: $V_i = |\nu_i \rangle \lambda_i \langle \nu_i|$, где λ_i - константа связи. В этом случае парные t-матрицы определяются до конца и могут быть записаны в аналитическом виде:

$$t_i = |\nu_i \rangle \eta_i \langle \nu_i|, \quad \eta_i^{-1} = 1 / \lambda_i - \langle \nu_i | G_0 | \nu_i \rangle. \quad (2)$$

Полагая тогда $T_{ij} = t_i \cdot \delta_{ij} + |\nu_i \rangle P_{ij} \lambda_j \langle \nu_j|$, придем из (1) к системе уравнений:

$$P_{ij} = \Lambda_{ij} + \sum_l \Lambda_{il} \eta_l P_{lj}, \quad (3)$$

где $\Lambda_{ij} = \langle \nu_i | G_0(Z) | \nu_j \rangle$, $i \neq j$.

Для амплитуды P_{ii} можно записать уравнение:

$$P_{ii} = V_{ii}^{ef} + \sum_{i_s} V_{i i_s}^{ef} \eta_{i_s} P_{i_s i}, \quad (4)$$

где эффективный потенциал для канала i будет определяться соотношением

$$V_{ii}^{ef} = \sum_{l,k} \Lambda_{il} \eta_l (I \cdot \eta^{-1} - \Lambda)_{lk}^{-1} \eta_k \Lambda_{ki}, \quad l, k \neq i. \quad (5)$$

Рассмотрим далее пример, когда одна из частиц легкая, а две другие тяжелые, и возьмем предел $\zeta = m/M \rightarrow 0$, где m – масса легкой частицы, а M – масса тяжелых частиц. Определим параметры парных подсистем. Полная энергия системы будет равна: $Z = \sum_i p_{0i}^2 / m_i \rightarrow p_{01}^2 / m$, где $\vec{p}_{01} = \vec{p}_0$ – начальный импульс легкой частицы. Тяжелые частицы будут под номерами 2 и 3. Парное взаимодействие между легкой и любой из тяжелых частиц примет вид: $\langle \nu(\vec{q}_{12}) | \rightarrow \langle \nu(\vec{p}) |$, $\langle \nu(\vec{q}_{13}) | \rightarrow \langle \nu(\vec{p}) |$, т.к. $\vec{q}_{12} = (m_2 \vec{p}_1 - m_1 \vec{p}_2) / (m_1 + m_2) \rightarrow \vec{p}_1 = \vec{p}$. Коэффициенты усиления в t-матрице этих пар η_2 и η_3 будет зависеть только от начальных параметров задачи (см. (2)), т.е. $\eta_2 = \eta_3 \rightarrow \eta(p_0)$.

Парное взаимодействие между самими тяжелыми частицами можно на этом этапе вообще исключить, представляя V_{11}^{ef} в виде [1]:

$$V_{11}^{ef} = \sum_{k,k'} \langle \nu_1 | G_0 | \nu_k \rangle (\delta_{kk'} + \eta_k M_{kk'}) \eta_{k'} \langle \nu_{k'} | G_0 | \nu_1 \rangle, \quad (6)$$

где $k, k' = 2, 3$ и $k, k' \neq 1$. Тогда для величины M_{ij} следует:

$$M_{ij} = \Lambda_{ij} + \sum_{k \neq i} \Lambda_{ik} \eta_k M_{kj}. \quad (7)$$

где

$$\Lambda_{ij} = 2m \frac{\mathbf{v}_i(\vec{p}) \cdot \mathbf{v}_j(\vec{p})}{(p_0^2 - p^2 + i\gamma)} = f(\vec{p}), \quad j \neq i. \quad (8)$$

В случае, когда тяжелые частицы не взаимодействуют или очень слабо взаимодействуют, например, когда они «сдавлены» соседними атомами в монокристалле и монокристалл реагирует на легкую частицу как единое целое, то величина M_{ij} в уравнении (7) приобретает смысл амплитуды, а само уравнение (7) становится основным для задачи (см., например, обсуждения в [17]).

Точные решения модельной задачи трех тел.

Проведем Фурье-преобразования уравнения (7) и выражения (8):

$$\Lambda_{ij} = \int d\vec{r} \exp(i\vec{r}\vec{p}_2) J(r; p_0) \exp(i\vec{r}\vec{p}_3) , \quad (9)$$

где

$$J(r; p_0) = \int d\vec{p} \exp(i\vec{r}\vec{p}) f(\vec{p}) , \quad (10)$$

и определим Фурье-образ решения M_{ij} :

$$M(\vec{r}_2, \vec{r}_3) = \iint d\vec{p}_2 d\vec{p}_3 \exp(-i\vec{r}_2\vec{p}_2) M_{ij}(\vec{p}_2, \vec{p}_3) \exp(i\vec{r}_3\vec{p}_3) , \quad (11)$$

тогда получим:

$$M(\vec{r}, \vec{r}') = J(r; p_0) \delta(\vec{r} + \vec{r}') + J(r; p_0) \eta(p_0) M(-\vec{r}, \vec{r}') . \quad (12)$$

Поскольку δ -функции снимают операции интегрирования справа в (12), то легко найти решения для $M(\vec{r}_2, \vec{r}_3)$ в алгебраической форме (в общем случае в матричной форме):

$$M(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{K^0(\vec{r}, \vec{r}')}{1 - K(r) \eta(p_0)} , \quad (13)$$

где

$$K^0(\vec{r}, \vec{r}') = J(r; p_0) \delta(\vec{r} + \vec{r}') + J(r; p_0) \eta(p_0) J(-r; p_0) \delta(-\vec{r} + \vec{r}') , \quad (14)$$

и

$$K(\vec{r}) = J(r; p_0) \eta(p_0) J(-r; p_0) . \quad (15)$$

Первое слагаемое из (14) дает уравнение

$$M^+(\vec{r}) = \frac{1}{D(\vec{r}; p_0)} J(\vec{r}; p_0) , \quad (16)$$

а второе – уравнение

$$M^-(\vec{r}) = \frac{1}{D(\vec{r}; p_0)} J(\vec{r}; p_0) \eta J(-\vec{r}; p_0) . \quad (17)$$

Здесь

$$D_{ij}(\vec{r}; p_0) = 1 - J_{ik}(\vec{r}) \eta_k J_{kj}(-\vec{r}) \eta_j \equiv D_{ii} , \quad (18)$$

т.е. матрица D по индексам пар частиц диагональная, поскольку матрица J_{ij} - по этим индексам недиагональная (см. (8) – (10)):

$$J = J_{ij} = \left\{ \begin{array}{cc} J_{11} = 0 & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} = 0 \end{array} \right\} . \quad (19)$$

Резонансы рассеяния нейтронов на двух тяжелых ядрах.

Следуя (13) и (14) переменная $|\vec{r}|$ должна быть приравнена величине b , которая есть расстояние между рассеивающими ядрами. Отметим, что нули функции D определяют положение резонансов в плоскости переменных p_0 и b . Зависимость от межъядерного расстояния b и является основным отличием «коллективного резонанса» в случае сложной квантовой системы.

Напомним, что в обычной двухтельной квантовой механике такой зависимости нет в принципе.

Интересно, что M_{ij}^+ величина недиагональная по индексам пар частиц $i \neq j$, а M_{ii}^- - величина диагональная по этим индексам. Нули функции D (или, в общем случае,

детерминанта матрицы D) будут определять положение резонансов в плоскости переменных p_0 и b . Отметим, что энергии нейтронных резонансов имеют порядок несколько эВ, а в ряде случаев, даже доли эВ (см. Таблицу 1). Для таких энергий нетрудно найти соответствующие единицы измерения длины – это будет порядок ангстремов. Поэтому расстояние между центрами удобно дать в единицах Боровского радиуса: $a_B = 0.529A^0$ так же, как и все другие переменные. Удобно определить безразмерную величину в задаче: $k_0 \equiv k_0 \cdot a_B$, $b \equiv b/a_B$, $d \equiv d/a_B$ и $kx \equiv kx/a_B$, где d - постоянная решетки монокристалла, а kx - это сдвиг или изменение этой постоянной.

Таблица 1 Параметры самого низшего нейтрон-ядерного резонанса для некоторых тяжелых ядер

Изотоп	I	$E_r, \text{ эВ}$	$\Gamma_\gamma, 10^{-3} \text{ эВ}$	$r_n^0, 10^{-3} \text{ эВ}$
Ag^{103}	1/2	$5,120 \pm 0,010$	136 ± 6	$5,9 \pm 0,3$
Xe^{135}	3/2	$0,082 \pm 0,002$	86 ± 11	83 ± 12
Cs^{133}	7/2	$5,9 \pm 0,04$	115 ± 20	$2,1 \pm 0,3$
Yb^{168}	0	$0,597 \pm 0,003$	70 ± 10	$4,3 \pm 0,7$
Lu^{176}	≥ 7	$0,142 \pm 0,001$	63 ± 5	$0,25 \pm 0,03$
Hf^{177}	1/2; 3/2	$1,08 \pm 0,02$	43 ± 10	$1,7 \pm 0,5$
Hf^{178}	0	$7,8 \pm 0,10$	43 ± 10	$17,5 \pm 1,0$
W^{182}	0	$4,15 \pm 0,05$	70 ± 20	$0,5 \pm 0,3$
W^{183}	1/2	$7,8 \pm 0,2$	70 ± 20	$0,8 \pm 0,4$
Re^{185}	5/2	$2,18 \pm 0,04$	90 ± 20	$1,6 \pm 0,3$
Re^{187}	5/2	$4,40 \pm 0,09$	90 ± 20	$0,26 \pm 0,05$

Здесь во второй колонке указан спин ядра, в третьей – энергия резонанса, в четвертой – его γ -ширина, и в последней – ширина канала выхода нейтрона.

Ранее в работе [18] были рассчитаны параметры трех частичного резонанса в системе, состоящей из одного нейтрона и двух ядер серебра. Их расчет опирался на данные парного резонанса, приведенного в Таблицу 1. Рассматривалось рассеяние нейтрона на монокристалле из серебра, и определялись трехчастичные эффекты.

Оказалось, что долгоживущий резонанс не возникает в реальном монокристалле серебра, для которого $d = 3.866 \cdot a_B$. Для появления резонанса расстояние между ядрами, т.е. постоянная решетки, должна быть на величину $kx = -0.395 \cdot a_B$ меньше. Добиться такого уменьшения расстояний между атомами монокристалла путем внешних воздействий достаточно сложно, но в принципе возможно.

Интересная ситуация оказывается для «коллективного резонанса» в системе, состоящей из одного нейтрона и двух атомов урана. Рассматривается аналогичное рассеяние нейтрона на монокристалле урана, и определяются трехчастичные эффекты в таком рассеянии. Здесь возникает несколько резонансных уровней при достаточно низких энергиях налетающего нейтрона.

Известно, что парное взаимодействие нейтрона с ядром атома урана дает связанное состояние при $E_{\text{bound}} = -0.02 \text{ эВ}$, что соответствует волновому числу $k = ik$, $\kappa = 1.644/a_B$, и, кроме того, система имеет ряд квазистационарных уровней, самый низкие из которых

отвечают энергиям $E_{R,1} = 0.290 \text{ eV}$ и $E_{R,2} = 1.13 \text{ eV}$, т.е. волновым числам $k_1 = (\pm 6.26 - i \cdot 0.117)/a_B$ и $k_2 = (\pm 12.35 - i \cdot 0.039)a_B$

В случае рассеяния нейтрона на двух фиксированных центрах следует, что в области отрицательных энергий возникает уже несколько уровней, положение которых зависит от межъядерного расстояния.

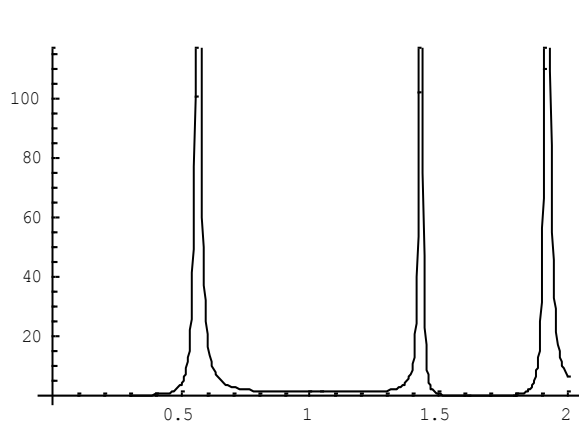


Рис.1.

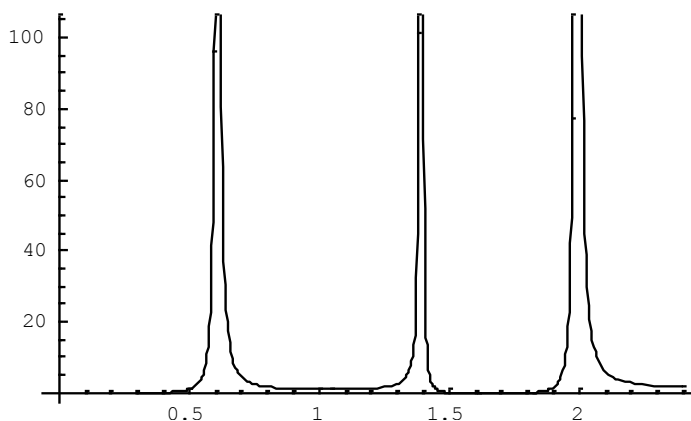


Рис.2.

На рисунке 1 приведены кривые для коэффициента усиления амплитуды рассеяния нейтрона на системе двух фиксированных ядер урана-35. Видно, что положения уровней (пики, т.е. особенности амплитуды) меняются в зависимости от изменения b -межъядерного расстояния: на рисунках 1 эта величина равна постоянной решетки $b = 2.6 \cdot a_B = d$, а на рисунке 2 эта величина уменьшена 10%. По оси абсцисс отложены значения мнимой части волнового числа в единицах a_B : $k = i \cdot \kappa$.

В области положительных энергий, т.е. в области рассеяния, картина оказывается еще более сложной. Возникают резонансные (квазистационарные) состояния в амплитуде рассеяния, зависящие от межъядерного расстояния.

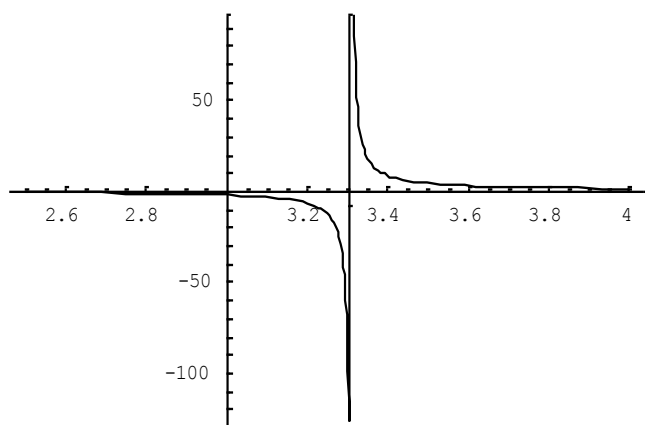


Рис.3.

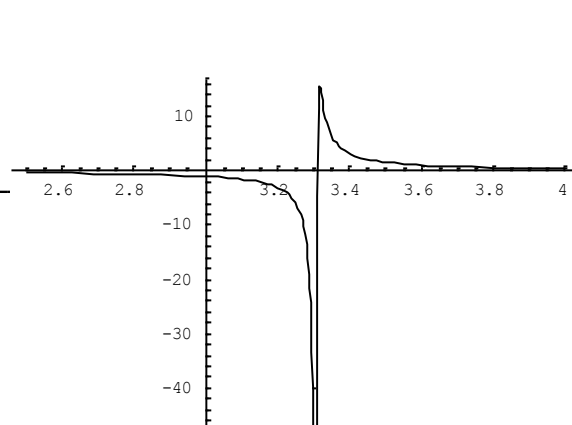


Рис.4.

На рисунках 3 и 4 приведены зависимости реальной и мнимой частей амплитуды рассеяния нейтрона на двуядерной системе. По оси абсцисс отложена величина импульса налетающего нейтрона, т.е. k_0 , взятая в единицах a_B . По оси ординат отложены обратные

величины коэффициента усиления: на рисунке 3 дана его реальная часть, а на рисунке 4 - мнимая часть. Расчеты выполнены для значений межъядерного расстояния $b = 0.863 \cdot a_B$.

Заключение

Важно заметить, что положение нулей величины D для разных значений k_0 зависят от параметра b . Изменением этого параметра можно добиться, что нули реальной и мнимой частей величины D будут отвечать резонансам очень узким и близким к физической области рассеяния. Т.е. обращение в нуль одновременно реальной и мнимой частей величины D будет происходить при одном и том же значении параметра b и для одного и того же значения k_0 - т.е. энергии налетающего нейтрона (рис. 3 и 4) [18].

Это означает, что, меняя параметр b , можно сдвигать положение резонанса по оси энергий и, более того, возникающий резонанс можно «сделать» чрезвычайно узким, что является очень важным для создания эффектов динамического усиления.

Изменения самого параметра b можно производить несколькими способами, например, внешним полем, или механическим изгибом тонкого монокристалла, или его сдавливанием. Кроме того, указанные значения параметров могут быть достигнуты специальными приемами. Это касается наноструктур. Например, разные пространственные конфигурации нанотрубок и нанослоев в различных комбинациях и при особых внешних воздействиях могут принимать различные значения параметра b .

В нашем случае трех частичный резонанс отвечает ситуации, когда нейтрон может многократно и резонансно рассеиваться в системе двух центров. Другими словами время жизни такого резонанса (или нейтрона в двухатомной системе) будет очень большим. Естественным образом возникает вопрос о приложениях полученных эффектов на практике, например, для развития новых экспериментов в данном направлении.

Некоторые из возможных приложений уже были отмечены во Введении. Можно к ним добавить и другие, например, создание нейтронных накопителей и новых типов ядерного топлива с высоким процентом выгорания ядерного вещества, и т.п.

Литература

1. Такибаев Н.Ж., Класс модельных задач квантовой механики трех тел, допускающих точные решения, Ядерная Физика, Москва, Т. 71, № 3, С. 484-492, 2008.
2. Такибаев Н.Ж., Эффективный потенциал взаимодействия между легкой и двумя тяжелыми частицами, Известия НАН РК, серия физико-математическая, № 3 (253), с 88-92, 2007 г.
3. Такибаев Н.Ж., Точные решения в задаче рассеяния легкой частицы на двух фиксированных центрах, Известия НАН РК, серия физ.-мат., № 3 (253), с 70-73, 2007 г.
4. Алфимов М.В., Наноструктурированные материалы. Простые и сложные., Роснано-технологии, Т3, с 1-12, 2008.
5. Авдеев М.В., Структурные особенности магнитных жидкостей, УФН, Т 177, с 1139-1144, 2007.
6. Слепцов В.В., Данцигер М., Наноструктуры нового качества, Наука в России, № 2 (146), с 55-59, 2005.
7. Путилов А.В., Разработки ФГУП ВНИИНМ в области нанотехнологий и наноматериалов для атомной отрасли, Роснано-технологии, Т 2, № 9-10, с 6-11, 2007
8. Липанов А.М., Кодолов В.И. и др., Проблемы создания нанореакторов для синтеза металлических наночастиц в углеродных оболочках, Альтернативная энергетика и экология, № 2, с 58-63, 2005.
9. Беляев В.Б., «Лекции по теории малочастичных систем», М, Энергоатомиздат, 1986.

10. Пеньков Ф.М., Такибаев Н.Ж., Резонансы эффективного дальнедействующего потенциала в задаче трех тел, Ядерная физика, т.57, вып. 7, с. 1121-1131, 1994.
11. Faddeev L.D., "Mathematical Aspects of the Three Body Problem in Quantum Scattering Theory", New York, 1965.
12. Меркурьев С.П., Фаддеев Л.Д., «Квантовая механика трехчастичных систем», Москва, Наука, 1987 г.
13. Glöckle W., The Quantum Mechanical Few-Body Problem, Springer-Verlag, 1983
14. Такибаев Н.Ж., Пеньков Ф.М., Метод эффективного потенциала в проблеме трех тел, Ядерная физика, т.56, №.7, с. 1248-1257, 1993.
15. Такибаев Н.Ж., Характер кулоновских сдвигов ядерных резонансов рассеяния, Ядерная Физика, Москва, Т. 68, 1227-1232, 2005.
16. Зубарев А.Л., «Вариационный принцип Швингера в квантовой механике», Москва, Энергоиздат, 1981 г.
17. Vaz' A.I., Zel'dovich Ya.B., Perelomov A.M., "Scattering, reactions, and decays in nonrelativistic quantum mechanics", Israel Program of Sci. Transl., Jerusalem, 1966.
18. Такибаев Н.Ж., Курмангалиева В.О., Жумабекова В.Н., Трехчастичные резонансы в амплитуде рассеяния нейтрона на двух ядрах АG, 4-ая Международная научно-методическая конференция «Математическое моделирование и информационные технологии в образовании и науке», Алматы 2008, Материалы конференции Т. 1, С. 148-152.

НАНОҚҰРЫЛЫМДАРДА НЕЙТРОНДАРДЫҢ РЕЗОНАНСТЫ ШАШЫРАУЫ

Н.Ж. Такибаев, В.О. Құрманғалиева*, В.Н. Жұмабекова

Нейтрондардың нанокұрылымдарда резонансты шашырау есебі дәл анықталатын екі фиксирленген ауыр ядролар жүйесінде нейтрондардың шашырау моделінде қарастырылған. Бұл атом ядроларының монокристалдарда немесе нанокұрылымдарда шашырауында болуы мүмкін. Шашырау жүйесі ретінде уран ядросы қарастырылған.

RESONANCE SCATTERING OF NEUTRONS ON THE NANOSTRUCTURE

N.Zh. Takybaev, V.O. Kurmangalieva*, V.N. Zhumabekova

Problem of the resonance scattering of neutrons on the nanostructure is considered within the bounds exact current task modeling problem – neutron scattering with systems of two fixed heavy nucleus. It can be atomic nucleus in monocrystals or in the nanostructure. As scattering systems considered nucleus of uranium.