

Посвящается Ученым,
причастным к LENR-исследованиям

ТЕОРИЯ РЕАКЦИЙ ХОЛОДНОГО ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Мышинский Г.В.

Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований,
<http://www.jinr.ru/>

Дубна 141980, Московская область, Российская Федерация

Поступила 15.05.2019, принята 20.05.2019

Представлена действительным членом РАЕН А.А. Корниловой

В основе реакций радиационного захвата ядром нейтрона и безрадиационных реакций холодного ядерного синтеза лежит одно и то же резонансное интерференционное обменное взаимодействие. Обменное взаимодействие проявляется не только между тождественными частицами, но и между частицей и ее образом – объектом, обладающим резонансным с ней состоянием (R-состояние). Волновая функция частицы на своей длине возбуждает R-состояние. Появившаяся волновая функция R-состояния перекрывается и интерферирует с волновой функцией частицы. Тем самым порождается обменное взаимодействие, притягивающее друг к другу частицу и объект с R-состоянием. Энергия обменного взаимодействия представляет собой дополнительный вклад в полную энергию общей системы одновременно для всех фундаментальных взаимодействий, в том числе и для сильного взаимодействия. Обменная энергия, обусловленная сильным взаимодействием, увеличивает сечение радиационного захвата ядром нейтрона, формируя для него вдали от ядра потенциальный приемок, и создает потенциальную яму на склоне кулоновского потенциала отталкивания для протонов или дейтронов в случае их резонансного взаимодействия с ядром. Два протона или два дейтрона, попавшие в такую потенциальную яму, запускают безрадиационные реакции холодного ядерного синтеза.

Ключевые слова: квантовая физика, атомная физика, ядерная физика, нейтронная физика, радиационный захват нейтрона, физика твердого тела, обменное взаимодействие, резонансное взаимодействие, холодный ядерный синтез, низкоэнергетические ядерные реакции

PACS: 03.65.-W; 25.60.PJ; 25.40.NY; 28.20.-V

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (125)
2. ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ХОЛОДНОМУ ЯДЕРНОМУ СИНТЕЗУ (126)
3. УЧАСТНИКИ РЕАКЦИЙ ХОЛОДНОГО ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА (127)
4. О ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ И КУЛОНОВСКОМ БАРЬЕРЕ (128)
5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ С ЯДРОМ (129)
6. РЕЗОНАНСНОЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЕ ОБМЕННОЕ (РИО) ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ (131)
7. РИО-ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРОТОНОВ И ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ (135)
8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (138)
- ЛИТЕРАТУРА (140)

1. ВВЕДЕНИЕ

Низкоэнергетические ядерные реакции [1-7], происходящие в слабо возбужденной конденсированной среде, подразделяются на два типа: реакции холодного ядерного синтеза (ХЯС) и реакции низкоэнергетической трансмутации химических элементов (НЭТ или трансмутация).

К реакциям ХЯС относятся реакции с участием водорода или дейтерия, а именно: протонов или дейтронов, и ядер основного элемента, например: палладия, циркония, никеля, титана, бора, лития... Эти реакции могут протекать самопроизвольно, без внешнего воздействия. В твердом теле они происходят предпочтительно в образцах, имеющих размер порядка нескольких нанометров. Такой размер образцов позволяет

создать концентрацию 2-3 атома водорода или дейтерия на один атом основного элемента. Реакции ХЯС также могут протекать в растворах и в расплавах.

Реакции трансмутации осуществляются для всех химических элементов, начиная с водорода, и происходят, как правило, с участием большого количества атомных ядер. Реакции НЭТ включают как слияние, так и распад ядер. Они протекают только в результате внешнего воздействия. Реакции трансмутации преимущественно происходят в расплавах, в растворах и в плотных газах, т.е. на свободных атомах.

Некоторая экспериментальная схожесть в результатах этих типов реакций, в случае протекания реакций ХЯС, объясняется начальным возбуждением среды за счет реакций холодного ядерного синтеза с последующим запуском реакций низкоэнергетической трансмутации. Теория реакций низкоэнергетической трансмутации, предложенная автором данной статьи, представлена в работах [8-11].

Ниже речь пойдет о механизме реакций холодного ядерного синтеза.

2. ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ХЯС

В 2019 году, 23 марта исполнилось 30 лет, как Мартин Флейшман и Стенли Понс на пресс-конференции объявили об осуществлении реакции ядерного синтеза при комнатной температуре. Реакция ядерного синтеза была реализована ими при электролизе с палладиевым катодом раствора дейтерированного гидроксида лития в тяжелой воде (0.1M LiOD в растворе 99.5% D₂O + 0.5% H₂O) [12]. Они сообщили, что при электролизе выделяется существенное количество избыточного тепла, которое невозможно объяснить химическими реакциями. Кроме того, в этих экспериментах был зарегистрирован слабый поток нейтронов и генерация трития. Эти результаты позволили авторам сделать вывод о ядерном происхождении избыточного тепла и предположить, что в палладиевых электродах протекают ядерные реакции:



Эти реакции осуществляются при низкой энергии дейтронов, поэтому благодаря журналистам это явление получило название –

Cold Fusion, холодный ядерный синтез.

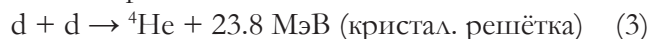
В России реакция ядерного синтеза гелия из дейтерия была осуществлена Филимоненко И.С. [13] за тридцать лет до пресс-конференции Флейшмана М. и Понса С., еще в 1957 году. Синтез происходил путем электролиза тяжелой воды с палладиевым катодом при температуре ~1150°C. К сожалению, по внутривитиевским причинам все исследования по этой теме в 1968 году были остановлены. Работы были возобновлены в 1989–1990 гг. после пресс-конференции Флейшмана М. и Понса С. Были воссозданы три термоэмиссионные установки с электрической мощностью по 12.5 кВт каждая. Однако прекращение финансирования проекта привело к утрате как установок, так и самой технологии. Филимоненко И.С. больше не возвращался к этой работе и не делился технологией по данной тематике.

Следует отметить, что, пожалуй, благодаря именно пресс-конференции, а не “скучной” статье, сообщение Флейшмана М. и Понса С. вызвало бурную реакцию ученых, которые по всему миру принялись проверять их результаты. Примечательно, что физики и химики, с самого начала своих исследований ХЯС, не стали ограничиваться только электролизом с парой дейтерий-палладий, а в силу своих возможностей и теоретических предположений о механизме синтеза разрабатывали новые методики.

Последующие эксперименты по ХЯС, выполненные другими исследователями, показали, что отношение реакции, идущей с получением трития Т (2), к реакции, идущей с получением гелия ³He (1), достигает значения до 10⁹ [14]. При обычном термоядерном синтезе обе реакции идут практически с одинаковой вероятностью. McKubre М. писал: “Производство трития было не только первым убедительным доказательством холодного синтеза – это было первое современное доказательство ядерных эффектов в конденсированных средах” [15].

Вскоре в экспериментах по холодному ядерному синтезу с участием дейтерия и палладия или других металлов, таких как титан, никель, цирконий, был обнаружен гелий-4 [16]. Дальнейшие исследования показали, что реакция с выходом He-4 является основным каналом в процессе ХЯС, а количество He-4

строго коррелирует с количеством избыточного тепла по реакции:



“Результаты [16], представленные на конференции ICCF-2 в 1991 году были ошеломляющими. Когда избыток теплоты присутствовал в электрохимическом эксперименте, количество гелия-4 оказалось примерно соразмерным с выделенным электролизным газом. Когда избыточного тепла не было, не было и гелия-4. Наконец, у нас был результат, который объяснил отсутствие излучения”, – McKubre M. [15].

В термоядерном синтезе с участием двух дейтронов известна реакция с выходом ${}^4\text{He}$, но при этом всегда испускается высокоэнергетический гамма квант:



Реакция (4) идет на уровне $\sim 10^{-7}$ от основных каналов: (1) и (2). В реакции ХЯС (3) не было зарегистрировано гамма квантов с высокой энергией.

Отметим, что во многих экспериментах замена дейтерия на водород не приводила к появлению ни избыточного тепла, ни к появлению продуктов синтеза. Т.е. предполагаемая реакция: $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e + 0.42 \text{ МэВ}$, при прочих равных условиях, не наблюдалась.

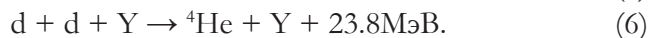
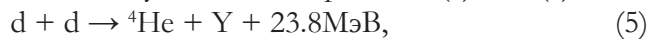
В работе [17] стелеющим рядом в дейтериевой или в водородной плазме с палладиевым катодом производились “посторонние” химические элементы, с преимущественным синтезом в случае использования дейтерия. Присутствие “посторонних” элементов можно объяснить, как указывалось выше, начальной активацией поверхности катода, за счет реакций холодного ядерного синтеза, с последующим запуском реакций низкоэнергетической трансмутации.

Также следует вспомнить, что в 1992 г. Пиантелли Ф. обнаружил аномально большое выделение тепла при насыщении водородом никеля $\text{Ni} + \text{H}_2$ [18, 19]. Впоследствии эти эксперименты легли в основу технологий производства избыточного тепла, получаемого в установках России А. [20].

3. УЧАСТНИКИ РЕАКЦИЙ ХЯС

Очевидно, что реакция (3) не может идти по кинематическим причинам. Для того, чтобы эта

реакция стала возможной, необходимо иметь еще хотя бы одного участника реакции “Y”, с которым ${}^4\text{He}$ может поделиться энергией в 23.8 МэВ. Т.е. должны осуществляться реакции (5) или (6):



Сформулируем требования, предъявляемые к этому “Y” участнику. Во-первых, чтобы получить свою долю энергии, он должен быть “сильно” связан с ядром ${}^4\text{He}$. “Y” участник должен создать для дейтронов или совместно с дейтронами потенциальную яму с глубиной несколько МэВ. Во-вторых, он должен быть тяжелой, высоко ионизирующей частицей, чтобы при прохождении через конденсированную среду на коротком расстоянии от места протекания реакции потерять всю энергию, доставшуюся в результате процессов (5, 6). “Y” участник не должен вылетать из реакционной камеры, иначе он был бы зарегистрирован внешними детекторами.

Перечислим всех возможных кандидатов на роль “Y” участника: а) атомные электроны; б) кристаллическая решётка – как целое; в) неизвестная частица, рождающаяся в процессе реакции; г) нейтральная, тяжелая частица с массой, сопоставимой с массой протона, постоянно присутствующая в твердом теле и проявляющаяся только в реакциях ХЯС; д) ядерная молекула, состоящая из нескольких дейтронов (≥ 3); е) атомное ядро.

а) В работе [21] показано, что в реакциях ядерного синтеза, происходящих в кристаллическом теле, необходимо учитывать твердотельные процессы внутренней конверсии с участием как отдельных электронов, так и всей кристаллической решетки. Однако полностью объяснить протекание реакции (3) процессами внутренней конверсии невозможно из-за заторможенности в перераспределении выделенной энергии за счет только электромагнитного взаимодействия между ${}^4\text{He}$ и электронами кристаллической решетки.

б) Энергия, выделяющаяся в результате реакции ХЯС (3) настолько велика, что эффект восприятия всей кристаллической решеткой хотя бы части энергии, на подобии эффекта Мессбауэра, невозможен.

в) Рождение в реакции неизвестной, тяжелой,

адронной частицы в слабозбужденной конденсированной среде не представляется возможным по энергетической причине.

д) Участием в качестве посредников в реакциях ХЯС [22] свободных или слабосвязанных с атомными ядрами гипотетических нейтральных или заряженных тяжелых адронов при их малой концентрации в веществе (10^{-14} на нуклон) невозможно объяснить высокую интенсивность реакций ХЯС. В случае их высокой концентрации в веществе они были бы давно обнаружены в обычных ядерных реакциях.

е) Для создания ядерной молекулы, состоящей из нескольких дейтронов, необходимо образовать в твердом теле потенциальную яму в несколько МэВ. Сами они образовать такую потенциальную яму неспособны, несмотря на то, что дейтроны – это бозоны.

Таким образом, единственным кандидатом, оставшимся из списка возможных на роль “У” участника реакций ХЯС, является атомное ядро.

Было замечено, что интенсивность реакций ХЯС и, соответственно, выход ${}^4\text{He}$ увеличивается с ростом количества атомов дейтерия на один атом основного элемента. Это увеличение достигается использованием металлических кластеров размером в несколько нанометров [23]. Наноразмерный металлический кластер имеет дополнительные, общие для всех атомов кластера электронные энергетические уровни. В сплошном металле – это протяженная, линейная зона проводимости. В кластере – это отдельные электронные уровни. В процессе поглощения кластером молекул дейтерия-D или водорода-H последние диссоциируют. А образовавшиеся атомы D, H лишаются своих электронов, которые заполняют кластерные уровни. Таким образом, в объеме кластера, в виде “газа” присутствуют дейтроны d и протоны p . Они “свободно” перемещаются во всем пространстве кластера: проникают внутрь электронной оболочки атома основного элемента, подходят близко к его ядру и взаимодействуют с ним и с такими же дейтронами или протонами. Чем больше электронов может разместиться на кластерных уровнях, тем выше концентрация протонов или дейтронов на один атом основного элемента в кластере. Концентрация дейтронов или протонов может достигать 300% (три ядра d или p

на атом кластера) в широком диапазоне давлений при размерах кластера ~ 5 нм (50\AA) (рис. 1) [24]. Важно не допустить слипания кластеров, приводящего к ликвидации дополнительных электронных уровней. Это можно обеспечить, если добавить в кластерную пудру основного элемента изолирующий композит, например: кластерную пудру ZrO_2 .

Любопытно, что нанокластеры размером 6-7 нм образуются вблизи металлических поверхностей просто в результате нагрева образца до температуры 300-400°C [25]! Такие нанокластеры левитируют над металлической поверхностью! Если в объеме нанокластеров, образовавшихся любым способом, происходят реакции ХЯС, то в результате бомбардировки продуктами реакции поверхности металлов она локально разогревается, и на ней производятся как дополнительные локальные дефекты, так и новые нанокластеры. Появившиеся “горячие” дефекты и нанокластеры могут стать центрами образования твердых структур и синтеза “посторонних” химических элементов в низкоэнергетических ядерных реакциях трансмутации [17, 20, 26].

4. О ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ И КУЛОНОВСКОМ БАРЬЕРЕ

Так как все указанные $d + d$ реакции протекают при низкой энергии дейтронов, одной из главных проблем холодного ядерного синтеза

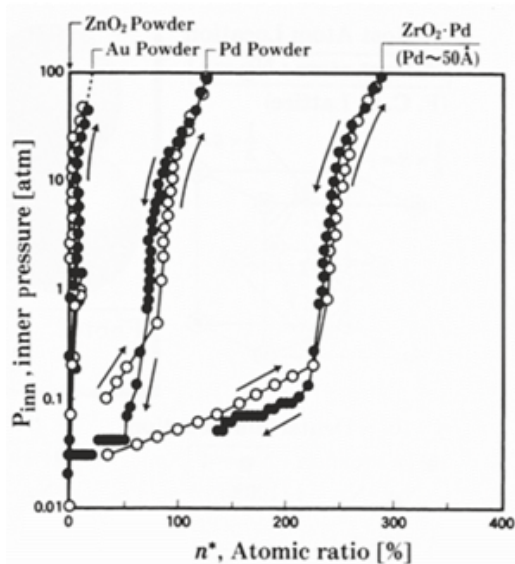


Рис. 1. Концентрация дейтронов/протонов на атом основного элемента (n^*) в широком диапазоне их давления для разных материалов с разным размером зерен [23].

является проблема преодоления кулоновского барьера дейтронами при их слиянии.

Реакция (3) идет с большей вероятностью, чем реакция (2), а реакция (2) идет с большей вероятностью, чем реакция (1): $W(3) > W(2) > W(1)$. В том же соотношении находятся энергии, выделяемые в результате этих реакций: $23.8 \text{ МэВ} > 4.03 \text{ МэВ} > 3.26 \text{ МэВ}$. Естественным решением проблемы преодоления кулоновского барьера и наблюдаемого соотношения в вероятностях реакций был бы факт существования в твердом теле потенциальной ямы достаточной глубины, чтобы в неё могли попасть и находиться в ней до своего слияния два дейтрона или два протона. Внутри такой потенциальной ямы протоны или дейтроны займут одинаковое энергетическое состояние, с минимальной потенциальной энергией.

Поскольку реакции (1) и (2) идут через составное ядро ${}^4\text{He}$, ($d + d \rightarrow {}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He} + n + 3.26 \text{ МэВ}$ и $d + d \rightarrow {}^4\text{He} \rightarrow t + p + 4.03 \text{ МэВ}$), то процесс ХЯС можно рассматривать, в первом приближении, как процесс своеобразного альфа-распада. Прежде всего, дейтроны должны попасть в потенциальную яму. Вероятность этого процесса пропорциональна вероятности одного дейтрона оказаться в потенциальной яме и пропорциональна количеству дейтронов, приходящихся на один атом основного элемента. Внутри потенциальной ямы два дейтрона сливаются, создавая α -частицу (${}^4\text{He}$). Далее сформированное ядро ${}^4\text{He}$ туннелирует через потенциальный барьер с распадом по каналам: (1) $\rightarrow {}^3\text{He} + n$, (2) $\rightarrow t + p$ или (6) $\rightarrow {}^4\text{He}$ (рис. 2). Как известно, вероятность туннелирования α -частицы через барьер пропорциональна

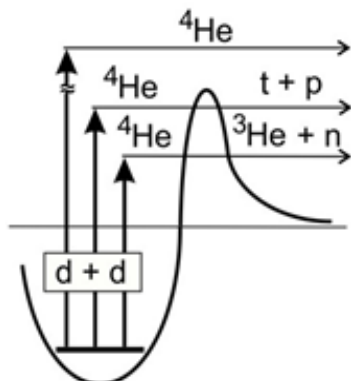


Рис. 2. Туннелирование ${}^4\text{He}$ через потенциальный барьер с последующим распадом по каналам: ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He} + n$, ${}^4\text{He} \rightarrow t + p$.

коэффициенту прозрачности D :

$$D = \exp \left[-\left(\frac{2}{\hbar} \right) \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m(U_b - E)} \right], \quad (7)$$

где m – масса α -частицы, U_b – высота барьера, E – кинетическая энергия α -частицы, которую приближенно можно считать равной энергии распада ${}^4\text{He}$. Поскольку энергия реакции $d + d \rightarrow t + p + 4.03 \text{ МэВ}$ больше на 0.77 МэВ , чем реакции $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n + 3.26 \text{ МэВ}$, то вероятность её осуществления тоже будет больше. Отношение вероятностей протекания указанных реакций может составлять несколько порядков. Например, изотоп теллура Te-106 распадается путем испускания α -частицы с энергией $E_\alpha = 4.16 \text{ МэВ}$ и периодом полураспада $T_{1/2} = 0.07 \text{ мс}$, а изотоп Te-108 испускает α -частицу с $E_\alpha = 3.32 \text{ МэВ}$ и с $T_{1/2} = 3.15 \text{ с}$ (время распада по α -каналу). Таким образом, отношение вероятностей α -распадов для двух изотопов теллура при разнице в энергии $\Delta E = 0.84 \text{ МэВ}$ составляет четыре с половиной порядка $3.15 \text{ с} / 0.07 \text{ мс} = 4.5 \cdot 10^4$.

Следовательно, если высота барьера U_b больше 3.26 МэВ , то реакция $d + d \rightarrow t + p + 4.03 \text{ МэВ}$ преобладает над реакцией $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n + 3.26$. А реакция $d + d \rightarrow {}^4\text{He} + X + 23.8 \text{ МэВ}$ становится доминирующей, во-первых, в силу огромного энерговыделения и, во-вторых, благодаря отсутствию дальнейшего распада составного ядра ${}^4\text{He}$ (рис. 2).

Однако кристаллическая решетка твердого тела не создает потенциальных ям такой глубины. Такая яма образуется в результате резонансного интерференционного обменного взаимодействия атомного ядра с дейтроном или протоном.

5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ С ЯДРОМ

Рухадзе А.А. и Грачев В.И. в статье: “LENR в России” [27], писали: “С первых шагов ядерной физики ее развитие складывалось в двух направлениях: высоко- и низкоэнергетическом. Резерфорд Э. (1871-1937) – “отец” ядерной физики, открывший в 1919 году искусственную “трансмутацию элементов” в реакции ядер с быстрыми альфа-частицами (${}^{14}_7\text{N} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + {}^1_1\text{H}$), воспринял новую “алхимию” как область высокоэнергетических процессов. А имевшиеся к тому времени

работы по ядерным превращениям стабильных изотопов в естественных условиях, и прежде всего получение американскими химиками Айрионом К. и Вэндтом Дж. (1922) [28, 29] гелия при альфа-распаде вольфрама, индуцированного электровзрывом, Резерфорд объявил ошибкой. После такого заявления Резерфорда Э. низкоэнергетическое направление сошло на “нет” и “холодная” трансмутация ядер на долгие годы стала “аженаукой”.

Однако низкоэнергетические процессы, естественно, не могли никуда исчезнуть, они просто “замаскировались” под высокоэнергетические процессы. Одним таким, всемирно известным процессом, заложившим базу для создания целой индустрии, является процесс резонансного поглощения атомным ядром теплового нейтрона.

Широко известны такие явления, как резонансный радиационный захват ядром нейтрона и деление ядра тепловым нейтроном. В результате радиационного захвата нейтрона в реакции выделяется энергия ~ 8 МэВ. При этом излучается несколько гамма квантов со средней энергией ~ 2 МэВ. В этих реакциях часто образуются радиоактивные изотопы, испытывающие β^- или β^+ -распад. В процессе деления тяжелых ядер тепловыми нейтронами испускаются мгновенные гамма кванты, нейтроны и образуются два радиоактивных ядра-осколка. Энергия, выделяющаяся в процессе деления ядра, например: $^{235}\text{U} + n$, составляет ~ 200 МэВ, а сечение его деления тепловым нейтроном равно 586 барн.

Оба эти процесса с тепловыми нейтронами являются высокоэнергетическими по выходному каналу. Наверное, поэтому в научной LENR-литературе не встречается сравнение реакций холодного ядерного синтеза с реакциями радиационного захвата теплового нейтрона и, тем более, с делением ядер. Однако, идеология, связанная с экранированием протона электроном: “превращением” протона в нейтрон, присутствует в теоретических моделях ХЯС [30, 31].

По входному каналу обе реакции с тепловыми нейтронами являются низкоэнергетическими. А деление ядра тепловым нейтроном впору назвать “холодным” ядерным делением. Действительно,

все три процесса и радиационный захват нейтронов, и “холодное” ядерное деление, и холодный ядерный синтез являются низкоэнергетическими по входному каналу, но высокоэнергетическими по выходному каналу. Отличие заключается только в том, что в первых двух случаях во входном канале участвует тепловой нейтрон, а в третьем случае участвует или тепловой протон, или тепловой дейтрон.

Процесс радиационного захвата медленного нейтрона с образованием составного ядра носит ярко выраженный резонансный характер, когда энергия нейтрона близка к одному из значений, соответствующих квазистационарному состоянию составной системы: нейтрон плюс ядро мишень [32]. Энергетический уровень нейтронного резонансного R-состояния характеризуется энергетической шириной Γ , которая обратно пропорциональна времени его жизни $\tau = \hbar/\Gamma$. Ширины уровней составных ядер при энергиях возбуждения, близких к энергии связи нейтрона, обычно малы по сравнению с расстояниями между ними. Полная ширина уровня Γ складывается из двух частей: радиационной ширины Γ_γ и нейтронной ширины Γ_n . Радиационная ширина, соответствующая захвату медленного нейтрона, имеет значение $\Gamma_\gamma \sim 0.1$ эВ. Нейтронная ширина Γ_n при малых энергиях нейтронов пропорциональна его скорости и может быть значительно меньше радиационной ширины. Таким образом, полная ширина уровней ядер $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n$ при энергиях возбуждения, близких к энергии связи нейтрона, имеет порядок $\Gamma \sim 0.1$ эВ. Расстояния между уровнями, как показывают многочисленные экспериментальные данные, имеют значения ~ 10 эВ.

Для характеристики радиационного захвата обычно используют зависимость сечения поглощения нейтрона от его энергии $\sigma(E)$. Эффективное сечение захвата медленного нейтрона при наличии одного резонансного уровня, которому соответствует резонансное значение энергии E_0 и ширины Γ_γ, Γ_n , описывается формулой Брейта-Вигнера:

$$\sigma = g\pi\lambda_0\lambda \frac{\Gamma_n\Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2},$$

где $g = \frac{2j+1}{2(2i+1)}$, i – спин ядра, $j = i \pm 1/2$ – момент составного ядра, λ_0 – длина волны нейтрона, в соответствии с энергией E_0 , λ – длина волны нейтрона $\lambda = \hbar/m_n v$, m_n , v – масса и скорость нейтрона. Пиковое значение сечения захвата при энергии нейтрона $E = E_0$ равно

$$\sigma_0(E_0) = \lambda_0^2 \left[g\pi \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{\Gamma^2} \right].$$

Эксперименты по резонансному захвату тепловых нейтронов показывают, что при энергиях, слегка превышающих энергию связи нейтрона, количество R-уровней значительно, а расстояния между ними становятся гораздо меньше 1 эВ. Как известно, у большинства изотопов в области тепловых энергий нейтронов обнаруживаются заметные сечения их захвата. Имеются изотопы, у которых сечения составляют десятки-сотни тысяч барн. Если эти сечения σ_T привести к радиусам потенциального взаимодействия $R_T (\sigma_T = 4\pi R_T^2)$, то оказывается, что радиусы R_T также в тысячи-сотни тысяч раз превосходят радиусы ядер $R_{яд}$ изотопов (Таблица). Такие увеличенные значения сечений связаны с большим количеством близко расположенных, резонансных R-уровней и объясняются резонансным интерференционным обменным взаимодействием (РИО-взаимодействие).

6. РИО–ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

В этой статье утверждается, что обменное взаимодействие осуществляется как между тождественными частицами, так и между частицей и резонансным с ним R-состоянием.

Нейтроны, попавшие в любую среду и взаимодействующие с ее ядрами, в конце концов, термализуются, приобретают температуру этой среды. При комнатной температуре $T =$

Таблица

Параметры захвата тепловых нейтронов, $\lambda \approx 2 \cdot 10^5$ фм.

Изотоп	σ_T , барн	$R_{яд}$, фм	R_T , фм
${}^6\text{Li}$	940	2.4	$1.2 \cdot 10^4$
${}^{10}\text{B}$	3840	2.8	$2.5 \cdot 10^4$
${}^{64}\text{Ni}$	1.49	5.2	340
${}^{113}\text{Cd}$	$2.06 \cdot 10^4$	6.3	$4.1 \cdot 10^4$
${}^{135}\text{Xe}$	$2.65 \cdot 10^6$	6.7	$4.6 \cdot 10^5$
${}^{157}\text{Gd}$	$2.54 \cdot 10^6$	7.0	$1.4 \cdot 10^5$
${}^{235}\text{U}$	586	9.3	$6.8 \cdot 10^3$

300К средняя энергия нейтронов составляет $E = 0.025$ эВ, а длина волны де Бройля нейтрона $\lambda_n = \hbar/mv \approx 2 \cdot 10^5$ фм. Поскольку нейтроны не имеют заряда, то они свободно перемещаются в среде, представляя собой нейтронный “газ”. Если у составного ядра имеется резонансное с нейтроном состояние, то он начинает резонансно взаимодействовать с этим R-состоянием.

Имеющееся у ядра R-состояние является некоторым аналогом нейтрона, его “образом”. Этот “образ” “тождественен” нейтрону. “Образ” становится реальным, когда нейтрон на своей длине волны возбуждает R-состояние (рис. 3). Таким образом, нейтрон находится одновременно в двух состояниях: в собственном состоянии $\psi_n(n)$ и частично в R-состоянии $\psi_R(n)$. Соответственно, R-состояние также находится в двух состояниях: в собственном $\psi_R(R)$ и частично в нейтронном состоянии $\psi_n(R)$. Появившаяся волновая функция R-состояния перекрывается и интерферирует с волновой функцией нейтрона. Таким образом, порождается резонансное интерференционное обменное взаимодействие.

Как известно, в квантовой физике между тождественными частицами существует обменное взаимодействие, которое характеризуется обменной энергией [33]. Чем больше волновые функции тождественных частиц перекрываются, тем больше значение обменной энергии. Обменное взаимодействие между тождественными частицами может иметь разный характер: иметь либо потенциал притяжения, либо потенциал отталкивания. Поскольку

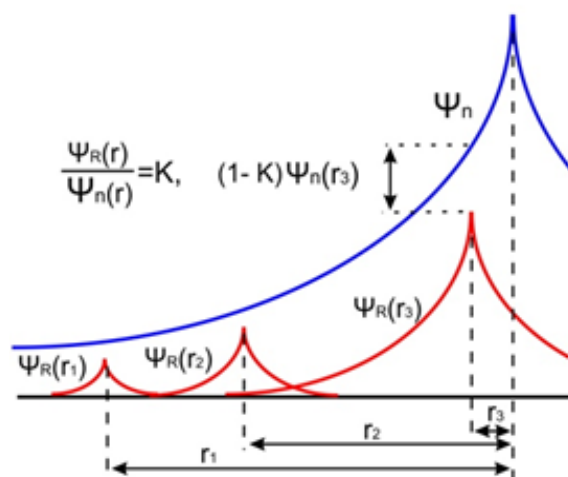


Рис. 3. Волновая функция R-состояния $\psi_R(R)$ в зависимости от расстояния до нейтрона.

энергия обменного взаимодействия представляет собой дополнительный вклад в полную энергию общей системы, то этот вклад может быть как отрицательным, так и положительным. Так в атоме парагелия, у которого спины электронов антипараллельны, этот вклад положителен – электроны отталкиваются друг от друга, а в атоме ортогелия с параллельными спинами электронов этот вклад отрицателен – электроны притягиваются друг к другу. При взаимодействии двух атомов водорода, наоборот, атомы водорода с параллельными спинами электронов отталкиваются, а с антипараллельными притягиваются. Такое различие объясняется тем, что в атоме гелия обменный интеграл двух электронов имеет положительное значение, а у двух атомов водорода обменный интеграл их электронов имеет отрицательное значение. Последнее связано с кулоновским взаимодействием электронов не только между собой, но и с протонами соседних атомов водорода [34].

Обменная энергия электронов обусловлена их электромагнитным взаимодействием. Но нейтрон является нейтральной частицей. Однако обменная энергия представляет собой дополнительный вклад в полную энергию системы одновременно для всех фундаментальных взаимодействий, а не только для электромагнитного взаимодействия. Первая поправка к энергии системы $\Delta E^{(1)}$ вычисляется в теории возмущения с помощью уравнения (8). В возмущающем потенциале взаимодействующих частиц, в том числе, тождественных частиц или других “тождественных объектов”, всегда и одновременно стоят все фундаментальные взаимодействия: сильное F, электромагнитное EM, слабое W и гравитационное G.

$$\Delta E^{(1)} = \frac{\int \psi^*(A, B)[F, EM, W, G]\psi(A, B)dV_A dV_B}{\int \psi^*(A, B)\psi(A, B)dV_A dV_B} \quad (8)$$

где $\psi(A, B) = [\psi_A^V \psi_B^V] \{S_A S_B\}$ – полная волновая функция двух резонансно взаимодействующих, “тождественных объектов” A и B, состоящая из пространственной $[\psi_A^V \psi_B^V]$ и спиновой $\{S_A S_B\}$ частей. $dV_A = dx_A dy_A dz_A$, $dV_B = dx_B dy_B dz_B$ – элементарный пространственный объем для объектов A и B. Интеграл в знаменателе нормировочный.

Пространственная область обменного взаимодействия для всех фундаментальных потенциалов определяется длинами волновых функций любых резонансно взаимодействующих “тождественных объектов” A и B, поскольку тогда они находятся одновременно в двух состояниях: собственном $\psi_a(A)$, $\psi_b(B)$, и тождественном $\psi_b(A)$, $\psi_a(B)$. Собственная часть $\psi_a(A)$ в своем месте a взаимодействует с тождественной $\psi_a(B)$, а собственная $\psi_b(B)$ в своем месте b взаимодействует с $\psi_b(A)$. Таким образом, благодаря резонансному интерференционному обменному взаимодействию, короткодействующее сильное и локальное слабое взаимодействия становятся “дальнодействующими”.

Для взаимодействующих нейтрона и R-состояния их полная волновая функция $\psi(n, R) = [\psi_n^V \psi_R^V] \{S_n S_R\}$, а потенциалом, вносящим основной вклад в обменную энергию, является сильное взаимодействие F:

$$\Delta E_{nR}^{(1)} = \frac{\int \psi^*(n, R)[F]\psi(n, R)dV_n dV_R}{\int \psi^*(n, R)\psi(n, R)dV_n dV_R}. \quad (9)$$

Поскольку полная волновая функция двух фермионов должна быть антисимметричной функцией, то либо пространственная волновая функция $[\psi_n^V \psi_R^V]$ должна быть антисимметричной, а спиновая $\{S_n S_R\}$ симметричной (10a, b, c), либо наоборот (10d). Таким образом, для нейтрона и R-состояния приемлемыми являются следующие комбинации:

$$[\psi_n(n)\psi_R(R) - \psi_n(R)\psi_R(n)][\{S^+(n)S^+(R)\}], \quad (10a)$$

$$[\psi_n(n)\psi_R(R) - \psi_n(R)\psi_R(n)][\{S^-(n)S^-(R)\}], \quad (10b)$$

$$[\psi_n(n)\psi_R(R) - \psi_n(R)\psi_R(n)] \times \{S^+(n)S^-(R) + S^-(n)S^+(R)\}, \quad (10c)$$

$$[\psi_n(n)\psi_R(R) + \psi_n(R)\psi_R(n)] \times \{S^+(n)S^-(R) - S^-(n)S^+(R)\}. \quad (10d)$$

Энергия сильного возмущения F зависит от спиновых переменных. Однако, предположим, что возмущение F не изменяет ориентацию спина нейтрона и R-состояние. Поэтому при усреднении спиновых волновых функций в числителе и знаменателе (9) появляются одинаковые множители, которые сокращаются. В итоге $\psi(n, R)$ соответствует частям волновых

функций (10), зависящих только от координат $\psi(n, R) = [\psi_n^V \psi_R^V]$. Тогда:

$$\begin{aligned} [\psi_n^V \psi_R^V]^* [\psi_n^V \psi_R^V] &= \psi_n^*(n) \psi_R^*(R) \psi_n(n) \psi_R(R) + \\ &+ \psi_n^*(R) \psi_R^*(n) \psi_n(R) \psi_R(n) \pm \\ &\pm [\psi_n^*(n) \psi_R^*(R) \psi_n(R) \psi_R(n) + \\ &+ \psi_n^*(R) \psi_R^*(n) \psi_n(n) \psi_R(R)]. \end{aligned} \quad (11)$$

Интеграл от функции, стоящей в квадратной скобке, – это обменный интеграл. Знак плюс перед квадратной скобкой в равенстве (11) отвечает симметричной координатной волновой функции (10d), знак минус – антисимметричной в (10a,b,c).

Интегралы от первых двух членов (11) характеризуют сильное взаимодействие F на расстоянии, превышающем его действие между нейтроном и R-состоянием, а также между частью нейтрона в R-состоянии и частью R-состояния в нейтроне. Поэтому эти интегралы равны нулю.

$$\begin{aligned} \int |\psi_n(n)|^2 F |\psi_R(R)|^2 dV_n dV_R &= 0, \\ \int |\psi_n(R)|^2 F |\psi_R(n)|^2 dV_n dV_R &= 0. \end{aligned}$$

Таким образом, можно считать, что в числителе (9) для сильного взаимодействия:

$$\begin{aligned} [\psi_n^V \psi_R^V]^* [\psi_n^V \psi_R^V] &= \\ &= \pm [\psi_n^*(n) \psi_R^*(R) \psi_n(R) \psi_R(n) + \\ &+ \psi_n^*(R) \psi_R^*(n) \psi_n(n) \psi_R(R)]. \end{aligned} \quad (12)$$

Потенциал F имеет отрицательное значение. Обменный интеграл в этом случае также имеет отрицательное значение. Поэтому, нейтрон (спин $s = 1/2$) и ядро с R-состоянием притягиваются друг к другу тогда, когда их пространственная волновая функция симметрична (плюс перед квадратной скобкой в (12)), а их спины антипараллельны.

Интенсивность возбужденного нейтроном R-состояния, а, следовательно, амплитуда его волновой функции $\psi_R(r)$, определяется амплитудой волновой функции нейтрона $\psi_n(r)$ на расстоянии r до ядра (рис. 3) и пропорциональна некоторому коэффициенту K: $\psi_R(r) = K \psi_n(r)$ или $\psi_R(R) = K \psi_n(n)$. По мере приближения нейтрона к ядру интенсивность R-состояния будет увеличиваться. Будет возрастать перекрытие волновых функций нейтрона и R-состояния $\psi_n(r) \psi_R(r) = K |\psi_n(r)|^2$. Видно,

что перекрытие возрастает пропорционально нейтронной плотности $|\psi_n(r)|^2$ на расстоянии r до ядра.

Значение коэффициента K зависит от сродства R-состояния с нейтроном. Это сродство определяется, кроме совпадения их энергии, совпадением их спинов, четностей. Значение коэффициента K зависит также от силы осциллятора R-состояния. Таким образом, коэффициент K зависит от свойств конкретного изотопа, с которым взаимодействует нейтрон. Для двух нейтронов и двух протонов, находящихся в одинаковых состояниях, коэффициент K можно положить равным единице $K = 1$. Из-за зарядовой независимости сильного взаимодействия $K = 1$ для пары нейтрон-протон и для дейтрона. Для взаимодействующих нейтрона и R-состояния коэффициент K для большинства изотопов в основном будет меньше единицы $K < 1$. Он может быть больше единицы $K > 1$, в случае, когда R-состояние будет иметь коллективную природу.

Волновая функция R-состояния $\psi_R(r) \equiv \psi_R(R)$ будет присутствовать в состоянии нейтрона $\psi_n(R)$ с тем же коэффициентом K: $\psi_n(R) = K \psi_R(R) = K^2 \psi_n(n)$, $\psi_R(R) \equiv \psi_R(n)$. Перекрытие их волновых функций $\psi_n(R) \psi_R(R) \equiv \psi_n(R) \psi_R(n) = K^3 |\psi_n(n)|^2 \equiv K^3 |\psi_n(r)|^2$, и оно также возрастает пропорционально нейтронной плотности $|\psi_n(r)|^2$ на расстоянии r до ядра. Следовательно, интеграл от (12) и энергия обменного взаимодействия $\Delta E^{(1)}(r)$ (9) запишутся:

$$\Delta E_{nR}^{(1)} \sim 2 \int K |\psi_n(r)|^2 F |\psi_n(r)|^2 K^3 d^2 V_n \quad (13)$$

Так как сильное взаимодействие является короткодействующим, то интеграл (13) имеет значение только в объеме, соизмеримым с объемом ядра $V_{\mathcal{A}}$, диаметр которого равен $\mathcal{O}A$. Поэтому величину действия F при обменном взаимодействии нейтрона с R-состоянием на всем промежутке L – от места начала этого взаимодействия до ядра, будем считать постоянной: $F_R = \text{const}$. Т.е. F_R не зависит напрямую от расстояния r между нейтроном и ядром. Промежуток L соотносится с длиной волны нейтрона, как $L \sim K^4 \lambda_n$.

Так как $\psi_n(r) \gg \mathcal{O}A$, то $\psi_n(r) = \text{const}$ в объеме равном $V_{\mathcal{A}}$. Следовательно, из (13)

энергия обменного взаимодействия $\Delta E^{(1)}(r)$ пропорциональна квадрату нейтронной плотности $|\psi_n(r)|^2$ в области ядра, когда нейтрон находится на расстоянии r до него.

$$\Delta E_{nR}^{(A)}(r) \sim 2K^4 \int_{V_A} |\psi_n(r)|^2 F_R |\psi_n(r)|^2 d^2V_n,$$

$$\Delta E_{nR}^{(A)}(r) \sim 2F_R K^4 |\psi_n(r)|^4 \int_{V_A} d^2V_n. \quad (14).$$

Интеграл в (14) – это квадрат объема ядра. Он пропорционален массовому числу ядра в квадрате $\sim \rho M^2$. Введем обозначение U , которое включает в себя $2F_R$, ρ и нормировочный интеграл (9).

$$\Delta E_{nR}^{(A)}(r) = UK^4 M^2 |\psi_n(r)|^4.$$

Оценим величину U , которая характеризует потенциал сильного взаимодействия. В теории дейтрона при радиусе ядерной потенциальной ямы 1.45-1.7 фм ее глубина составляет 50-35 МэВ. Эта величина характеризует потенциал сильного взаимодействия нейтрона с протоном. В дейтроне плотность нейтрона $|\psi_n(r)|^2 = 1$, коэффициент $K = 1$, а $M^2 = 4$. Тогда $U = 9-12$ МэВ.

Привзаимодействии нейтрона с R-состоянием его волновая функция трансформируется из плоской волны в волновую функцию связанного состояния. Орбитальный момент взаимодействующего с ядром теплового нейтрона $\ell = 0$. Поэтому представим волновую функцию нейтрона $\psi_n(r)$ в виде радиальной части S-волновой функции электрона, находящегося на орбитали с радиусом a_0 , который вращается вокруг ядра с квантовыми числами $n = 1$ и $\ell = 0$. Распределение плотности такого электрона в радиальном направлении характеризуется функцией $P(r) = C[r^2 \exp(-2r/a_0)]$, где C – нормировочная константа, a_0 – радиус электронной орбитали [34]. На рис. 4, в относительных единицах, красной линией представлены значения функции $P(r)$ от ядра до a_0 (500 фм); зеленая линия приводит нейтронную плотность, когда он находится на расстоянии r до ядра: $|\psi_n(r)|^2 = P(a_0 - r)$ и синяя линия дает потенциал обменного взаимодействия $\Delta E_{nR}^{(1)}(r) = -[P(a_0 - r)]^2$ (значения $a_0 = 500$ фм и $UK^4M^2 = -2$ МэВ выбраны произвольно).

Таким образом, при взаимодействии нейтрона с R-состоянием на расстоянии $L \sim K^4 \lambda_n$ до ядра образует потенциальный

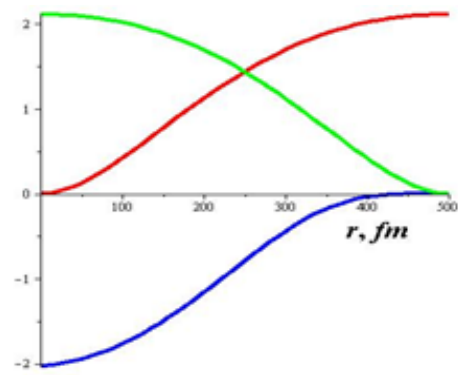


Рис. 4. Красная линия – радиальная плотность орбитального электрона; зеленая – плотность нейтрона, находящегося на расстоянии r до ядра; синяя – РИО-потенциал.

прямоугольником, глубина которого равна UK^4M^2 (рис. 5). Расстояние L можно также соотнести с радиусом потенциального взаимодействия R_T (Табл.). На рис. 5, красной линией представлен ядерный потенциал никеля, для примера ^{64}Ni с $R_T = 340$ фм (Табл.), синей линией – потенциал РИО-взаимодействия и зеленой линией – суммарный потенциал (значение $UK^4M^2 = -2$ МэВ выбрано произвольно).

Попав в потенциальный прямоугольник, нейтрон оказывается в области, находящейся ниже энергии связи нейтрона, где плотность нейтронных энергетических уровней значительна, и, следовательно, резонансное взаимодействие с ними нейтрона также велико. Таким образом, нейтрон “скатывается”, как с горки, по потенциальному прямоугольнику в потенциальную яму ядра. Следовательно, благодаря резонансному интерференционному обменному взаимодействию, нейтрон захватывается ядром на расстоянии $L \approx R_T$.

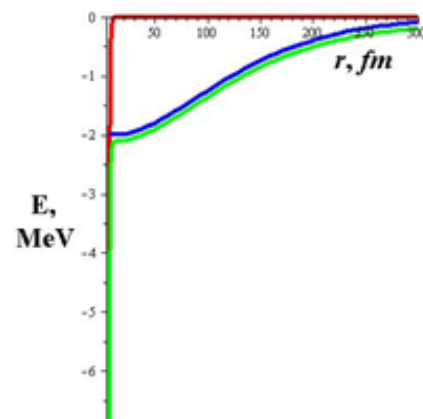


Рис. 5. Красная линия – ядерный потенциал Ni; синяя – РИО-потенциал Ni - n; зеленая – суммарный потенциал Ni + n.

7. РИО–ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРОТОНОВ И ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

В отличие от нейтрона протон и дейтрон имеют электрический заряд, который препятствует их сближению с ядром. На пути к ядру у протона и у дейтрона возникает кулоновский барьер. Если для резонансного захвата нейтрона необходимо, чтобы у соответствующего составного ядра существовали резонансные R-состояния, то для протона и, по-видимому, для дейтрона за кулоновским барьером составного ядра имеется большое количество резонансных уровней, вплоть до высоты кулоновского барьера (рис. 6). Протон, попав в резонанс с одним из таких R-уровней, начинает с ним РИО-взаимодействовать. Примечательно, что энергия протона может быть от тепловой до энергии равной высоте кулоновского барьера. Поэтому, теряя энергию при приближении к ядру, протон, тем самым, сканирует энергетические уровни ядра за кулоновским барьером, до момента пока не попадет в резонанс с подходящим R-уровнем (рис. 6). Возникающая за счет обменного взаимодействия сила притяжения протона к ядру увеличивает энергию протона, выводя его из резонанса. Появившееся кулоновское торможение снова возвращает протон в резонанс с R-уровнем. Таким образом, энергия протона, попавшего в резонанс с подходящим R-уровнем, остается постоянной.

Для взаимодействующих протона и R-состояния их полная волновая функция равна $\psi(p, R) = [\psi_p^V \psi_R^V] \{\psi_p^S \psi_R^S\}$. Так же, как нейтрон, протон (спин $s = 1/2$) и ядро с R-состоянием притягиваются друг к другу, когда их спины антипараллельны, а их пространственная волновая функция симметрична.

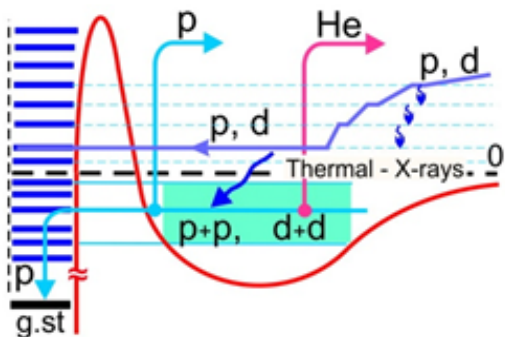


Рис. 6. Уровни составного ядра $N + p(d)$ за кулоновским барьером и взаимодействие с ними протона или дейтрона.

Поскольку протон и дейтрон имеют электрический заряд равный единице +1, то в возмущающий потенциал войдут как сильное F , так и электромагнитное, а именно: кулоновское $EM = k \cdot q^2 / r_{pN}$, взаимодействия:

$$\Delta E_{pR}^{(1)} = \frac{\int \psi^*(p, R) [F, EM] \psi(p, R) dV_p dV_R}{\int \psi^*(p, R) \psi(p, R) dV_p dV_R}$$

А поскольку сильное взаимодействие зарядовнезависимо, то

$$\Delta E_{pR}^{(1)} = \Delta E_F^{(1)} + \Delta E_{EM}^{(1)} = \frac{\int \psi^*(p, R) [F] \psi(p, R) dV_p dV_R}{\int \psi^*(p, R) \psi(p, R) dV_p dV_R} + \frac{\int \psi^*(p, R) [kq^2 / r_{pN}] \psi(p, R) dV_p dV_R}{\int \psi^*(p, R) \psi(p, R) dV_p dV_R} \approx \Delta E_F^{(1)},$$

где $k = (1/4)\pi\epsilon_0 = 8.99 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{Кл}^2$ ($\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ – электрическая постоянная), r_{pN} – расстояние между протоном и ядром, $q = 1.6022 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ – заряд протона. Отметим, что потенциалы сильного и электромагнитного взаимодействия имеют противоположные знаки.

Оценим энергетический вклад кулоновского взаимодействия в обменную энергию. Основное состояние атома парагелия $2E_a + C + A, 1^1S_0$ имеет энергию 79.0 эВ. “A” – это обменная энергия. “C” – это энергия обычного кулоновского отталкивания электронов. $2E_a$ – энергия электронов без учета их взаимодействия, $2E_a = 2 \cdot 54.4 = 108.8 \text{ эВ}$ – удвоенная энергия ионизации иона гелия He^+ . Электроны в 1^1S_0 находятся в одинаковом состоянии и для них “A” = “C” = 15 эВ [34]. Диаметр парагелия равен $D_{\text{He}} = 62000 \text{ фм}$. Как будет видно ниже, благодаря РИО-взаимодействию, протон (дейтрон) создают с ядром мишенью связанную, ядерную молекулу (рис. 6). Оценки показали, что для разных зарядов ядер, радиус орбитали протона в ядерной молекуле (рис. 7) находится в диапазоне $R_p = 50\text{-}150 \text{ фм}$ при $UK^4M^2 \sim -2 \text{ МэВ}$. Ясно, что положение дна и глубина потенциальной ямы зависят от значения UK^4M^2 . Отношение D_{He}/R_p составляет три порядка, соответственно, отношение в энергиях будет иметь то же значение. Таким образом, энергетическим вкладом обменного кулоновского взаимодействия $\Delta E_{EM}^{(1)} \sim 15 \text{ кэВ}$ в общую обменную энергию, по сравнению с сильным взаимодействием $UK^4M^2 \sim -2 \text{ МэВ}$, можно пренебречь. Можно пренебречь

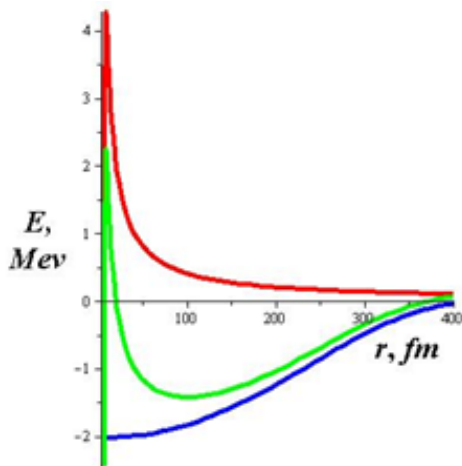


Рис. 7. Красная линия — ядерный плюс кулоновский потенциалы $Ni + p$; синяя — РИО-потенциал $Ni - p$; зеленая — суммарный потенциал $Ni + p$.

также энергетическими вкладами от слабого W и гравитационного G взаимодействий. Но надо помнить, что они всегда присутствуют в возмущающем потенциале обменного взаимодействия.

Произведем для протона или дейтрона с волновой функции $\psi_p(r)$ те же процедуры, что и для нейтрона, относительно энергии его обменного взаимодействия с R -состоянием. Тогда $\Delta E_{pR}^{(A)} = UK^4 M^2 |\psi_p(r)|^4$. В итоге на кулоновском барьере образуется “обменная” потенциальная яма (рис. 7). Следует подчеркнуть, что появившаяся ядерная молекула образуется в результате сильного взаимодействия между протоном и ядром, а не за счет электромагнитного, коллективного отклика внутренних атомных электронов, экранирующих заряд медленного протона [35]. На рис. 7, красной линией представлен ядерный потенциал никеля Ni плюс кулоновский потенциал $Ni + p$, синей линией изображен РИО-потенциал (значения 400 фм и $UK^4 M^2 = -2$ МэВ выбраны произвольно) и зеленой линией показан суммарный потенциал.

Такая картина напоминает двугорбый барьер, имеющийся у спонтанно делящихся изомеров (СДИ) в области ядер трансурановых химических элементов с зарядом ядра 92 до 97 [36]. Состояния спонтанно делящихся изомеров характеризуются высокой степенью деформации. Поэтому иногда СДИ называют изомерами формы. Природа СДИ связана с ядерными оболочечными поправками, дающими свой энергетический вклад, при расчетах потенциального барьера деления для

тяжелых ядер, выполняемых в рамках капельной модели. Энергия возбуждения изомеров формы составляет от 2 до 4 МэВ, а периоды полураспада варьируются от наносекунд до миллисекунд.

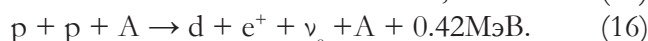
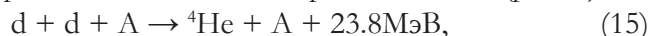
В отличие от СДИ, потенциальная яма которых находится выше нулевой линии потенциальной энергии, обменная потенциальная яма расположена ниже нулевой линии. Поэтому протон или дейтрон, попав в нее, останутся в ней и создают с ядром мишени ядерную молекулу. Для образования ядерной молекулы нужно еще одно важное условие: необходимо, чтобы у ядра с внутренней стороны его кулоновского барьера имелись резонансные R -состояния с протоном (дейтроном), находящимся в яме с внешней стороны барьера (рис. 6). Это условие выполняется в случае, когда ширина уровня протона или дейтрона в обменной потенциальной яме больше, чем расстояние между резонансными R -уровнями с внутренней стороны барьера. Это реализуется, когда обменная потенциальная яма широкая и неглубокая. Тепловой протон или дейтрон, так же, как тепловой нейтрон, захватываются ядром в эту яму на расстоянии L . При захвате нейтрона или протона, дейтрона происходят их переходы между уровнями в потенциальном приемке или в потенциальной яме ядерной молекулы с электромагнитным излучением в диапазоне от тепловых волн до рентгеновских квантов. В этом же диапазоне будут излучать протоны, дейтроны при своем торможении в поле ядра (рис. 6) [37-40, 43].

Таким образом, резонансное интерференционное обменное взаимодействие между протоном или дейтроном и R -состоянием создает на кулоновском барьере ядра A обменную потенциальную яму. В результате образуется ядерная молекула: $A + p$ или $A + d$. Время жизни такой молекулы определяется прозрачностью кулоновского барьера (7). Очевидно, что электронные уровни в ядерной молекуле ${}_Z A + p$ сдвинуты относительно электронных уровней в атоме ${}_{Z+1} B$, где Z — заряд ядра.

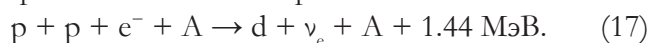
При большой концентрации протонов (дейтронов) на одно ядро основного элемента в обменную яму может попасть второй протон или второй дейтрон: $A + p + p$ или $A + d + d$. Протоны-фермионы в яме, в основном состоянии

будут иметь антипараллельные спины, дейтроны-бозоны могут иметь разнонаправленные спины, поскольку дейтронные уровни – это близкорасположенные триплетные состояния ($S_d = 1, m_s = +1, 0, -1$).

В итоге открывается возможность, для реакций холодного ядерного синтеза (рис. 6):

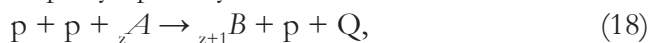


Реакция (16) с вылетом позитрона может быть сильно заторможена из-за необходимости выполнения закона сохранения момента импульса. Сильная заторможенность реакции (16) открывает возможность реакции с захватом орбитального К-электрона:



Ясно, что при прочих равных условиях регистрация выделяемой энергии и обнаружение дейтронов при протекании данной реакции затруднительны, по сравнению с реакциями (15 и 16) ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma + 1.022\text{ МэВ}$). Возможно, поэтому реакцию (17) не могут зарегистрировать в экспериментах.

Из рис. 7 видно, что для протона или дейтрона, находящегося в обменной яме, прозрачность кулоновского барьера увеличилась (7), поскольку уменьшились высота и ширина барьера. Кроме того, проникаемость барьера должна дополнительно возрасти из-за имеющихся резонансных уровней с внутренней стороны кулоновского барьера [41]. Вспомним, что вероятность поглощения ядром нейтрона, кроме всего прочего, зависит от вероятности гамма-переходов ($\sim 8\text{ МэВ}$), когда нейтрон “спускается” с верхнего уровня, на котором он был захвачен, в основное состояние. Вероятности гамма-переходов сильно подавлены, поскольку осуществляются за счет электромагнитного, а не сильного взаимодействия. В случае, когда в обменной яме находятся два протона (дейтрона), появляется вероятность туннелирования одного из протонов сквозь кулоновский барьер прямо в основное состояние составного ядра без гамма-переходов (рис. 6). Это реакция становится возможной благодаря сильному взаимодействию протонов с ядром и передачи импульса реакции второму протону:



где Q – энергия, выделяющаяся в реакции. При

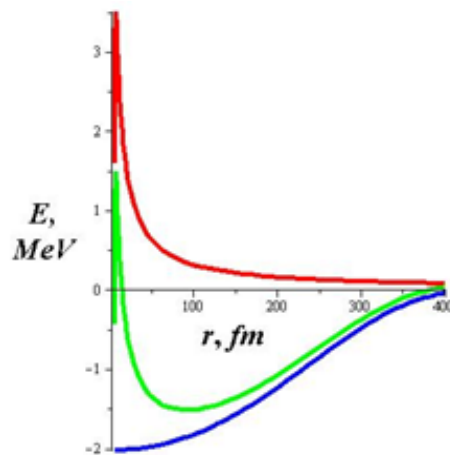
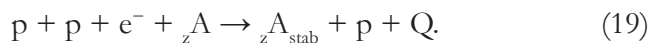


Рис. 8. Красная линия – ядерный плюс кулоновский потенциалы $Ti + p$; синяя – РИО-потенциал $Ti - p$; зеленая – суммарный потенциал $Ti + p$.

таком переходе в основное состояние, ядро ${}_{z+1}B$ может оказаться бета β^+ -радиоактивным. Поскольку в возмущающий потенциал обменного взаимодействия входит слабое взаимодействие W , то реакция может идти с захватом орбитального К-электрона. Тогда в результате реакции получается стабильный изотоп.



Именно такими реакциями (18, 19), можно объяснить появление в реакции $Ni + p$ стабильных изотопов меди с измененным изотопным отношением у никеля [19, 20].

Очевидно, что при сохранении коэффициентов UK^4M^2 с уменьшением заряда ядра прозрачность барьера также возрастает. На рис. 8 представлено образование обменной потенциальной ямы для титана Ti , а на рис. 9 для лития Li при коэффициентах $UK^4M^2 = -2\text{ МэВ}$

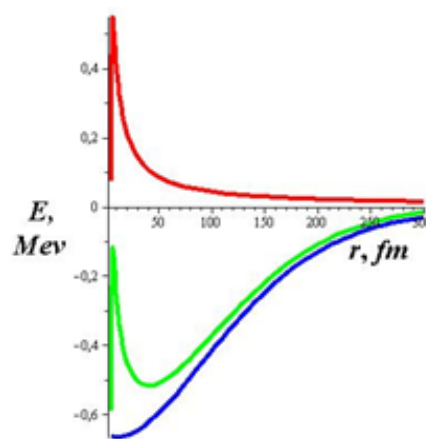
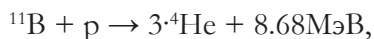
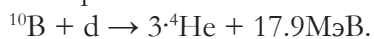
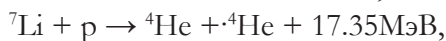


Рис. 9. Красная линия – ядерный плюс кулоновский потенциалы $Li + p$; синяя – РИО-потенциал $Li - p$; зеленая – суммарный потенциал $Li + p$.

и $UK^4M^2 = -0.7$ МэВ, соответственно. На рис. 8, 9: красная линия – это ядерный потенциал плюс кулоновский потенциал $Ti + p$ и $Li + p$, синяя линия – потенциал РИО-взаимодействия (значения 400 фм и 300 фм и UK^4M^2 выбраны произвольно) и зеленая линия – это суммарный потенциал.

Удивительно, но для лития резонансный протон поглощается ядром без кулоновского барьера, как резонансный нейтрон, в случае, если коэффициент $|UK^4M^2|$ больше высоты кулоновского барьера $|UK^4M^2| > 0.5$ МэВ (рис. 9). Для лития и бора (${}_5B$) обменные барьерные или безбарьерные переходы тем более вероятны, поскольку они могут происходить и с одним протоном или одним дейтроном, т.к. составное ядро распадается на фрагменты [20, 42]. В этих реакциях не нужен энергетический посредник “Y”. Высота кулоновского барьера бора равна 0.9 МэВ. Сечение захвата теплового нейтрона $\sigma_T({}^6Li) = 940$ барн, $\sigma_T({}^{10}B) = 3840$ барн (Табл.).



Однако, как для нейтронов, так для протонов и дейтронов, по-видимому, имеется ограниченное количество изотопов, которые обладают существенным потенциалом РИО-взаимодействия с большим коэффициентом UK^4M^2 , и которые способны формировать с протонами и дейтронами глубокую обменную ядерную яму. Вероятно, у большинства изотопов коэффициент K небольшой $K < 1$ и $K \ll 1$. Поэтому у некоторых из них в результате РИО-взаимодействия формируется

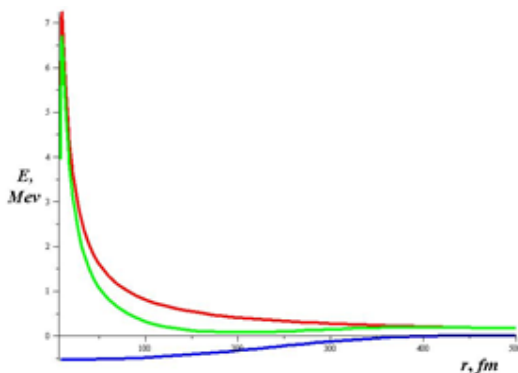


Рис. 10. Формирование потенциальной “лужи”. Красная линия – ядерный плюс кулоновский потенциалы ${}_6\text{Li}$; синяя – РИО-потенциал; зеленая – суммарный потенциал.

не глубокая потенциальная яма, а мелкая потенциальная “лужа” (рис. 10). Дно такой “лужи” и соответствующие уровни протонов (дейтронов) в ней могут быть выше нулевой линии потенциальной энергии. Время жизни такой ядерной молекулы, время пребывания протонов и дейтронов в такой “луже” должно быть ограничено. И если внешние условия изменятся и не позволят вновь воспроизводить неустойчивые ядерные молекулы, то через некоторое время они исчезнут [43].

Так как в дейтроне протон и нейтрон имеют заметную вероятность $\sim 65\%$ находиться за пределами ядерной потенциальной ямы, т.е. пребывать какое-то время в квазисвободном состоянии, то можно предположить, что тогда протон и нейтрон независимо взаимодействуют со своими R-состояниями. Из этого следует, что реакции холодного ядерного синтеза на дейтронах должны иметь заметные сечения на изотопах, для которых сечения резонансного поглощения нейтронов также существенны (Табл.).

Возможность протона и нейтрона находиться за пределами ядерной потенциальной ямы дейтрона можно трактовать как имеющееся между ними РИО-взаимодействие. В дейтроне спины нейтрона и протона параллельны, а их пространственная волновая функция симметрична. При этом, полная волновая функция у них антисимметрична из-за антисимметричной изотопической спиновой части их волновой функции – n, p .

Исходя из изотопической инвариантности сильного взаимодействия, можно предположить, что протон может резонансно взаимодействовать с нейтронными R-уровнями, как находящимися за кулоновским барьером (рис. 6), так и имеющимися у изотопов с существенным резонансным поглощением нейтронов (Табл.) [43].

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для осуществления реакций холодного ядерного синтеза необходимо выполнить несколько условий. Прежде всего, нужно, чтобы молекулы водорода или дейтерия диссоциировали на атомы в конденсированной твердой или жидкой среде.

Также требуется, чтобы в конденсированной среде атомы водорода или дейтерия превратились в протоны или дейтроны. При этом важно, чтобы концентрация протонов или дейтронов на одно ядро основного элемента, была максимально возможной (> 2). Это достигается либо с помощью электролиза или электроразряда путем насыщения материала катода протонами или дейтронами, либо большим давлением водорода (дейтерия), либо нанокластеризацией вещества, либо его расплавом, либо водным раствором вещества, в котором атомы водорода присутствуют в виде ионов-протонов, в том числе в биологических системах [12, 13, 17, 19, 20, 23-26, 37-40, 42-47].

Для протекания реакций ХЯС совершенно необходимо, чтобы налетающие на ядро протоны или дейтроны имели с составным ядром резонансные R-уровни. Благодаря существованию R-уровней между ядром и протоном (дейтроном) возникает резонансное интерференционное обменное взаимодействие, возмущающим потенциалом которого являются одновременно все типы взаимодействий. Возмущающим потенциалом, вносящим основной вклад в обменную энергию, является сильное взаимодействие. Пространственная область РИО-взаимодействия соотносится с длиной волны протона (дейтрона), как $L = K^4 \lambda_p$. Значение коэффициента K зависит от сродства R-состояния с протоном (дейтроном).

Обменная энергия между протоном (дейтроном) и составным ядром с R-состоянием вносит дополнительный вклад в энергию их кулоновского и ядерного взаимодействия. Благодаря этой обменной энергии на барьере кулоновского отталкивания появляется обменная потенциальная яма. Протон (дейтрон), попавший в обменную яму, образует с ядром ядерную молекулу, и он может туннелировать сквозь уменьшенный кулоновский барьер в случае, когда составное ядро разделяется на два или три фрагмента.

Вероятность пройти сквозь кулоновский барьер у протона также увеличивается, когда в обменную яму попадает второй протон, который в реакции может выполнить функцию энергетического посредника.

В случае, когда в обменной яме находятся

два протона или два дейтрона, они могут слиться. Таким образом, в конденсированной среде начинаются реакции холодного ядерного синтеза.

Обменное взаимодействие представляет собой чисто квантовый эффект, исчезающий при предельном переходе к классической механике. До настоящего времени обменное взаимодействие считалось взаимодействием между тождественными частицами. В этой статье утверждается, что существует резонансное интерференционное обменное взаимодействие. РИО-взаимодействие – это обменное взаимодействие между любым объектом и резонансным с ним R-состоянием, принадлежащим какой-либо системе. РИО-взаимодействие является развитием принципа резонансной синхронизации и его механизмом [48, 49]. Возмущающим потенциалом РИО-взаимодействия являются одновременно все фундаментальные взаимодействия: сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное (8). Пространственная область обменного взаимодействия для всех фундаментальных потенциалов определяется длинами волновых функций для любых резонансно взаимодействующих “тождественных” объектов. Благодаря РИО-взаимодействию, короткодействующее сильное и локальное слабое взаимодействия становятся “дальнодействующими”.

Сформулированное РИО-взаимодействие выходит за рамки чисто квантовых эффектов. Резонанс – это не что иное, как РИО-взаимодействие.

Окружающий нас мир состоит из тождественных частиц: протонов, нейтронов и электронов, которые в свою очередь формируют тождественные объекты и тождественные системы. Между тождественными частицами, объектами, системами происходят все типы фундаментальных взаимодействий, в том числе, и РИО-взаимодействие. РИО-взаимодействие наравне с другими творит Вселенную. Оно является универсальным взаимодействием, поскольку включает в себя все остальные Четыре взаимодействия.

Резонансное Интерференционное Обменное взаимодействие – это Пятый вид взаимодействия.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Материалы 1-25-й Российских конференций по холодной трансмутации ядер химических элементов и шаровой молнии*. Дагомыс, Сочи, 1993-2018.
2. *Proceedings of the 1-21th International Conferences on Condensed Matter Nuclear Science (Cold Fusion)*, (ICCF), USA, Canada, France, Italy, Japan, China, Korea, India etc.
3. Балакирев ВФ, Крымский ВВ, Болотов БВ и др. *Взаимопревращение химических элементов*. Под ред. Балакирева ВФ. Екатеринбург, УрО РАН, 2003, 96 с.
4. *Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии (РЭНСИТ)*, 2017, 9(1); DOI: 10.17725/rensit.2017.9.
5. *Журнал Формирующихся Направлений Науки (ЖФНН)*, 2017, № 17-18; <http://www.unconv-science.org/>.
6. Просвирнов АА. *LENR-сайт*; <http://www.lenr.seplm.ru/>
7. Мышинский ГВ, Кузнецов ВД, Пеньков ФМ. Низкоэнергетическая трансмутация атомных ядер химических элементов. Распределение по элементам в продуктах трансмутации. Нуклеосинтез. *ЖФНН*, 2017, № 17-18 (5):61-81.
8. Мышинский ГВ. Спиновый электронный конденсат. Спиновый нуклидный электронный конденсат. *РЭНСИТ*, 2018, 10(3):411-424; DOI: 10.17725/rensit.2018.10.411.
9. Мышинский ГВ. Безкулоновские ядерные реакции трансатомов. Энергия звезда и нуклеосинтез. *РЭНСИТ*, 2018, 10(1):35-52; DOI: 10.17725/rensit.2018.10.035.
10. Мышинский ГВ. Атом в сильном магнитном поле. Превращение атомов в трансатомы. *РЭНСИТ*, 2017, 9(2):147-160; DOI: 10.17725/rensit.2017.9.147.
11. Мышинский ГВ. Многоядерные реакции в конденсированном гелии. *РЭНСИТ*, 2017, 9(1):94-105; DOI: 10.17725/rensit.2017.9.094.
12. Fleishmann M, Pons S, Hawkins M. Electrochemically induced nuclear fusion of deuterium. *J. Electroanal. Chem.*, 1989, 261:301-308.
13. Филимоненко ИС. Демонстрационная термоэмиссионная установка для ядерного синтеза. *Материалы 3 научн. симп. "Перестройка Естественности-92"*, Волгоград, Россия, 17-19 апр. 1992.
14. Iyengar PK. Cold Fusion Results in BARC Experiments. *Proc.5 Intern. Conference On Emerging Nuclear Energy Systems (ICENES)*, Karlsruhe, FRG, Singapore, 1989; Iyengar PK. and Srinivasan M. Overview of BARC Studies in Cold Fusion. *Proc.5 Intern. Conference on Cold Fusion (ICCF-5)*, 1990, Utah, Sald Lake City.
15. McKubre MCH. CMNS Research – Past, Present and Future. *J. Condensed Matter Nuclear Science*, 24, 2017:15-24.
16. Miles MH. Heat and helium production in cold fusion experiments. *2nd Int. Conf. on Cold Fusion, "The Science of Cold Fusion"*, Como, Italy: Societa Italiana di Fisica, Bologna, Italy, 1990. Miles MH, Hollins RA, Bush BF, Lagowski JJ, Miles RE. *J. Electroanal. Chem.*, 1993, 346:99; Miles MH, *Proc. ICCF-10*, 2003, Cambridge.
17. Karabut AB, Kucherov YaR, Savvatimova IB. Nuclear product ratio for glow discharge in deuterium. *Phys. Letters A*, 1992, 170:265-272. Савватимова И.Б., Карабут А.Б. Радиоактивность палладиевых катодов после облучения в тлеющем разряде. *Поверхность*, 1996, 1:76-81. И.Б.Савватимова, А.Б.Карабут. Продукты ядерных реакций, регистрируемые на катоде после экспериментов в тлеющем разряде в дейтерии. *Поверхность*, 1996, 1:63-75.
18. Focardi S, Habel R. and Piantelli F. Anomalous Heat Production in Ni-H Systems. *Nuovo Cimento*, 1994, 107(1):163-166.
19. Пархомов АГ, Алабин КА, Андреев СН, Забавин СН, Соболев АГ, Тимербулатов ТР. Никель-водородные реакторы. Тепловыделение, изотопный и элементный состав топлива. *RENSIT*, 2017, 9(1):74-93; DOI: 10.17725/rensit.2017.9.074.
20. Levi G, Foschi E, Höistad B. Observation of abundant heat production from a reactor device and of isotopic changes in the fuel. <http://www.sifferkoll.se/sifferkoll/wp-content/uploads/2014/10/LuganoReportSubmit.pdf>.
21. Kalman P, Keszthelyi T. Lattice effect in solid state internal conversion. *Phys. Rev. C*, 2009, 79(0316026):1-4.
22. Bazhutov YuN. Possible generation of neutrons bursts in framework of erzion model and their

- possible registration; Essence of erzion model. *Proc. 13th Intern. Conference on Condensed Matter Nuclear Science*. Moscow, MITI, 2008:581-589.
23. Arata Y, Zhang Y-C. Characteristics of Compact and Practical "Solid Deuterium Nuclear Fusion Reactor". *Proc. 10th Intern. Conference on Cold Fusion*, 2003, Cambridge, Massachusetts, USA.
 24. Arata Y. and Zhang YC. Formation of Condensed Metallic Deuterium Lattice and Nuclear Fusion. *Proc. Jpn. Acad., Ser. B*, 2002, 78 (Ser. B):57.
 25. Несвижевский ВВ, Воронин АЮ, Ламбрехт А, Рейно С, Лычагин ЕВ., Музыка АЮ, Стрелков АВ. Наблюдение квантовой левитации наночастиц методом ультрахолодных нейтронов. *Кристаллография*, 2013, 58(5):730-736.
 26. Didyk AYU, Wisniewski R. Nuclear reactions, induced by gamma quanta, in palladium saturated with deuterium surrounded by dense deuterium gas. *Euro. Phys. Lett*, 2012, 99, 22001:1-6.
 27. Рухадзе АА, Грачев ВИ. LENR в России. *RENSIT*, 2017, 9(1):5-7; DOI: 10.17725/rensit.2017.9.005.
 28. Wendt GL, Irion CE. Experimental attempts to decompose tungsten at high temperatures. *J. of the American Chemical Society*, 1922, 44(9):1887-1894.
 29. Smits A, Karssen A. Vorläufige Mitteilung über einen Zerfall des Bleiatoms. *Naturwissenschaft*, 1925, 13:699; Ein Zerfall des Bleiatoms, *Zeitschrift Elektrochemie*, 1926, 32:577-586.
 30. Mills R, Ray P. Extreme ultraviolet spectroscopy of helium-hydrogen plasma. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2003, 36:1535-1542.
 31. Цыганов ЭН. Холодный ядерный синтез. *Ядерная физика*, 2012, 75(2):174-180.
 32. Власов НА. *Нейтроны*. Москва, Наука, 1971, 552 с.
 33. Heisenberg W. Über die Spektre von Atomsystemen mit zwei Elektronen. *Z. Phys.*, 1926, 39(7):499-518.
 34. Матвеев АН. *Атомная физика*. М., Высш. шк., 1989, 439 с.
 35. Гуревич ВА, Погорельский МЮ, Чалый ВП. Двухядерное атом-связанное состояние протона и тяжелого атома. *ЖТФ*, 2009, 79(2):1-5.
 36. Поликанов СМ. *Измерия формы атомных ядер*. М., Атомиздат, 1977, 200 с.
 37. Vysotskii VI, Kornilova AA, Vasilenko AO, Krit TB, Vysotskiy MV. The prediction, observation and study of long-distant undamped thermal waves generated in pulse radiative processes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 2017, 402:251-255.
 38. Высоцкий ВИ, Корнилова АА, Сысоев НН. Рентгеновское излучение при кавитации быстрой струи жидкости. *РЭНСИТ*, 2010, 2(1-2):57-69.
 39. Klimov A., Grigorenko A., Efimov A., Evstigneev N., Ryabkov O., Sidorenko M., Soloviev A., Tolkunov B. High-Energetic Nano-Cluster Plasmoid and Its Soft X-radiation. *Proc.19th Intern. Conference on Condensed Matter Nuclear Science*. 2015, *J. Condensed Matter Nucl. Sci.*, 2016, 19:145-154.
 40. Klimov A. Energy Release and Transmutation of Chemical Elements in Cold Heterogeneous Plasma. *Proc.19th Intern. Conference on Condensed Matter Nuclear Science*. Padua, Italy, 2015. *J. Condensed Matter Nucl. Sci.*, 2016, 19:155-163.
 41. Демиховский ВЯ, Вугальтер ГА. *Физика квантовых низкоразмерных структур*. Москва, Логос, 2000, 248 с.
 42. Vysotskii VI, Kornilova AA, Chernysh VS, Gavrilova ND, Lotonov AM. Stimulated (B11p) LENR and Emission of Nuclear Particles in Hydroborates in the Region of Phase Transfer Point. *J. Condensed Matter Nucl. Sci.*, 2014, 13:608-614.
 43. Климов АИ. Останется ли Россия в числе лидеров новых энергетических технологий? *ИЛА REGNUM*, 2019, <https://regnum.ru/news/2625783.html>.
 44. Дидык АЮ, Вишневский Р, Мышинский ГВ, Семин ВА, Вилчинска-Китовска Т. Синтез химических элементов при облучении гамма квантами палладия в среде конденсированных газов. *РЭНСИТ*, 2019, 11(2):143-160.
 45. Андреев СН, Шафеев ГА. Нелинейное тушение радиоактивности водных растворов солей нуклидов при лазерной абляции наночастиц металлов. *РЭНСИТ*, 2017, 9(1):65-73; DOI: 10.17725/rensit.2017.9.065.
 46. Астахов БА. Некоторые предложения о пусковом механизме. <http://lenr2019.ru/>.
 47. Корнилова АА, Высоцкий ВИ. Синтез и

трансмутация стабильных и радиоактивных изотопов в биологических системах. *РЭНСИТ*, 2017, 9(1):52-64; DOI: 10.17725/rensit.2017.9.052.

48. Гареев ФА, Гареева ГФ, Жидкова ИЕ. Механизм процесса холодной трансмутации ядер химических элементов. *Геоинформатика*, 2003, 1:51-53.
49. Гареев ФА, Гареева ГФ, Жидкова ИЕ. Принцип резонансной синхронизации для прорывных технологий. *Сборник трудов кафедры устойчивого инновационного развития Международного университета природы, общества и*

человека "Дубна", К. 89-1, М., РАЕН, 2007:138-154.

Мышинский Геннадий Владимирович

Научный сотрудник

Объединенный институт ядерных исследований
Дубна 141980, Московская обл, Россия

mysh@jinr.ru.

THEORY OF COLD FUSION REACTIONS

Gennady V. Mishinsky

International Intergovernmental Organization Joint Institute for Nuclear Research, <http://www.jinr.ru/>
6, Joliot-Curie St., Dubna 141980, Moscow Region, Russian Federation
mysh@jinr.ru

Abstract. The reaction of radiative capture of neutron by the nucleus and the nonradiative reaction of cold fusion are based on the same resonant interference exchange interaction. The exchange interaction is manifested not only between identical particles, but also between a particle and its image - an object that has a resonant state with that particle (R-state). The wave function of a particle excites the R-state along its length. The appeared wave function of R-state overlaps and interferes with wave functions of a particle. Thereby, an exchange interaction is generated, which attracts a particle and an object with an R-state to each other. The energy of exchange interaction is an additional contribution to the total energy of overall system simultaneously for all fundamental interactions, including the strong interaction. The exchange energy caused by strong interaction increases the radiative capture cross-section of the neutron by the nucleus, forming a potential pit for it far from the nucleus, and creates a potential well on the slope of the Coulomb repulsion potential for protons or deuterons in case of their resonant interaction with the nucleus. Two protons or two deuterons trapped in such a potential well trigger nonradiative cold fusion.

Keywords: quantum physics, atomic physics, nuclear physics, neutron physics, radiative neutron capture, solid state physics, exchange interaction, resonant interaction, cold nuclear fusion, low-energy nuclear reactions

PACS: 03.65.-w; 25.60.Pj; 25.40.Ny; 28.20.-v

Bibliography - 49 references

RENSIT, 2019, 11(2):125-142

Received 15.05.2019, accepted 20.05.2019

DOI: 10.17725/RENSIT.2019.11.125