

Распад и рождение нейтрония

Ю.Л. Ратис

Институт энергетики специального назначения

Юрий Магаршак

VP on research of Lucky Apps, LLC Editor-in-Chief NewConcepts Journal

Ключевые слова: нейтрон, нейтроний, электрон, электрослабый резонанс, гамильтониан, электронный захват, пирамиды химических элементов, атомное ядро, электронные оболочки

Аннотация

Разработан формализм для описания электрослабых субатомных процессов взаимодействия электрона атомной оболочки с протоном атомного ядра. На основе этого формализма показано, что экзоатом «нейтроний» представляет собой чрезвычайно узкий низколежащий резонанс в сечении упругого электрон-протонного рассеяния, обусловленный слабым взаимодействием, вызывающим переход начального состояния системы «электрон плюс протон» в квазисвязанную нейтрон-нейтринную пару. Из-за малой ширины и амплитуды этот резонанс невозможно обнаружить в прямом эксперименте по ep -рассеянию. Наличие третьей частицы при столкновении электрона с атомом водорода приводит к тому, что пропагатор атома водорода в возбужденном промежуточном состоянии входит в выражение для сечения рождения «нейтрония» под знаком интеграла. В результате ширина резонанса в сечении рождения нейтрония при столкновении электрона с атомом водорода на 14 порядков больше ширины аналогичного резонанса в упругом ep -рассеянии, и его свойства можно исследовать в эксперименте. Дана оценка времени жизни, энергии возбуждения и сечения рождения «нейтрония». Показано, что при низких энергиях время жизни нейтрония $\tau_{n_\nu} \sim 4 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ на порядок больше времени жизни мюона $\tau_\mu = (2.197019 \pm 0.000021) \cdot 10^{-6} \text{ s}$

Указано на прямое влияние «неожиданного» состояния в спектре атома водорода на порядок заполнения электронных оболочек в атомах химических элементов.

Показано, что нейтроний является простейшей из возможных моделей, которая, возможно, объясняет наличие симметрий в заполнении электронных оболочек атомов на плоскости главного n и орбитального l квантовых чисел в координатах (n, l) и $(n+1, n-1)$ одновременно.

Введение

Гипотеза о существовании нейтринных экзоатомов нейтрония и динейтрония, рассматривавшихся как экзотическое состояния вещества, была сформулирована и полностью обоснована в [1 - 16]. Однако, как показано в настоящей работе, комплекс нейтрона с нейтрино, названный нейтронием, может существовать на протяжении времени порядка микросекунды в обычных атомах. Более того: образование этого комплекса может играть ключевую роль в образовании атомов и их функционировании в качестве химических элементов [25 - 40].

Целью настоящей работы является расчет времени жизни и сечения рождения нейтрония при неупругом рассеянии низкоэнергетических электронов на атомах водорода.

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ: ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОБОСНОВАНИЯ И МАТЕМАТИЧЕСКИЕ РАСЧЁТЫ, ПОДТВЕРЖДАЮЩИЕ СУЩЕСТВОВАНИЕ НЕЙТРОНИЯ.

1. Теоретические аргументы pro и contra

Главными претендентами на роль нейтральных частиц, отвечающих за ядерные реакции при низких энергиях, являются «нейтроний» и «динейтроний» [1] - [16]. В соответствии с этим необходимо уточнить их статус в физике элементарных частиц.

Нейтроний рождается при столкновениях свободного электрона с ядром атома водорода, и распадается на протон и электрон [1] - [16]. Возможность рождения нейтринных экзоатомов связана с тем, что в гамильтониан ep - взаимодействия дает вклад не только электромагнитное, но и слабое взаимодействие (рис. 1).

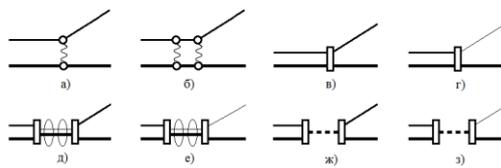


Рис. 1. а) упругое рассеяние ep - рассеяние, однофотонный обмен; б) двухфотонный обмен; в) обмен Z^0 - бозоном; г) обмен W -бозоном, реакция $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$; д) регулярная часть вклада двухступенчатого слабого процесса в амплитуду рассеяния $e^- + p \rightarrow e^- + p$; е) регулярная часть вклада двухступенчатого слабого процесса в амплитуду реакции $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$; ж) сингулярная часть вклада двухступенчатого слабого процесса (полус, соответствующий рождению нейтрония) в амплитуду упругого рассеяния $e^- + p \rightarrow n_\nu \rightarrow e^- + p$; з) сингулярная часть вклада двухступенчатого слабого процесса в амплитуду реакции $e^- + p \rightarrow n_\nu \rightarrow n + \nu_e$.

В Таблице 1 дана интерпретация вершин и линий фейнмановских диаграмм, представленных на рис. 1, и используемых в дальнейшем при обсуждении проблемы существования нейтрония.

Таблица 1¹

Вершины и линии фейнмановских диаграмм

Символ	Интерпретация вершин и линий	Комментарий
	Слабое взаимодействие	УВФ, СМ
	Электромагнитное взаимодействие	КЭД
	Сильное взаимодействие (вершины $f_{\pi NN}$, $f_{\pi N\Delta}$, $f_{\rho NN}$ и $f_{\rho N\Delta}$)	РКТ
	Взаимодействие фотона с орбитальным электроном в атоме водорода	КЭД
	Фотон	КЭД
	π - и ρ - мезоны	РКТ
	Нейтрино	РКТ, СМ
	Электрон	КЭД, РКТ, СМ
	Нуклон	РКТ, СМ
	Δ - изобара	

¹ В Таблице 1 использованы следующие сокращенные обозначения: КЭД - квантовая электродинамика; УВФ - универсальное взаимодействие Ферми; РКТ – релятивистская квантовая теория; СМ – стандартная модель. Эти же аббревиатуры далее используются в основном тексте работы.

	Двойная линия слева – волновая функция атома водорода Двойная линия справа – двухчастичный пропагатор электрона и протона	КЭД
	Регулярная часть двухчастичного пропагатора нейтрона и нейтрино	РКТ, УФФ, СМ
	Внешняя линия – волновая функция нейтрония Сингулярная часть двухчастичного пропагатора нейтрона и нейтрино	Гипотеза РКТ, УФФ, СМ

На рис. 1 двухчастичный пропагатор, описывающий распространение пары «нейтрино плюс нейтрон» представлен в виде суммы регулярного и сингулярного членов (рис.2).

$$\text{=====} = \text{====} + \text{-----}$$

Рис. 2. Двухчастичный пропагатор пары «нейтрино плюс нейтрон»

Показанное на рис. 2 разбиение функции Грина соответствует тому, что при вычислении интеграла от нее используется теорема Сохоцкого, согласно которой

$$\int \frac{f(x)dx}{x-a-i0} = P \int \frac{f(x)dx}{x-a} + i\pi f(a). \quad (1.1)$$

Далее используется нестандартное обозначение для вклада полюса

$$i\pi f(a) \equiv \hat{s} \int \frac{f(x)dx}{x-a-i0}, \quad (1.2)$$

где $\hat{s} \equiv singular$, и вклада интеграла в смысле главного значения

$$P \int \frac{f(x)dx}{x-a} \equiv \hat{r} \int \frac{f(x)dx}{x-a-i0}, \quad (1.3)$$

где $\hat{r} \equiv regular$. Далее они упоминаются, как \hat{s} - вклад, и \hat{r} - вклад, соответственно.

Если энергия электрона-снаряда превышает порог реакции $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$, то и нейтрон и нейтрино в конечном состоянии являются реальными частицами.

В области низких энергий канал реакции $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ закрыт, но, формально, вклад диаграмм 1д), 1ж) в амплитуду упругого рассеяния не равен нулю. Это означает, что пусть с небольшой, но ненулевой вероятностью электрон и протон превращаются в виртуальную νn - пару. Нейтрино, взаимодействуя с кварками, входящими в состав нейтрона, на огромное время задерживается внутри него.

Долгоживущие резонансы, обусловленные сильным взаимодействием, принято считать отдельными элементарными частицами (адронными резонансами). В нашем случае лептонное квантовое число экзотического резонанса «нейтриний», обусловленного слабым взаимодействием, не равно нулю. Поэтому его следует считать нейтринным экзоатомом.

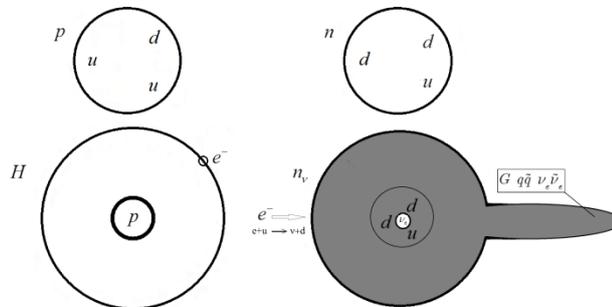


Рис. 3. Наглядная картина образования метастабильного экзотического нейтринного атома. Его «размеры» могут быть весьма велики, и сопоставимы с размерами обычных атомов. Нейтрино в нейтринии движется в среднем поле кварков, входящих в состав ультрахолодной кварк-глюонной плазмы.

Метаустойчивость нейтрона обусловлена тем, что его распад с испусканием мюона или τ - лептона запрещен законом сохранения энергии. Канал распада нейтрона на нейтрон и нейтрино также закрыт в рассматриваемой области энергий.

Основной аргумент против существования экзотических нейтринных атомов, с которым постоянно приходится сталкиваться при обсуждении проблемы удержания нейтрино внутри нуклона, состоит в том, что комптоновская длина волны нейтрино намного больше размеров нуклона. В то же время существование истинно связанных состояний элементарных частиц, комптоновская длина волны которых намного больше радиуса потенциала взаимодействия, строго запрещено соотношением неопределенностей Гейзенберга [15], [16]².

Сильнейшим контраргументом является тот факт, что нейтрон распадается на протон, электрон и электронное антинейтрино, причем ни один из лептонов «не помещается» внутри протона по критерию «соотношение неопределенностей \Leftrightarrow комптоновская длина волны лептона».

В работе [18] В. Гейзенберг предложил рациональный выход из описанной выше логически тупиковой ситуации. Он постулировал, что в микромире соотношение между частью и целым радикально отличается от такового для макроскопических объектов. В этом смысле нейтроний (гипотетическая частица, у которой не равно нулю лептонное квантовое число) полностью аналогичен нейтрону, т.к. в обоих случаях открыт единственный канал β - распада. Более того, нейтрон можно рассматривать, как экзотический электрослабый резонанс, рождение которого происходит, например, в реакции $e^- + p \rightarrow \nu_e + n$, если только энергия налетающего электрона превышает порог этой реакции. Обоснуем это утверждение.

Распад $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$ указывает на то, что нейтрон является не только фундаментальной элементарной частицей, но и электрослабым аналогом адронных резонансов [20]. Поясним эту аналогию на примере одного из наиболее изученных адронных резонансов - $\Delta^{++}(1232)$ - изобары.

Рассмотрим возбуждение $\Delta^{++}(1232)$ - изобары в результате столкновения двух протонов с энергией ~ 1 ГэВ. Этому процессу соответствует диаграмма, представленная на рис. 4.

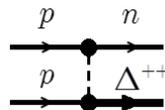


Рис. 4. Реакция перезарядки при pp - соударениях в области возбуждения Δ - изобары

Из рис. 4 ясно, что во входном канале реакции перезарядки $p + p \rightarrow n + \Delta^{++}$ имеются две стабильные частицы (протоны), а в выходном канале – две нестабильные частицы (нейтрон, распадающийся на барион и два лептона, и Δ - изобара, распадающаяся на два адрона). Слабое взаимодействие приводит к распаду нейтрона за время, неизмеримо большее времени жизни Δ^{++} - изобары. Поэтому на начальном этапе сопоставления свойств адронных и электрослабых резонансов его можно считать стабильной частицей. Что же касается $\Delta^{++}(1232)$ - изобары, то ее распад на протон и π^+ - мезон можно рассматривать как отдельный процесс только потому, что свойства этого

²По теореме Б.Н. Захарьева [19], при наличии связи каналов, по крайней мере, один из которых является открытым, ограничения на длину волны Комптона легкой частицы, удерживаемой тяжелой частицей длительное, но конечное время, отсутствуют. Однако такие состояния следует считать не связанными, а квазисвязанными.

резонанса не зависят от способа его возбуждения. То есть, $\Delta^{++}(1232)$ - изобара, рожденная в реакции перезарядки $p(p,n)\Delta^{++}$, и распадающаяся на протон и π^+ - мезон (рис. 5), ничем не отличается от $\Delta^{++}(1232)$ - изобары, рожденной и распадающейся в цепочке реакций $\pi^+ + p \rightarrow \Delta^{++} \rightarrow \pi^+ + p$ (рис. 6).

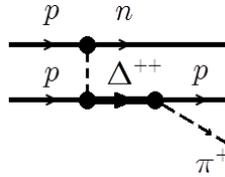


Рис. 5. Рождение π^+ - мезонов в pp - соударениях в области возбуждения $\Delta^{++}(1232)$ - изобары

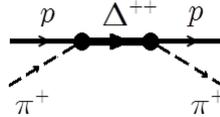


Рис. 6. Упругое π^+p - рассеяние в области возбуждения $\Delta^{++}(1232)$ - изобары

Именно инвариантность свойств адронных резонансов относительно механизма возбуждения привела физиков к консенсусу в вопросе об их статусе. Со времени открытия Э. Ферми $\Delta^{++}(1232)$ - изобары адронные резонансы считают отдельными элементарными частицами.

Основной вывод, который можно сделать на основе сопоставления диаграмм на рис. 4, 5 и 6 состоит в том, что вопрос, считать ли линию на соответствующей диаграмме внешней, или внутренней, зависит от того, что считается продуктом реакции с участием адронного резонанса.

Если ищется ответ на вопрос о том, как долго живет $\Delta^{++}(1232)$ - изобара, то линию **—** на диаграмме на рис. 7 следует считать внешней.

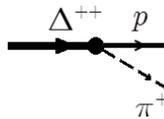


Рис. 7. Распад $\Delta^{++}(1232)$ - изобары

Если ищется форма Δ - пика в сечении упругого π^+p - рассеяния или сечение реакции пинообразования при pp - соударениях в области возбуждения $\Delta^{++}(1232)$ - изобары, то та же самая линия должна рассматриваться, как внутренняя.

Рассмотрим с этой точки зрения, в чем состоит сходство, и чем различаются прекрасно изученный нейтрон и гипотетический нейтроний. Для этого проведем сопоставительный анализ нескольких диаграмм.

Начнем с того, что одна и та же диаграмма, представленная на рис. 8, соответствует, как минимум, двум разным процессам

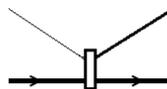


Рис. 8. Слабый процесс с участием лептонов и нуклонов

Совершенно очевидно, что одна и та же лептонная линия на диаграмме на рис. 7 может интерпретироваться по-разному. Например, если в начальном состоянии содержится только уединенный нейтрон, то рассматриваемую диаграмму следует интерпретировать, как процесс его распада. В этом случае тонкая линия в левой части диаграммы описывает процесс вылета электронного антинейтрино: $\bar{\nu}_e$, а линия

средней толщины (жирная линия) в правой части диаграммы соответствует вылету электрона (протона).

Если же начальное состояние (левая часть диаграммы на рис. 8) содержит не только нейтрон, но и электронное нейтрино (линия $\xrightarrow{\nu_e}$), то в этом случае, пусть и с небольшим, но отличным от нуля сечением, протекает реакция $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$. В силу СРТ- теоремы и кроссинг-инвариантности амплитуды упомянутых процессов совпадают [21].

Рассмотрим рождение нейтрона в реакции $e^- + p \rightarrow \nu_e + n$. Диаграмма этого процесса (рис. 9) представляет собой обращенную во времени диаграмму, изображенную на рис. 8.

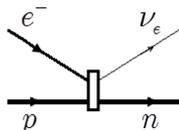


Рис. 9. Реакция рождения нейтрона при ep - соударениях

В отличие от обсуждавшихся выше процессов, изображенных на рис. 8, эта реакция является пороговой. Если налетающий электрон имеет энергию, превышающую порог рассматриваемой реакции, то в выходном канале реакции наблюдаются реальные нейтрон и нейтрино. Поскольку нейтрон живет хоть и большое, но, все-таки, конечное время, постольку диаграмму на рис. 9 можно продолжить вправо по аналогии с диаграммой на рис. 5, являющейся продолжением диаграммы, представленной на рис. 4 (см. рис. 10).

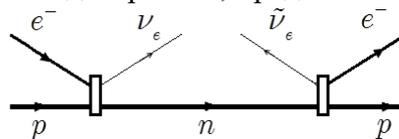


Рис. 10. Пролонгированная диаграмма реакции рождения нейтрона при ep - соударениях

Из сопоставления рис. 10 с рис. 5 буквально очевидно, что процесс рождения нейтрона в реакции $e^- + p \rightarrow \nu_e + n$ является электрослабым аналогом процесса возбуждения адронного резонанса. С математической точки зрения эта аналогия состоит в том, что нейтрон на рис. 10 изображен не как внешняя линия (свободная частица), а как одночастичный пропагатор.

Допустим, что на диаграмме, представленной на рис. 10, изображен \hat{s} - процесс, когда энергия налетающего электрона достаточна для рождения реального нейтрона. В этом случае, нереальном с точки зрения регистрации подобного процесса в физическом эксперименте, мы имеем дело с нейтроном, как электрослабым резонансом, возбуждающимся при квазиупругих ep - соударениях, сопровождающихся рождением $\nu_e \bar{\nu}_e$ - пар. При этом следует упомянуть, что в связи с чрезвычайной узостью такого резонанса вылет антинейтрино происходит с огромным запаздыванием, определяемым временем жизни нейтрона.

Если ту же самую диаграмму на рис. 10 рассматривать, как \hat{t} - процесс, когда энергия налетающего электрона недостаточна для рождения реального нейтрона, то внутренняя линия на этой диаграмме соответствует виртуальному нейтрону, а $\nu_e \bar{\nu}_e$ - пара рождается практически мгновенно, без запаздывания.

Рассмотрим наиболее важный аспект обсуждаемой проблемы.

Учитывая, что слабые процессы СР- инвариантны, вылетающее на диаграмме на рис. 10 антинейтрино можно заменить налетающим нейтрино (рис. 11).

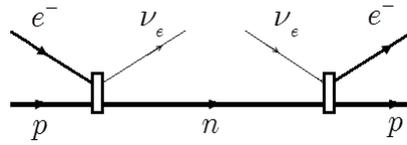


Рис. 11. Экзотический вариант реакции $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ с участием реальных частиц

Совершенно очевидно, что, в полном соответствии с концепцией виртуальных частиц, мы можем «склеить» разорванную линию нейтрино на диаграмме на рис. 11. Такая «склейка» возникает в том случае, когда энергия налетающего электрона недостаточна для того, чтобы родился реальный нейтрон. В результате операции «склейки» выходящей и входящей линий нейтрино на рис. 11 получается диаграмма, изображенная на рис. 12.

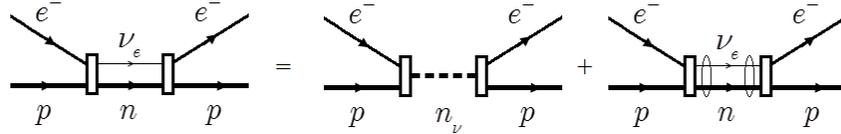


Рис. 12. Вклад слабого взаимодействия в упругое ep -рассеяние³

Как отмечалось выше, такая диаграмма дает вклад в амплитуду упругого ep -рассеяния тогда, когда энергии электрона ниже порога рождения нейтрона. В то же время, суммарная энергия виртуальной νn - пары не может быть меньше суммы энергий покоя электрона и протона.

Вклад изображенной на рис. 12 диаграммы в амплитуду упругого ep -рассеяния представлен в виде суммы \hat{s} - и \hat{r} - членов. Это позволяет выделить в двухчастичном нейтрон-нейтринном пропагаторе экзотический электрослабый резонанс, получивший авторское название «нейтроний». Поясним это утверждение более подробно.

Нейтроний представляет собой квазисвязанное состояние квазинейтрино и квазинейтрона. Приставка квази- означает, что квазинейтрон имеет массу меньше массы нейтрона, но больше массы протона, а квазинейтрино, «увязшее» внутри квазинейтрона, имеет массу, больше, чем масса нейтрино, но меньше, чем масса электрона. Нейтроний – это частица, лежащая на массовой поверхности. Она является экзотическим аналогом ридберговских атомов, и имеет весьма солидные размеры. Именно с этим связан эффект уменьшения массы нейтрония по сравнению с массой нейтрона. В соответствии с идеологией конфайнмента, взаимное притяжение конститuentных кварков тем сильнее, чем больше расстояние между ними. При этом энергия связи растет с увеличением размеров системы, а масса уменьшается.

Диаграмму на рис. 12 можно «разрезать» только в том случае, когда нейтроний, как и нейтрон, представляет собой реальную частицу, лежащую на массовой поверхности. В этом случае двухчастичный пропагатор системы «нейтрино + нейтрон» автоматически становится одночастичным. При этом \hat{r} - слагаемое, изображенное на рис. 2, должно быть отброшено. Благодаря этому в теории не возникает проблемы диаграммных петель.

Если энергия налетающего электрона настолько велика, что канал рождения нейтрино открыт, то статус \hat{s} - и \hat{r} - вкладов меняется. При этом \hat{s} - слагаемое отбрасывается, поскольку энергия системы не равна резонансной, а нейтроний имеет ничтожно малую ширину; формально \hat{r} - слагаемое отлично от нуля, однако им можно пренебречь, поскольку поправки второго порядка малости для слабых процессов

³ См. описание рис. 1, рис. 3 и комментарии ниже.

ничтожно малы, а разрешенный переход $e^- + p \rightarrow \nu_e + n$ с высокой степенью точности описывается в первом порядке теории возмущений⁴.

Рассмотрим описанную выше ситуацию с точки зрения квантовой теории поля. Кварк-глюонное взаимодействие в нейтроне отличается от аналогичного взаимодействия в нейтроне тем, что в первом (экзотическом) случае мы сталкиваемся с необходимостью решения непертурбативной задачи КХД в сплошной среде, каковую представляет собой квазинейтрино, «размазанный» по объему нейтрона.

Если использовать аналогию с классической электродинамикой, то переход от уравнений Максвелла в пустоте к уравнениям Максвелла в сплошной среде сводится к появлению в теории диэлектрической и магнитной проницаемости (ε и μ), причем для вакуума $\varepsilon = \mu = 1$.

Рассмотрим абстрактную диамагнитную диэлектрическую сплошную среду, для которой строго выполняется условие $\varepsilon \cdot \mu = 1$. В среде, обладающей такими свойствами, фазовая скорость электромагнитной волны строго равна скорости света в пустоте.

В законе Кулона для зарядов, помещенных в сплошную среду, диэлектрическая проницаемость ε присутствует в знаменателе, показывая, во сколько раз ослабевают при этом кулоновские силы.

В законе Био-Савара - Лапласа магнитная проницаемость μ является фактором усиления (для парамагнетиков и ферромагнетиков) или ослабления (для диамагнетиков) магнитного поля в среде.

Квантовая хромодинамика, в отличие от квантовой электродинамики, является теорией поля, обладающей свойством асимптотической свободы. Поэтому, используя аналогию между электромагнитным и цвето-магнитным взаимодействием, можно сказать, что уравнения «КХД сплошной среды» должны содержать постоянные ε_g и μ_g , причем $\varepsilon_g \cdot \mu_g = 1$. Однако переход к теории, обладающей свойством асимптотической свободы, радикально меняет картину явления, так как в этом случае мы сталкиваемся с ситуацией, когда $\varepsilon_g < 1$; $\mu_g > 1$. Это означает, что не только для конститuentных, но и для токовых кварков переход от вакуума к сплошной среде приводит к увеличению интенсивности взаимодействия. Очевидно, что энергия связи такой экзотической компaунд-системы (нейтрона) больше, чем у нейтрона, а масса, соответственно, меньше.

Стандартная модель в свете описанных выше соображений также нуждается в некоторых дополнениях и уточнениях. В частности, если «заторможенный» нейтрино, волновая функция которого, сосредоточенная в объеме нейтрона, выступает в качестве сплошной среды, в которой движутся кварки и глюоны, то верно и обратное утверждение. Ультрахолодная кварк-глюонная плазма, заполняющая объем нейтрона, играет роль сплошной среды, в которой движется квазинейтрино⁵. Очевидно, что уже одно это обстоятельство приводит к перенормировке пустотной массы нейтрино. Квазинейтрино - это массивная квазичастица с квантовыми числами нейтрино - элементарное возбуждение в кварк-глюонной плазме. Эффект «утяжеления» нейтрино в нейтроне имеет ту же физическую природу, что и рождение в твердом теле массивных квазичастиц с квантовыми числами электрона, например, «тяжелых электронов» (surfaceplasmonpolaritonelectrons).

Причины, по которым даже массивное нейтрино невозможно удержать в нейтроне глубоким потенциалом νn -взаимодействия были проанализированы в [15], [16].

⁴ Для неперенормируемых теорий поправки второго порядка могут содержать расходящиеся интегралы, но в пределе низких энергий (в теории ядерных β - процессов) эту проблему обходят, просто ограничиваясь первым порядком теории возмущений.

⁵ Анализу механизма образования этого экзотического вида плазмы посвящен отдельный параграф.

Из вышесказанного однозначно следует, что и нейтрон, и нейтроний, в равной степени представляют собой экзотические электрослабые резонансы. В обоих случаях положение полюсов в одночастичных пропагаторах определяют массы и ширины этих резонансов. Нейтроний отличается от нейтрона только тем, что в разрезанных диаграммах на рис. 11 и 12 используются различные ВФ нейтрино: диаграмме 11 соответствует плоская волна, а диаграмме 12 – квязисвязанное состояние двух квазичастиц. В этом смысле нейтроний отличается от атома водорода только своей β - активностью.

Вывод: Нейтрон и нейтроний является резонансами, а не стабильными связанными состояниями продуктов распада. Поэтому и для нейтрона, и для нейтрония отсутствуют ограничения на комптоновскую длину волны нейтрино, накладываемые соотношением неопределенности Гейзенберга на истинно связанные состояния частиц, движущихся в мелком короткодействующем потенциале.

В квазиконфайнмент нейтрино в нейтронии дают вклад и νn - взаимодействие, и переходный $ep \leftrightarrow \nu n$ потенциал. Но еще большую роль в динамике выхода нейтрония на массовую поверхность играет антиэкранировка qq -взаимодействия, обусловленная присутствием квазинейтринов внутри квазинейтрона, а также тот факт, что возбуждение резонанса «нейтроний» сопровождается рождением реального глюона.

Антиэкранировка qq - взаимодействия приводит к тому, что:

- 1) масса квазинейтрона примерно на 800 кэВ меньше массы нейтрона;
- 2) размеры нейтрония соизмеримы с размерами атома водорода;
- 3) перенормируются формфакторы в теории ядерных β - процессов, с помощью которых традиционно учитывают (на феноменологическом уровне) влияние сильного взаимодействия на амплитуду слабого нуклонного тока.

Эти выводы являются основанием для постановки задачи объяснения и описания квазиконфайнмента нейтрино в нуклонах и ядрах.

Для решения этой задачи необходим формализм для описания рождения и распада экзотических электрослабых резонансов, а также их взаимодействия с обычными ядрами.

Для построения формализма, позволяющего адекватно объяснять и описывать исследуемые процессы и явления, необходимо привести в соответствие определения, обозначения, метрики и нормировки, традиционно используемые в ядерной физике, и в физике элементарных частиц. Эта программа «слияния физики разных энергий» была выполнена в [15], [16].

2. Основной формализм

2.1. Гамильтониан

Для создания простого полуфеноменологического варианта теории экзотических электрослабых процессов (ТЭЭП) необходимо построить гамильтониан, действующий в пространстве экзотических нейтринных атомов, в котором присутствует как слабый лептонный, так и слабый нуклонный токи

$$\begin{cases} j_l^\lambda(\vec{r}, t) = (\bar{\psi}_e(\vec{r})\gamma^\lambda(1 - \gamma_5)\psi_{j_\nu m_\nu}^k(\vec{r})) \cdot \exp(-i(\varepsilon_\nu - \varepsilon_e)t) \\ j_N^\mu(\vec{r}, t) = (\bar{\psi}_n(\vec{r})[\tilde{f}_1 + \tilde{g}_1\gamma_5]\gamma^\mu\psi_p(\vec{r})) \cdot \exp(-i(\varepsilon_p - \varepsilon_n)t) \end{cases} \quad (2.1)$$

где

$$\psi_{j_\nu m_\nu}^k(\vec{r}) = \begin{pmatrix} g_k(r) \chi_{j_\nu m_\nu}^k \\ if_{-k}^-(r) \chi_{l_{j_\nu m_\nu}^-} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Явный вид гамильтониана см. в [15], [16].

Переход от идеологии и системы обозначений релятивистской квантовой теории поля к формализму и понятийному аппарату, используемому для описания β - процессов в ядерной физике низких энергий, сводится к следующему.

- 1) Интегрирование по времени гамильтониана $h_{e+p \leftrightarrow n_\nu}$ [15] приводит к появлению в конечных выражениях для вероятности распада и сечений реакций δ -функции $\delta(\varepsilon_e + \varepsilon_p - \varepsilon_\nu - \varepsilon_n)$. Это означает, что закон сохранения энергии выполняется автоматически. В рассматриваемом случае или в $|in\rangle$, или в $\langle out|$ состоянии присутствует нейтроний – реальная частица, лежащая на массовой поверхности. Если трактовать ее, как квазисвязанное состояние двух квазичастиц, то по закону сохранения энергии в выражениях для вероятности распада и сечения рождения появляется δ -функция $\delta(\varepsilon_e + \varepsilon_p - \varepsilon_{n_\nu})$.

- 2) Гамильтониан задачи о рождении и распаде нейтрона представляется собой сумму двух эрмитово сопряженных членов:

$$h_{e+p \leftrightarrow n_\nu} = h_{e+p \rightarrow n_\nu} + h_{n_\nu \rightarrow e+p} \quad (2.3)$$

$$h_{e+p \rightarrow n_\nu} = [h_{n_\nu \rightarrow e+p}]^+ \quad (2.4)$$

- 3) Для приближения δ -сил, традиционно используемого в ядерной физике низких энергий, гамильтониан (2.4) принимает вид

$$h_{n_\nu \rightarrow e+p} = \frac{G}{\sqrt{2}} \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) [(\tilde{f}_1 + \tilde{g}_1 \boldsymbol{\gamma}_5) \boldsymbol{\gamma}^\lambda]^+ \cdot \tau_+ \cdot \delta(\vec{r}_\nu - \vec{r}_n) \delta(\vec{r}_e - \vec{r}_p) \delta(\vec{r}_p - \vec{r}_n) \quad (2.5)$$

В формуле (2.5) изоспиновые операторы τ_\pm определяются соотношениями

$$\begin{cases} \tau_+ = (\tau_1 + i\tau_2) / 2 = -\tau_{+1} / \sqrt{2} \\ \tau_- = (\tau_1 - i\tau_2) / 2 = \tau_{-1} / \sqrt{2} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \tau_+ \chi_{1/2}(\vec{T}) = 0; \tau_+ \chi_{-1/2}(\vec{T}) = \chi_{1/2}(\vec{T}) \\ \tau_- \chi_{-1/2}(\vec{T}) = 0; \tau_- \chi_{1/2}(\vec{T}) = \chi_{-1/2}(\vec{T}) \end{cases} \quad (2.6)$$

где $\chi_{1/2}(\vec{T})$ ($\chi_{-1/2}(\vec{T})$)- изоспиновая ВФ протона (квaziнейтрона), причем операторы τ_\pm выражаются через матрицы Паули τ_1 и τ_2 (τ_{+1} , τ_{-1}) [23].

- 4) Состояния $|in\rangle$, и $|out\rangle$ для гамильтониана (2.5) имеют вид:

$$\begin{cases} |in\rangle = |n_\nu\rangle = \sum_{m_n, m_\nu} C_{1/2 m_n, 1/2 m_\nu}^{j_{n_\nu}, m_{n_\nu}} |\hat{\nu}_e\rangle \otimes |\hat{n}\rangle \\ |out\rangle = |H^*\rangle = |e\rangle \otimes |p\rangle \end{cases} \quad (2.7)$$

где $|\hat{\nu}_e\rangle$ и $|\hat{n}\rangle$ - ВФ квазинейтрино и квазинейтрона, соответственно. В целях компактификации записи в дальнейшем «шляпку» $\hat{}$ над ВФ квазичастиц мы опускаем, поскольку это не может привести к неоднозначности интерпретации текста. Нейтроний имеет целый спин j_{n_ν} , равный либо нулю, либо единице, т.е. является бозоном. В настоящий момент значение спина нейтрона неизвестно.

- 5) В координатном представлении ВФ в лептонном секторе имеют вид

$$\begin{cases} \psi_e(\vec{r}_e) = \frac{1}{\sqrt{V}} \cdot \exp(i\vec{k}_e \vec{r}_e) u_e(\vec{k}_e) \\ \psi_\nu(\vec{r}) = \begin{pmatrix} g_k(r) \chi_{l j m_j}^k \\ i f_{-k}(r) \chi_{l' j m_j}^{-k} \end{pmatrix} \end{cases} \quad (2.8)$$

а в нуклонном секторе

$$\begin{cases} \psi_p(\vec{r}_p) = \frac{1}{\sqrt{V}} \cdot \exp(i\vec{k}_p \vec{r}_p) u_p(\vec{k}_p) \chi_{1/2}(\vec{T}) \\ \psi_n(\vec{r}_n) = \frac{1}{\sqrt{V}} \cdot \exp(i\vec{k}_n \vec{r}_n) u_n(\vec{k}_n) \chi_{-1/2}(\vec{T}) \end{cases} (2.9)$$

б) Дираковски сопряженная ВФ электрона в МЭ $n_\nu \rightarrow e + p$ -перехода имеет вид

$$\bar{\psi}_e(\vec{r}_e) = \frac{1}{\sqrt{V}} \cdot [\exp(i\vec{k}_e \vec{r}_e) u_e(\vec{k}_e)]^+ \gamma^0 (2.10)$$

7) Переход к нерелятивистскому пределу в пространстве нуклонов сводится к «отбрасыванию» нижних компонент биспиноров $u(\vec{k})$. При этом биспиноры $u(\vec{k})$ заменяются на спиноры Паули χ :

$$u(\vec{k}) \rightarrow \chi_m(\vec{s}) (2.11)$$

где \vec{s} - спин соответствующего нуклона, а m - проекция спина.

8) При подстановке (2.11) матрица Дирака γ^0 заменяется на единичную матрицу Паули, а матрицы Дирака $\vec{\gamma}$ заменяются на матрицы Паули $\vec{\sigma}$.

Изоспиновый МЭ гамильтониана (2.5) имеет вид

$$M_{isospin} \equiv \left\langle out \left| h_{n_\nu \rightarrow e+p} \right| in \right\rangle_{isospin} = \left\langle \chi_{1/2}(\vec{T}) \left| \tau_+ \right| \chi_{-1/2}(\vec{T}) \right\rangle = 1 (2.12)$$

Пространственный МЭ гамильтониана (2.5) по определению равен

$$M_{space} = V^{-3/2} \cdot \int d\vec{r}_e d\vec{r}_p d\vec{r}_\nu d\vec{r}_n e^{-i\vec{k}_e \vec{r}_e - i\vec{k}_p \vec{r}_p + i\vec{k}_n \vec{r}_n + i\vec{k}_\nu \vec{r}_\nu} \delta(\vec{r}_\nu - \vec{r}_n) \delta(\vec{r}_e - \vec{r}_p) \delta(\vec{r}_p - \vec{r}_n) b_\lambda(\vec{r}_\nu - \vec{r}_n) (2.13)$$

Значение радиуса $\vec{r} = \vec{r}_\nu - \vec{r}_n = 0$ в (2.13) фиксируется трансляционной инвариантностью гамильтониана (2.5). Это позволяет выделить в пространственном МЭ общий множитель $(2\pi)^3 \delta(\vec{k}_{n_\nu} - \vec{k}_e - \vec{k}_p)$:

$$M_{space} = V^{-3/2} \cdot (2\pi)^3 \delta(\vec{k}_{n_\nu} - \vec{k}_e - \vec{k}_p) b_\lambda(\vec{r} \approx 0) (2.14)$$

где $\vec{k}_{n_\nu} = \vec{k}_n + \vec{k}_\nu$. При этом выполняется закон сохранения импульса, а зависимость $b_\lambda(\vec{r})$ отсутствует; МЭ b_λ зависят только от проекций спинов электрона и квазинейтрино.

Компоненты 4- вектора спиновых МЭ b_λ в пространстве лептонов имеют вид:

$$\left\langle out \left| (h_{n_\nu \rightarrow e+p})_\lambda^l \right| in \right\rangle_{spin} \equiv b_\lambda(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) = (\bar{u}_e \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) u_\nu) (2.15)$$

Эти МЭ в пределе низких энергий в циклическом базисе равны ($r_N \approx 0.86 fm$)

$$\begin{cases} b_0(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) \approx g_{-1}(r_N) (4\pi)^{-1/2} \delta_{\underline{m}_e \underline{m}_\nu} - if_1(r_N) \sum_{m_i} C_{1m_i 1/2m_e}^{1/2m_\nu} Y_{1m_i}(\vartheta, \varphi) \\ b_k(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) \approx \sqrt{3} \left[g_{-1}(r_N) (4\pi)^{-1/2} \cdot C_{1k 1/2m_\nu}^{1/2m_e} - if_1(r_N) \sum_{m_i, \sigma} C_{1m_i 1/2\sigma}^{1/2m_\nu} C_{1k 1/2\sigma}^{1/2m_e} Y_{1m_i}(\vartheta, \varphi) \right] \end{cases} (2.16)$$

Компоненты спиновых МЭ в пространстве нуклонов рассчитываются аналогично:

$$\left\langle out \left| (h_{n_\nu \rightarrow e+p})_\lambda^N \right| in \right\rangle_{spin} \equiv d^\lambda(\underline{m}_p, \underline{m}_n) (2.17)$$

Вполный МЭ перехода $n_\nu \rightarrow e + p$ в спиновом пространстве входит линейная комбинация скалярных произведений двух 4- векторов

$$M_{spin} = \sum_{\underline{m}_n, \underline{m}_\nu} C_{1/2 \underline{m}_n, 1/2 \underline{m}_\nu}^{j_{n_\nu}, m_{n_\nu}} b_\lambda(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) \cdot d^\lambda(\underline{m}_p, \underline{m}_n) \quad (2.18)$$

В результате мы получаем МЭ гамильтониана (2.5):

$$\left\langle out \left| h_{n_\nu \rightarrow e+p} \right| in \right\rangle = \frac{\hat{G}_\beta}{\sqrt{2}} \cdot V^{-3/2} \cdot (2\pi)^3 \delta(\vec{k}_{n_\nu} - \vec{k}_e - \vec{k}_p) \cdot M_{spin} \quad (2.19)$$

где $\hat{G}_\beta = \tilde{f}_1 G$ (G_β - константа УВФ для ядерных β - процессов), аспиновый МЭ равен

$$M_{spin} = \sum_{\underline{m}_n, \underline{m}_\nu} C_{1/2 \underline{m}_n, 1/2 \underline{m}_\nu}^{j_{n_\nu}, m_{n_\nu}} \left\langle \chi_{m_p} \left| b_0(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) + \hat{\lambda} \cdot (\vec{b}(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) \cdot \vec{\sigma}) \right| \chi_{m_n} \right\rangle \quad (2.20)$$

где $\hat{\lambda} = \tilde{g}_1 / \tilde{f}_1$. Особо отметим, что использование граничного условия (2.38) приводит к тому, что формфакторы \tilde{g}_1 и \tilde{f}_1 , а также их отношение $\hat{\lambda}$, могут заметно отличаться от аналогичных величин, найденных из данных по β - распаду ядер и электронному захвату.

2.2. Распад нейтрона

Процессу распада нейтрона в вакууме соответствует диаграмма на рис. 13.

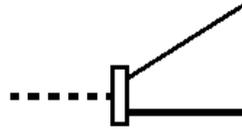


Рис. 13. β - распад нейтрона

Согласно «золотому правилу Ферми», выражение для вероятности перехода в единицу времени в непрерывном спектре в общепринятых обозначениях имеет вид [26]:

$$dw_{fi} = 2\pi \delta(E_f - E_i) \cdot \left| \left\langle f \left| V \right| i \right\rangle \right|^2 dn_f. \quad (2.21)$$

Вероятность распада нейтрона на протон и электрон в единицу времени равна:

$$w_{n_\nu \rightarrow p+e^-} = 2\pi \int \frac{V d\vec{k}_e}{(2\pi)^3} \frac{V d\vec{k}_p}{(2\pi)^3} \delta(E_i - E_f) \left\langle \left\langle H^* \left| h_{n_\nu \rightarrow e+p} \right| n_\nu \right\rangle \right\rangle^2. \quad (2.22)$$

Внешние треугольные скобки в (2.22) означают усреднение по проекциям спинов частиц в начальном состоянии, и суммирование по проекциям спинов в конечном состоянии.

При низких энергиях нижние компоненты биспиноров Дирака малы по сравнению с верхними компонентами. В соответствии с этим выражения для b_0 и \vec{b} упрощаются:

$$\begin{cases} b_0(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) \approx (4\pi)^{-1/2} g_{-1}(r_N) \cdot \delta_{\underline{m}_e \underline{m}_\nu} \\ b_k(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) \approx \sqrt{3} (4\pi)^{-1/2} g_{-1}(r_N) \cdot C_{1k \ 1/2 \underline{m}_\nu}^{1/2 \underline{m}_e} \end{cases} \quad (2.23)$$

Очевидно, что

$$\begin{cases} \left\langle \chi_{m_p} \left| b_0 \right| \chi_{m_n} \right\rangle = \left\langle \chi_{m_p} \left| (4\pi)^{-1/2} g_{-1}(r_N) \delta_{\underline{m}_e \underline{m}_\nu} \right| \chi_{m_n} \right\rangle = (4\pi)^{-1/2} g_{-1}(r_N) \delta_{\underline{m}_e \underline{m}_\nu} \delta_{m_p m_n} \\ \left\langle \chi_{m_p} \left| (\vec{b} \cdot \vec{\sigma}) \right| \chi_{m_n} \right\rangle = \sum_k (-1)^k b_{-k} \left\langle \chi_{m_p} \left| \sigma_k \right| \chi_{m_n} \right\rangle = -\sqrt{3} \cdot \sum_k (-1)^k b_{-k} C_{1k \ 1/2 \underline{m}_n}^{1/2 \underline{m}_p} \end{cases} \quad (2.24)$$

Откуда следует, что

$$\left\langle \chi_{m_p} \left| (\vec{b} \cdot \vec{\sigma}) \right| \chi_{m_n} \right\rangle = -3(4\pi)^{-1/2} g_{-1}(r_N) \sum_k (-1)^k C_{1-k \ 1/2 \underline{m}_\nu}^{1/2 \underline{m}_e} C_{1k \ 1/2 \underline{m}_n}^{1/2 \underline{m}_p} \quad (2.25)$$

Таким образом

$$\left\langle \chi_{m_p} \left| b_0 + \lambda(\vec{b} \cdot \vec{\sigma}) \right| \chi_{m_n} \right\rangle_{\vec{r}=0} = (4\pi)^{-1/2} g_{-1}(r_N) \left[\delta_{m_e m_p} \delta_{m_p m_n} - 3\lambda \sum_k (-1)^k C_{1-k, 1/2 m_p}^{1/2 m_e} C_{1k, 1/2 m_n}^{1/2 m_p} \right]. \quad (2.26)$$

Введем спиновый фактор

$$\hat{S}(j_{n_\nu}, m_{n_\nu} | m_p, m_e) \equiv \sum_{m_n, m_p} C_{1/2 m_n, 1/2 m_p}^{j_{n_\nu}, m_{n_\nu}} \left[\delta_{m_e m_p} \delta_{m_p m_n} - 3\lambda \sum_k (-1)^k C_{1-k, 1/2 m_p}^{1/2 m_e} C_{1k, 1/2 m_n}^{1/2 m_p} \right]. \quad (2.27)$$

Тогда МЭ перехода, отвечающего за распад нейтрония, принимает вид:

$$\left\langle H^* \left| h_{n_\nu \rightarrow e+p} \right| n_\nu \right\rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2V^3}} \frac{G_\beta g_{-1}(r_N)}{\sqrt{4\pi}} (2\pi)^3 \delta(\vec{k}_{n_\nu} - \vec{k}_p - \vec{k}_e) \hat{S}(j_{n_\nu}, m_{n_\nu} | m_p, m_e). \quad (2.28)$$

Легко видеть, что

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{m_n, m_p} C_{1/2 m_n, 1/2 m_p}^{j_{n_\nu}, m_{n_\nu}} \delta_{m_e m_p} \delta_{m_p m_n} = C_{1/2 m_p, 1/2 m_e}^{j_{n_\nu}, m_{n_\nu}} \\ \sum_{k, m_n, m_p} (-1)^k C_{1/2 m_n, 1/2 m_p}^{j_{n_\nu}, m_{n_\nu}} C_{1k, 1/2 m_n}^{1/2 m_p} C_{1-k, 1/2 m_p}^{1/2 m_e} = 2 \cdot C_{1/2 m_e, 1/2 m_p}^{j_{n_\nu}, m_{n_\nu}} \cdot \left\{ \begin{array}{l} 1 \quad 1/2 \quad 1/2 \\ j_{n_\nu} \quad 1/2 \quad 1/2 \end{array} \right\} \end{array} \right. \quad (2.29)$$

В результате получаем:

$$\hat{S}(j_{n_\nu}, m_{n_\nu} | m_p, m_e) = C_{1/2 m_p, 1/2 m_e}^{j_{n_\nu}, m_{n_\nu}} \phi_{ep}(j_{n_\nu}). \quad (2.30)$$

причем

$$\phi_{ep}(j_{n_\nu}) = 1 + 6\hat{\lambda}(-1)^{j_{n_\nu}} \left\{ \begin{array}{l} 1 \quad 1/2 \quad 1/2 \\ j_{n_\nu} \quad 1/2 \quad 1/2 \end{array} \right\} \quad (2.31)$$

где $\phi_{ep}(0) = 1 + 3\hat{\lambda}$, $\phi_{ep}(1) = 1 - \hat{\lambda}$.

Допустим, что константа $\lambda = \tilde{g}_1 / \tilde{f}_1$ не перенормируется при замене нейтрона и нейтрино на соответствующие квазичастицы. В этом случае $\phi_{ep}(0) \approx 4.69$, $\phi_{ep}(1) \approx -0.23$. Эти значения получены для $\lambda \approx 1.23$, что соответствует надежно установленному виду лагранжиана (2.10), в котором присутствует только левое фермионное поле ψ_ν . При этом спиральность нейтрино \vec{s}_ν отрицательна ($(\vec{s}_\nu \cdot \vec{n}_\nu) = -1$, см. рис. 14).

Говорить о спиральности квазисвязанного квазинейтрино бессмысленно. Поэтому если замена нейтрино на квазинейтрино сводится к перенормировке константы λ типа подстановки $\lambda = 1.23 \rightarrow \hat{\lambda} = 1$, то нейтроний имеет нулевой спин ($j_{n_\nu} = 0$), а все основные соотношения стандартной модели сохраняют свой вид. Эту ситуацию иллюстрирует хорошо изученный распад π^- - мезона (рис. 14). Если же $\hat{\lambda} \neq 1$, то в этом случае возможно существование паранейтрония ($j_{n_\nu} = 0$) и ортонейтрония ($j_{n_\nu} = 1$). Весь опыт работы в атомной и ядерной физике указывает на то, что резонанс с $j_{n_\nu} = 1$ всегда лежит заметно выше по энергии, чем аналогичный резонанс с $j_{n_\nu} = 0$, и по этой причине возбуждается с гораздо меньшей вероятностью. В настоящее время нет веских причин для того, чтобы считать, что перенормированное значение $\hat{\lambda}$ сильно отличается от $\lambda = 1.23$. В соответствии с этим далее мы будем рассматривать только паранейтроний, поскольку возбуждение ортонейтрония подавлено, как из-за более высокой энергии возбуждения этого резонанса, так и конфигурационно ($\phi_{ep}^2(0) \gg \phi_{ep}^2(1)$).

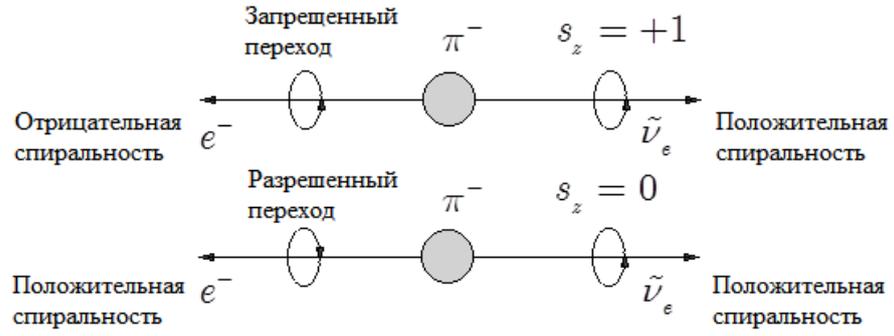


Рис. 14. Иллюстрация эмпирического факта запрета существования в Природе правых нейтрино

В соответствии с вышесказанным далее мы будем считать нейтроний бесспиновой частицей, а фактор $\phi_{ep} \equiv \phi_{ep}(0) \approx 4.69$. В этом случае спиновая сумма в (2.22) равна

$$\left\langle \left| \hat{S}(j_{n_v}, m_{n_v} | m_p, m_e) \right|^2 \right\rangle = \frac{\phi_{ep}^2 (j_{n_v})}{2j_{n_v} + 1} \sum_{m_p, m_e, m_{n_v}} \left[C_{1/2 m_p, 1/2 m_e}^{j_{n_v} m_{n_v}} \right]^2 = \phi_{ep}^2 \quad (2.32)$$

В результате в системе единиц $\hbar = c = 1$ получаем

$$w_{n_v \rightarrow p+e^-} = \frac{G_\beta^2 \phi_{ep}^2}{2} \frac{g_{-1}^2(0)}{4\pi} \int \frac{d\vec{k}_e}{(2\pi)^3} \frac{d\vec{k}_p}{(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k_{n_v} - k_p - k_e) \quad (2.33)$$

Интегрирование по импульсу протона в (2.33) выполняется элементарно:

$$w_{n_v \rightarrow p+e^-} = \frac{G_\beta^2 \phi_{ep}^2}{8\pi^2} \frac{g_{-1}^2(r_N)}{4\pi} \int d\vec{k}_e \delta(\varepsilon_{n_v} - \varepsilon_p - \varepsilon_e). \quad (2.34)$$

где $\varepsilon_{n_v} = \sqrt{m_{n_v}^2 + k_{n_v}^2}$, $\varepsilon_p = \sqrt{m_p^2 + k_p^2}$, $\varepsilon_e = \sqrt{m_e^2 + k_e^2}$.

Внерелятивистском пределе $\varepsilon_e \approx m_e + m_p + U_{n_v}$ в системе покоя нейтрония⁶, где $U_{n_v} = m_{n_v} - m_p - m_e$ - внутренняя энергия нейтрония. В этом приближении

$$w_{n_v \rightarrow p+e^-} = \frac{G_\beta^2 \phi_{ep}^2}{2\pi} \frac{g_{-1}^2(r_N)}{4\pi} m_e \sqrt{2m_e U_{n_v}} \cdot F_c(\eta) \quad (2.35)$$

Множитель $F_c(\eta)$ в (2.35) учитывает влияние кулоновского поля на вылетающий электрон.

В приближении точечного протона:

$$F_c(\eta) = \pi\eta \cdot \exp(\pi\eta) \cdot \text{sh}^{-1}(\pi\eta). \quad (2.36)$$

Параметр η в (2.36) равен $\eta = \alpha \varepsilon_e c^{-1} p_e^{-1}$, где α - постоянная тонкой структуры.

В результате соотношение (2.35) принимает вид

$$w_{n_v \rightarrow p+e^-} = \frac{G_\beta^2 \phi_{ep}^2}{2\pi V_{eff}^{n_v}} m_e \sqrt{2m_e U_{n_v}} \cdot F_c(\eta) \quad (2.37)$$

Априорная оценка «эффективного объема нейтрония» $V_{eff}^{n_v} \approx 2.7 \text{ fm}^3$ в (2.37) обоснована тем, что реакция образования нейтрония идет на радиусе канала. Очевидно, что это значение никак не связано с «радиусом нейтрония» $r_0 \sim 3 \text{ \AA}$.

⁶С точностью до малых поправок на кинетическую энергию ядра отдачи.

В таблице 2 представлены значения величин w^0 и w^c без учета и с учетом кулоновского усиления, соответственно, и времени жизни нейтрона $\tau_{n_\nu}^c$.

Таблица 2

Зависимость скорости распада и времени жизни нейтрона от его внутренней энергии

U_{n_ν} [eV]	$w_{n_\nu \rightarrow p+e^-}^0$	$w_{n_\nu \rightarrow p+e^-}^c$	$\tau_{n_\nu}^c$
10	$3.22 \cdot 10^3$	$2.36 \cdot 10^4$	$4.23 \cdot 10^{-5}$
10^2	$1.01 \cdot 10^4$	$2.62 \cdot 10^4$	$3.82 \cdot 10^{-5}$

Результаты расчетов также представлены графически на рис. 15.

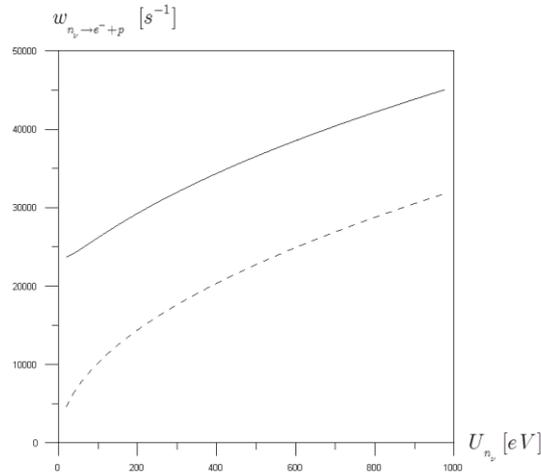


Рис. 15. Скорость распада нейтрона в зависимости от его внутренней энергии

Из таблицы 2 и рис. 15 видно, что при низких энергиях кулоновские эффекты существенны, а время жизни нейтрона $\tau_{n_\nu} \sim 4 \cdot 10^{-5}$ s на порядок больше времени жизни мюона $\tau_\mu = (2.197019 \pm 0.000021) \cdot 10^{-6}$ s [20].

2.3. Реакция электророждения нейтрона в атомарном водороде

Согласно законам сохранения и правилам отборнейтронов может образовываться в результате взаимодействия электрона либо со свободным протоном, либо с протоном, входящим в атом водорода. Рассмотрим возможные механизмы этих реакций.

Если бы нейтроний был стабильной частицей, то захват свободного или орбитального электрона протоном (реакция $e^- + p \rightarrow n_\nu$) были бы строго запрещены законами сохранения энергии и импульса.

Очевидно, что захват протоном орбитального электрона невозможен в силу законов сохранения.

Проблема рождения нейтрона в результате столкновения электрона с протоном требует подробного анализа.

Как было показано в предыдущем разделе, время жизни нейтрона конечно. Поэтому в соответствии с соотношением неопределенности Гейзенберга такое состояние не имеет определенной энергии. Это проявляется в том, что в амплитуде упругого рассеяния $e^- + p \rightarrow n_\nu \rightarrow e^- + p$ в области низких энергий нейтронов присутствует как реальная, лежащая на массовой поверхности частица, которой соответствует диаграмма 1ж). Другими словами, в сечении реакции упругого ep -рассеяния должен наблюдаться брейт-вигнеровский резонанс

$$\sigma_{e+p \rightarrow n_\nu} = \frac{2\pi L^3}{\hbar v_e} \int \frac{L^3 dp_{n_\nu}}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_{n_\nu}}{(\varepsilon_{ep} - E_{n_\nu})^2 + \Gamma_{n_\nu}^2 / 4} \left\langle \left| \mathfrak{M}_{e+p \rightarrow n_\nu} \right|^2 \right\rangle \quad (2.38)$$

где

$$\mathfrak{M}_{e+p \rightarrow n_\nu} = \frac{G_\beta}{\sqrt{2L^9 V_{eff}^{n_\nu}}} (2\pi\hbar)^3 \delta(\vec{p}_p - \vec{p}_e - \vec{p}_{n_\nu}) \hat{S}(j_{n_\nu}, \underline{m}_{n_\nu} | \underline{m}_p, \underline{m}_e) \quad (2.39)$$

Из (2.38), (2.39) следует, что

$$\sigma_{e+p \rightarrow n_\nu} = \frac{2\pi}{\hbar v_e} \frac{G_\beta^2}{2V_{eff}^{n_\nu}} \left\langle \left| \hat{S}(j_{n_\nu}, \underline{m}_{n_\nu} | \underline{m}_p, \underline{m}_e) \right|^2 \right\rangle \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_{n_\nu}}{(\varepsilon_{ep} - \varepsilon_{n_\nu})^2 + \Gamma_{n_\nu}^2 / 4} \quad (2.40)$$

В свою очередь

$$\left\langle \left| \hat{S}(j_{n_\nu}, \underline{m}_{n_\nu} | \underline{m}_p, \underline{m}_e) \right|^2 \right\rangle = \frac{1}{4} \sum_{\underline{m}_p, \underline{m}_e, \underline{m}_{n_\nu}} \left| C_{1/2 \underline{m}_p, 1/2 \underline{m}_e}^{j_{n_\nu}, \underline{m}_{n_\nu}} \phi_{ep}(j_{n_\nu}) \right|^2 = \frac{(2j_{n_\nu} + 1) \phi_{ep}^2(j_{n_\nu})}{4} \quad (2.41)$$

В итоге мы приходим к соотношению

$$\sigma_{e+p \rightarrow n_\nu} = \frac{2\pi}{\hbar v_e} \frac{G_\beta^2 \tilde{\phi}_{ep}^2(j_{n_\nu})}{8V_{eff}^{n_\nu}} \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_{n_\nu}}{(\varepsilon_{ep} - \varepsilon_{n_\nu})^2 + \Gamma_{n_\nu}^2 / 4} \cdot F_c^2(\eta) \quad (2.42)$$

где $\tilde{\phi}_{ep}^2(j_{n_\nu}) = (2j_{n_\nu} + 1) \phi_{ep}^2(j_{n_\nu})$, а $F_c(\eta)$ - стандартный кулоновский фактор усиления.

Учитывая, что по определению $\Gamma_{n_\nu} = \hbar w_{n_\nu \rightarrow p+e^-}$ и принимая во внимание формулу (2.37) для скорости распада нейтрона, получаем:

$$\sigma_{e+p \rightarrow n_\nu} = (2j_{n_\nu} + 1) \frac{\pi \hbar^2}{8m_e U_{n_\nu}} \cdot \frac{\Gamma_{n_\nu}^2}{(\varepsilon_{ep} - \varepsilon_{n_\nu})^2 + \Gamma_{n_\nu}^2 / 4} \quad (2.43)$$

которую в приближении бесконечно тяжелого ядра можно представить в виде (см. [24])

$$\sigma_{e+p \rightarrow n_\nu} = (2j_{n_\nu} + 1) \cdot \frac{\pi}{4k_e^2} \cdot \frac{\Gamma_{n_\nu}^2}{(\varepsilon_{ep} - \varepsilon_{n_\nu})^2 + \Gamma_{n_\nu}^2 / 4} \quad (2.44)$$

в полном соответствии с идеологией Брейта-Вигнера. Отметим, что дополнительный фактор $1/4$ появляется из-за того, что протон и электрон имеют полуцелые спины.

Ранее было показано, что ширина резонанса Γ_{n_ν} очень мала ($\Gamma_{n_\nu} \leq 1.5 \cdot 10^{-11} \text{ eV}$, см. Таблицу 2). Поэтому нейтроний невозможно обнаружить в прямом эксперименте по рассеянию электронов на протонах. Остается рассмотреть возможности различных косвенных экспериментов по его генерации и регистрации.

Радиационный захват $e^- + p \rightarrow n_\nu + \gamma$ не запрещен законами сохранения, и его сечение на много порядков больше сечения $\sigma_{e+p \rightarrow n_\nu}$. Однако этот процесс подавлен, т.к. его сечение пропорционально квадрату постоянной тонкой структуры α .

В свете проделанного выше анализа возникает естественный вопрос: «Каким способом можно возбудить экстремально узкий резонанс, обусловленный слабым взаимодействием?»

Рассмотрим реакцию захвата электрона из непрерывного спектра атомом водорода

$$H(e, e') n_\nu. \quad (2.45)$$

Независимо от того, является нейтроний реальной частицей, или это виртуальная частица, входящая в расчеты, как двухчастичный пропагатор, изображенный на рис. 1 с

помощью символов  и -----, eH - рассеяние и реакции с учетом влияния слабого взаимодействия описываются диаграммами, представленными на рис. 16, 17.

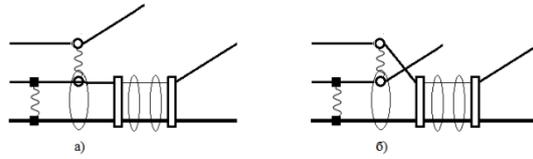


Рис. 16. Регулярный вклад слабого взаимодействия в амплитуду ионизации атома водорода⁷

Положение особенностей этого пропагатора на плоскости комплексных энергий неизвестно, так как непертурбативные эффекты в обсуждаемой области энергий велики, и расчет положения полюсов из первых принципов квантовой теории поля невозможен. Поэтому если гипотеза о существовании экзотических нейтринных атомов верна (т.е., особенности лежат на массовой поверхности в области энергий, меньших порога рождения реальных нейтрона и нейтрино), то процесс рождения и последующего распада нейтрония описывается суммой диаграмм, представленных на рис. 17.

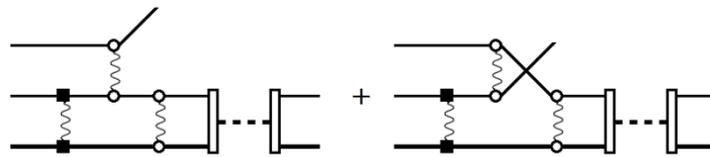


Рис.17. Вклад слабого взаимодействия в амплитуду реакции рождения нейтрония

Трехчастичность задачи о столкновении электрона с атомом водорода приводит к тому, что, в отличие от упругого ep - рассеяния $e^- + p \rightarrow n_\nu \rightarrow e^- + p$, двухчастичный пропагатор электрона и протона  (атома водорода в возбужденном промежуточном состоянии, двойная линия справа от пары электромагнитных вершин, соответствующих кулоновскому взаимодействию электрона с протоном) входит в выражение для сечения процесса $e^- + H \rightarrow n_\nu + e^- \rightarrow p + 2e^-$ под знаком интеграла. Поэтому ширина обусловленного слабым взаимодействием резонанса в сечении этого процесса более чем на 14 порядков больше ширины аналогичного резонанса в упругом ep - рассеянии, и его, в принципе, можно обнаружить в эксперименте. Исчезающе малая ширина резонанса «нейтроний» указывает на то, что его можно считать реальной элементарной частицей.

Следует особо отметить, что реакция (2.45) является пороговой, причем порог рождения нейтрония ε_{tr} в реакции $e^- + H \rightarrow n_\nu + e^-$ в приближении $m_p \gg m_e$ равен

$$\varepsilon_{tr} \approx U_{n_\nu} + \varepsilon_H. \quad (2.46)$$

где $\varepsilon_H = 13.6 \text{ eV}$ - энергия связи электрона в атоме водорода.

Сечение реакции электророждения нейтрония имеет вид:

$$\sigma_{H(e,e')n_\nu} = \frac{2\pi V}{v_e} \int dn_f \delta(E_i - E_f) \left\langle \left| \hat{s} \int dn_v \frac{\int d\vec{r}' \langle n_\nu | h''(\vec{r}') | H^* \rangle \langle e' \otimes H^* | V_c | e \otimes H \rangle}{E_i - E_v + i0} \right|^2 \right\rangle \quad (2.47)$$

причем v_e - скорость налетающего электрона в системе покоя протона, а dn_f и dn_v - плотность числа конечных и промежуточных состояний, соответственно:

⁷ Электромагнитное взаимодействие всегда предшествует слабому, т.к. имеет бесконечно большой радиус действия. Пропагатор атома водорода в промежуточном состоянии берет свое начало в электромагнитной вершине, и заканчивается в слабой вершине.

$$dn_f = \frac{Vd\vec{k}_{e'}}{(2\pi)^3} \frac{Vd\vec{k}_{n_\nu}}{(2\pi)^3}; \quad dn_\nu = \frac{Vd\vec{k}_{e'}}{(2\pi)^3} \frac{Vd\vec{k}_{p_\nu}}{(2\pi)^3}. \quad (2.48)$$

Значок оператора \hat{s} означает, что вклад в сечение рождения нейтрона $\sigma_{H(e,e')n_\nu}$ дает только полюс в интеграле по dn_ν . Регулярная часть интеграла в (2.47) описывает ничтожно малый вклад слабого взаимодействия в сечение ионизации атома водорода электронным ударом, и не имеет отношения к процессу возбуждения экзотического электрослабого резонанса. Кулоновский потенциал V_c равен

$$V_c(\vec{r}_p, \vec{r}_{e_1}, \vec{r}_{e_2}) = \frac{e^2}{|\vec{r}_e - \vec{r}_{e_1}|} - \frac{e^2}{|\vec{r}_p - \vec{r}_e|}. \quad (2.49)$$

В приближении плоских волн ВФ мишени и снаряда имеют вид

$$\begin{cases} |H\rangle = (V)^{-1/2} \cdot \exp(i\vec{k}_H \vec{r}_H) \psi_{nlm_l}(\vec{r}_{e_b} - \vec{r}_p) \chi_{m_s}(\vec{s}_s) \\ |e\rangle = (V)^{-1/2} \cdot \exp(i\vec{k}_e \vec{r}_e) \chi_{m_e}(\vec{s}_e) \end{cases}, \quad (2.50)$$

Если электрон с энергией $\sim 25 - 100 \text{ eV}$ налетает на атом водорода, то:

$$\begin{cases} \frac{d\sigma_{H(e,e')n_\nu}}{d\Omega_{n_\nu}} = \sigma_{H(e,e')n_\nu}^{(0)} F_c^2(\eta_p) \cdot \sqrt{\xi_{n_\nu}^2 - \xi_{\hat{n}_\nu}^2} \cdot \sum_{+,-} \left\{ (x_{n_\nu}^{(\pm)})^2 |\Phi(x_{n_\nu}^{(\pm)})|^2 \right\} \\ \sigma_{H(e,e')n_\nu}^{(0)} = \frac{2}{\pi} \frac{a_B^3}{V_{eff}^{n_\nu}} G_{\beta}^2 \tilde{\phi}_{ep}^2(j_{n_\nu}) m_e^2 \approx 2 \text{ } \mu\text{barn} \end{cases}, \quad (2.51)$$

В (2.51) использованы обозначения: $\tilde{\phi}_{ep} = \sqrt{2j_{n_\nu} + 1} \cdot \phi_{ep}$ - фактор, зависящий от λ , a_B - борковский радиус, ξ_{n_ν} - косинус угла вылета нейтрона, $\xi_{\hat{n}_\nu}$ - граничный косинус угла вылета нейтрона, кулоновский параметр $\eta_p = \alpha \cdot (2U_{n_\nu} / m_e)^{-1/2}$.

Безразмерный импульс $x_{n_\nu}^{(\pm)}$ зависит от энергии электрона и угла вылета нейтрона:

$$x_{n_\nu}^{(\pm)} = x_e \cdot \left[\xi_{n_\nu} \pm \sqrt{\xi_{n_\nu}^2 - \xi_{\hat{n}_\nu}^2} \right], \quad (2.52)$$

где $\vec{x}_e = \vec{k}_e a_B$, \vec{k}_e - импульс налетающего электрона, а $\xi_{\hat{n}_\nu} = \sqrt{\varepsilon_{tr} T_e^{-1}}$. Причина различия импульсов нейтрона $x_{n_\nu}^{(+)}$ и $x_{n_\nu}^{(-)}$ при заданном значении импульса \vec{k}_e , одинаковых направлениях вылета нейтрона и одинаковых величинах импульсов k_e , состоит в противоположных направлениях вылета электрона отдачи e' (рис. 21).

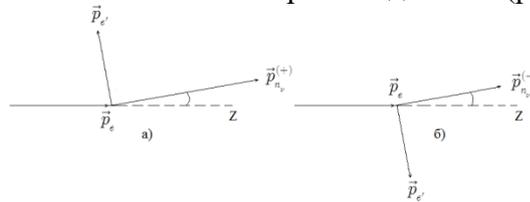


Рис. 18. Кинематика реакции $H(e, e')n_\nu$: а) электрон отдачи летит «назад»; б) электрон отдачи летит «вперед»

Формфактор $\Phi(x_{n_\nu}^\pm)$ есть суперпозиция прямого и обменного членов

$$\Phi(\vec{x}_{n_\nu}) \equiv \Phi_d(\vec{x}_{n_\nu}) - \Phi_{ex}(\vec{x}_{n_\nu}). \quad (2.53)$$

Если мишень (атом водорода) находится в основном состоянии, то его ВФ имеет вид:

$$\psi_{000}(r, \vartheta, \varphi) = (\pi a_B^3)^{-1/2} \cdot e^{-r/a_B}. \quad (2.54)$$

В этом случае безразмерные формфакторы $\Phi_d(\vec{x}_{n_\nu})$ и $\Phi_{ex}(\vec{x}_{n_\nu})$ вычисляются элементарно:

$$\begin{cases} \Phi_d(\vec{x}_{n_\nu}) = \frac{1}{2\pi} \int \frac{d\Omega_{e_\nu}}{x_{n_\nu}^2 \cdot [1 + (\vec{x}_{e_\nu} - \vec{x}_{n_\nu})^2]^2} \\ \Phi_{ex}(\vec{x}_{n_\nu}) = \frac{1}{2\pi} \int \frac{d\Omega_{e_\nu}}{(\vec{x}_{e_\nu} - \vec{x}_e)^2 \cdot [1 + (\vec{x}_{e_\nu} - \vec{x}_{n_\nu})^2]^2} \end{cases} \quad (2.55)$$

В формуле (2.55) $x_{e_\nu} = x_e \sqrt{\xi_{n_\nu}^2 - \xi_{\hat{n}_\nu}^2}$, а $d\Omega_{e_\nu}$ - элемент телесного угла.

Энергетическая и угловая зависимости сечения рождения нейтрония показаны на рис. 19 и рис. 20, соответственно.

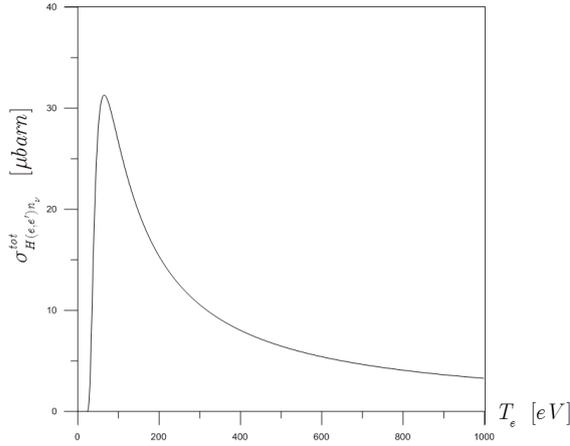


Рис. 19. Энергетическая зависимость полного сечения рождения нейтрония при $U_{n_\nu} = 10 \text{ eV}$

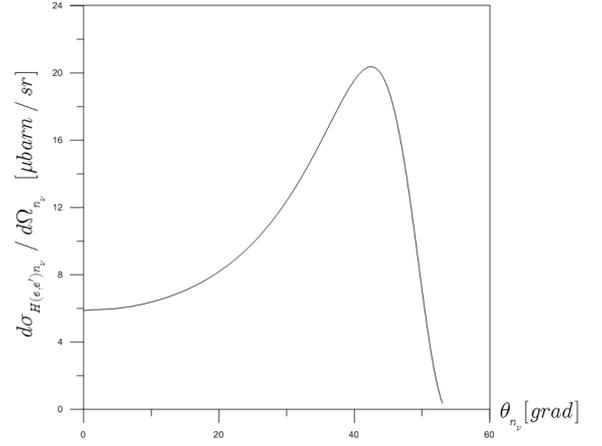


Рис. 20. Угловая зависимость сечения реакции $H(e, e')n_\nu$ при $U_{n_\nu} = 10 \text{ eV}$, $T_e = 66 \text{ eV}$

Как видно из рис. 19, зависимость полного сечения рождения нейтрония имеет ярко выраженный резонансный характер. Форма резонанса в системе трех тел отличается от Брейт-Вигнеровской. Ширина резонанса в сечении реакции $H(e, e')n_\nu$ лежит в пределах $\Gamma_{H(e, e')n_\nu} < 1 \text{ keV}$, откуда следует, что $\Gamma_{H(e, e')n_\nu} / \Gamma_{n_\nu} \sim 10^{14}$. При $U_{n_\nu} = 10 \text{ eV}$ сечение вблизи максимума резонанса по порядку величины равно $\sigma_{H(e, e')n_\nu}^{max} \sim 30 \text{ microbarn}$.

Угловая зависимость сечения реакции рождения нейтрония (рис. 20) необычна. Максимум пика в угловом распределении при резонансной энергии приходится не на угол $\theta_{n_\nu}^{max} = 0^\circ$, как в обычных ядерных реакциях, а на угол $\theta_{n_\nu}^{max} \approx 40^\circ$. Дело в том, что рождение нейтрония сопровождается вылетом электрона отдачи. С формальной точки зрения этот эффект обусловлен тем, что решается нестандартная задача трех тел, когда во входном канале реакции имеется свободный электрон и две частицы в связанном состоянии (атом водорода), а в выходном канале – электрон и долгоживущий резонанс (нейтроний), причем импульсы электрона отдачи и нейтрония ортогональны ($\vec{p}_{n_\nu} \perp \vec{p}_{e'}$).

Кулоновское поле протона заметно влияет на сечение реакции $H(e, e')n_\nu$. Фактор кулоновского усиления по порядку величины приблизительно равен $F_c^2(\eta_p) \sim 50$.

С точки зрения практических вычислений представляется важным тот факт, что в сумме $\sigma_{H(e, e')n_\nu}^{tot} = \sigma_{H(e, e')n_\nu}^{(-)} + \sigma_{H(e, e')n_\nu}^{(+)}$ (см. пояснения к рис. 18) второй член пренебрежимо мал по сравнению с первым. Сечение реакции рождения нейтрония, сопровождающейся

вылетом электрона отдачи «вперед», на 2-3 порядка больше сечения аналогичной реакции, сопровождающейся вылетом электрона отдачи «назад», причем вклад процессов с большой передачей импульса уменьшается с ростом энергии налетающего электрона.

На рис. 21 представлены результаты расчетов сечения реакции рождения нейтрония, как с учетом интерференции прямой и обменной амплитуд, так и без учета интерференции. Из рис. 21 видно, что деструктивная интерференция прямой и обменной амплитуд уменьшает полное сечение реакции рождения нейтрония примерно на 30%.

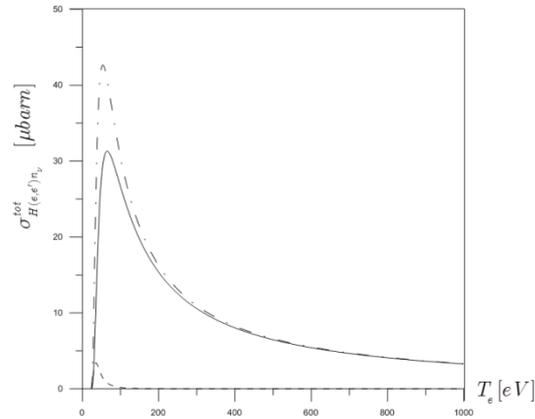


Рис. 21. Сплошная линия – полное сечение процесса с учетом интерференции прямой и обменной амплитуд; штрих-пунктир - сечение с одной прямой амплитудой; штрих - сечение с обменной амплитудой.
 $U_{n_\nu} = 10 \text{ eV}$

Имеется обоснованная надежда, что главными результатами такого анализа имеющейся совокупности экспериментальных данных окажутся:

- 1) подтверждение качественных выводов теории экзотических электрослабых процессов;
- 2) уточнение априорных оценок параметров теории $U_{n_\nu} \approx 10 \text{ eV}$ и $V_{eff}^{n_\nu} \approx 2.7 \text{ fm}^3$.

Часть вторая: нейтроний является не только экзотическим состоянием нейтрона в экзотическом атоме, но также и частью образования и функционирования химических элементов

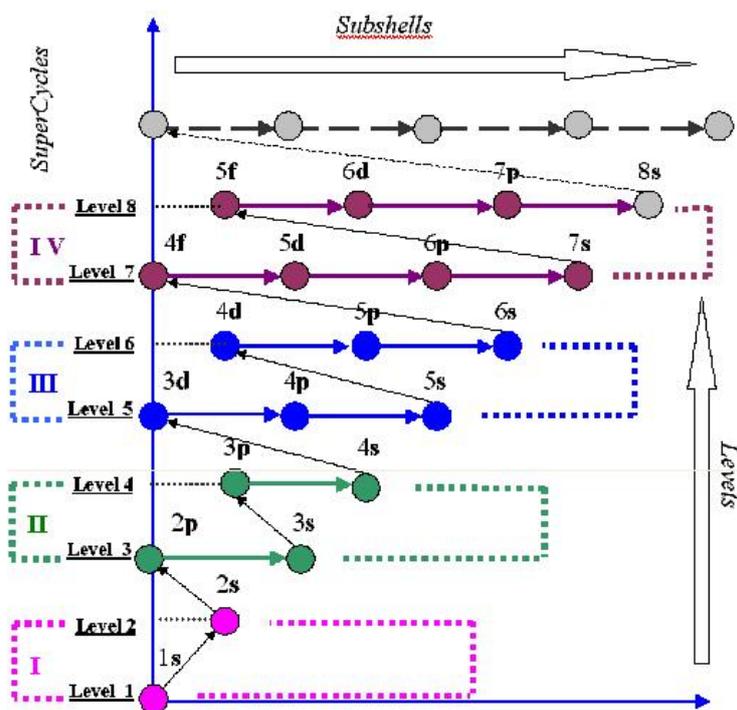
Предположение, что в экзотическом атоме существует экзотическое состояние нейтрона, в котором удерживается нейтрино, рожденное после присоединения электрона к протону, было сделано первым автором этой статьи [1-3]. Им же были сделаны расчеты, показывающие, что такое экзотическое состояние нейтрона возможно [5-12].

С другой стороны, в цикле работ второго автора данной статьи было показано, что в совокупности электронных оболочек всех химических элементов как функции заряда ядра на плоскости главного и орбитального квантовых чисел имеется симметрия со спектром атома водорода с точностью до поворота на угол $\pi/4$ [25]. Естественным объяснением этого феномена является предположение, что в дополнение к квантовомеханической модели атома имеет место квантово-полевое взаимодействие электронов оболочки с протонами ядра, включающее слабые взаимодействия между ними [26,27]. Диаграмм описывающих такое взаимодействие, может быть несколько [26,27,39,40]. Однако простейшим и наиболее вероятным является механизм, предложенный первым автором данной работы [1,2,3] при решении других задач, не относящихся к симметриям заполнения электронных оболочек атомов. В сочетании результатов первого и второго автора данной статьи предположение, что нейтроний, определяемый правой частью соотношения

$$p^+ + e^- \leftrightarrow n + \nu_e$$

существует не только в экзотических атомах, но является также частью образования и функционирования химических элементов, представляется заслуживающим анализа.

Как показал второй автор настоящей работы, заполнение электронных оболочек атомов как функции заряда атомного ядра происходит не в координатах (\mathbf{n}, \mathbf{l}) как следует ожидать, решая уравнения Шредингера, а в координатах $(\mathbf{n}+\mathbf{l}, \mathbf{n}-\mathbf{l})$ повернутых на плоскости главного и орбитального квантовых чисел на угол $\pi/4$ относительно системы координат (\mathbf{n}, \mathbf{l}) стандартной модели атома [25,28].



© Yuri Magarshak

Рисунок 22: расположение подболочек в химических координатах $(n+l, n-l)$ с указанием возникающих при этом структур: циклов, суперциклов и уровней [1].

В работах [25,28] показано также, что рассмотрение электронных конфигураций в координатах $(n+l, n-l)$ приводит не к разбиению всех элементов периодической системы на группы и семь периодов, как следует из традиционного подхода, восходящего к Менделееву [6], а разбиению всех открытых на сегодняшний день 118 элементов на **восемь** циклов и **четыре** суперцикла. При этом каждый суперцикл состоит из двух циклов (F-цикла и М-цикла, имеющих одинаковую структуру с числом элементов в них, равным $2k^2$, $k=1,2,3,4$). Число элементов в суперциклах с первого по четвертый равно 4,16,36,64, то есть $(2k)^2$. В результате периодическая система, начиная с классических работ Менделеева, обнаружившего в свойствах элементов периодичность [29,30,31], приобретает более чем два измерения [32]. В частности, совокупность химических элементов может быть представлена в виде пирамид в трех и более измерениях.

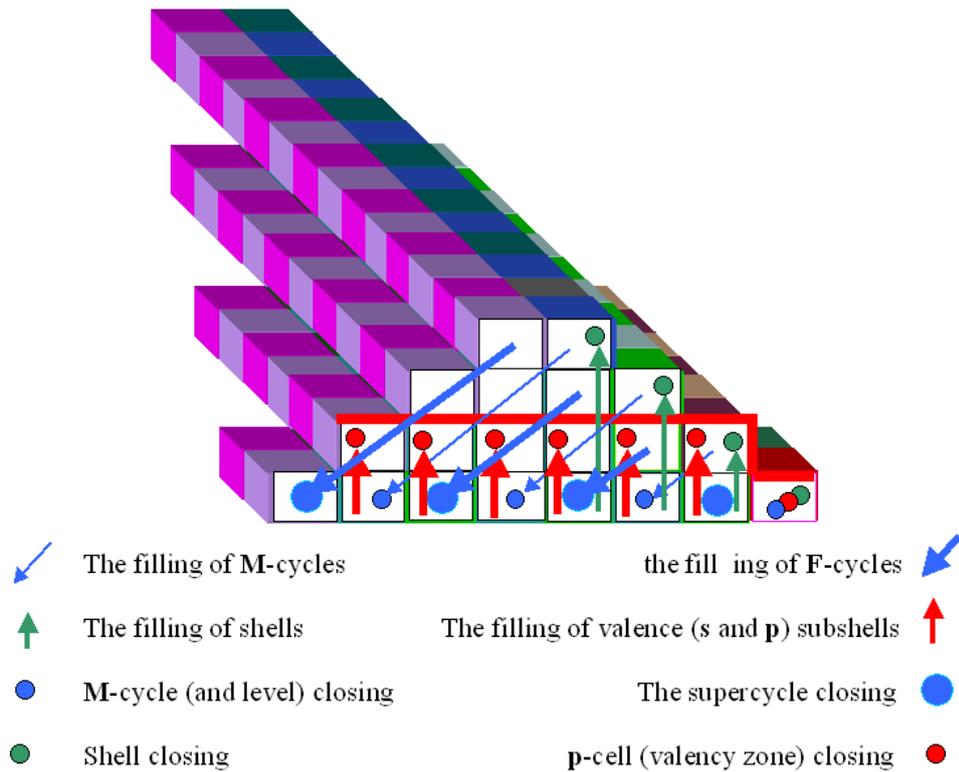


Рисунок 23: трехмерное изображение периодического Закона, в проекциях а) перпендикулярной фасаду и б) на горизонтальную плоскость имеющее форму ступенчатых пирамид. На фасаде дважды ступенчатой пирамиды изображены направления замыкания

- М-циклов (тонкие синие стрелки),
- F-циклов и суперциклов (жирные синие стрелки),
- валентных s и p подоболочек (красные стрелки),

а также

- замыкания оболочек (зеленые кружки),
- М-циклов (синие кружки небольшого радиуса),
- суперциклов (синие кружки большого радиуса) и
- валентных зон (красные кружки)

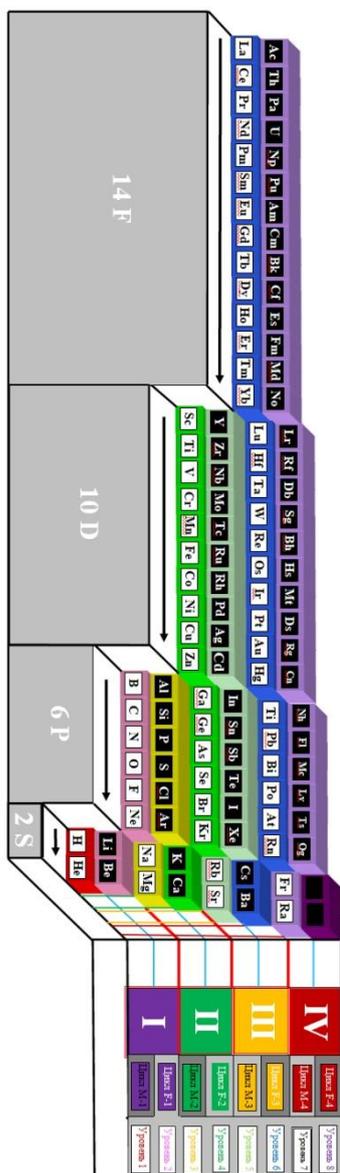
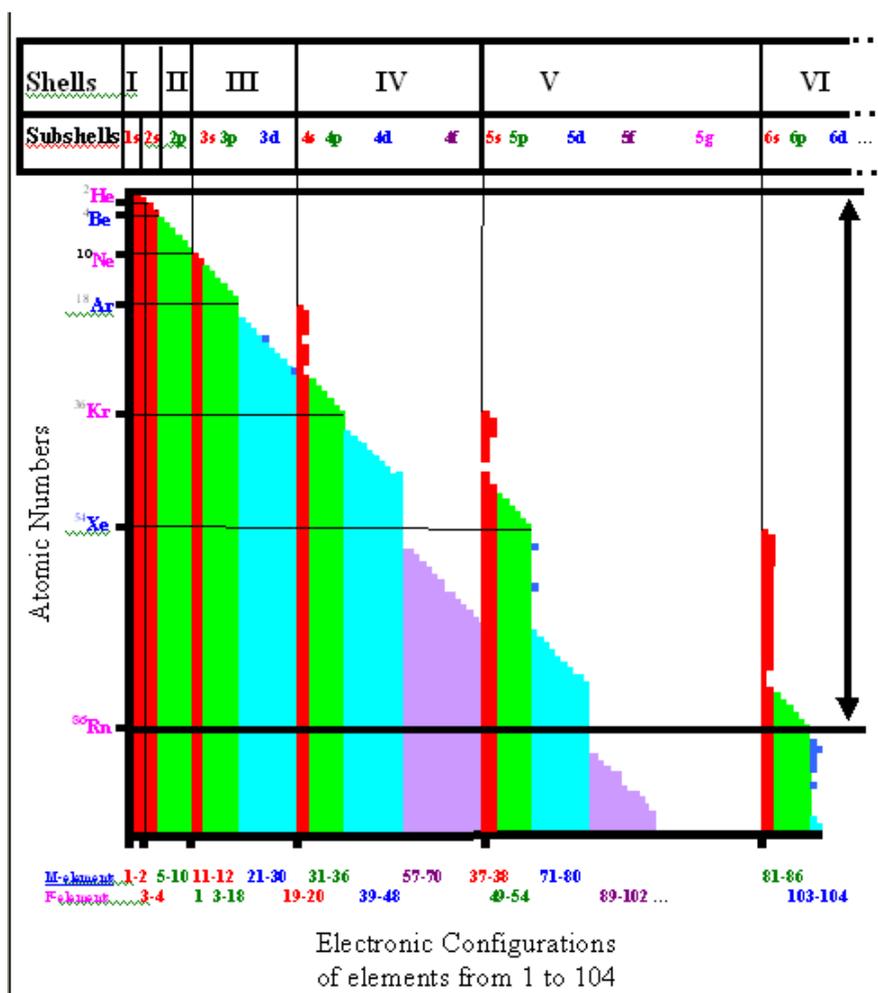


Рисунок 24: ElementsStadium на котором М-кластер и F-кластер отделены друг от друга а элементы каждого уровня расположены в раскрашенных одним цветом кубиках слева направо.

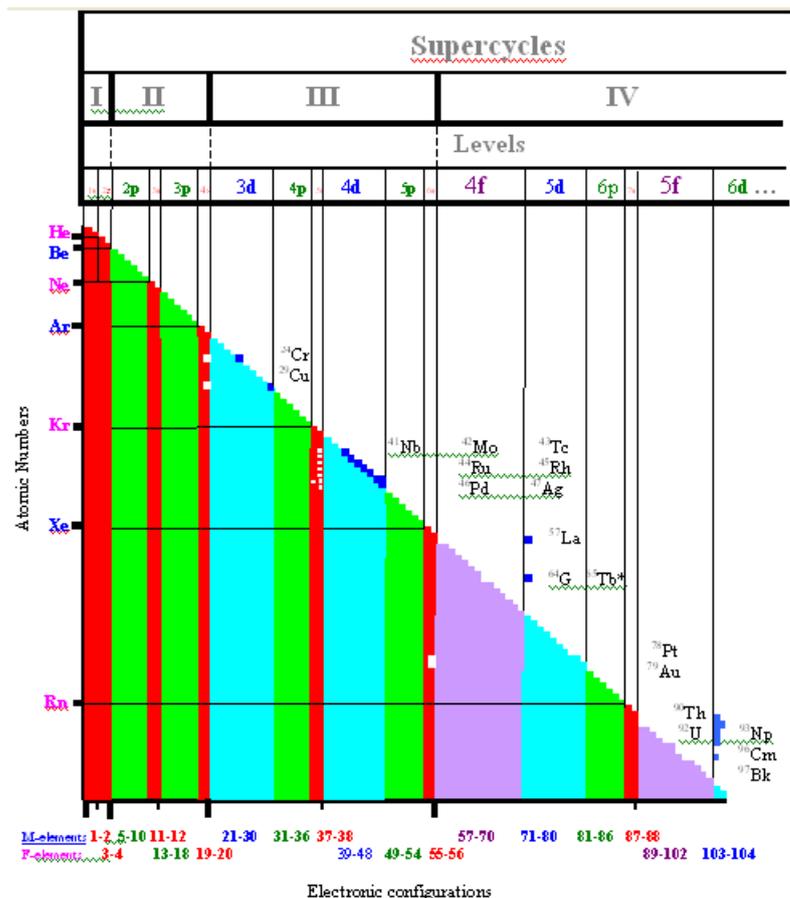
При этом, как было показано в [33], не только заполнение электронных оболочек химических элементов как функции порядкового номера элемента происходит в координатах $(n+l, n-l)$, но даже исключения из регулярности этого заполнения вдоль диагонали рисунка 5 также происходят в координатах $(n+l, n-l)$.



© Yuri Magarshak

Рисунок 25: стандартное упорядочение электронных конфигураций в порядке оболочка → подоболочка.

Как видим, регулярность заполнения электронных оболочек атомов (химических элементов) при традиционном упорядочении (оболочки => подоболочки) нарушена. Однако если упорядочение по горизонтали производить так, как это сделано на рисунке 26, заполнение электронных оболочек вдоль диагонали диаграммы становится (за редкими исключениями) регулярным.



© Yuri Magarshak

Рисунок 26: упорядочение электронных оболочек по циклам, суперциклам и уровням

Регулярность заполнения электронных оболочек (рисунок 25) и наличие в структурировании третьего измерения возникает в том случае, если упорядочение по горизонтали рисунка 26 производится не так, как это делается со времен Менделеева, а иначе. А именно: по суперциклам, циклам и уровням (supercycles, cycles and levels) [25,28].

Попытки объяснить указанные феномены в рамках стандартной модели атома, делись математиками, матфизиками и теорфизиками на протяжении нескольких лет до тех пор, пока в работе Ф.Богомолова и Ю.Магаршака [34,35] не было показано, что для сосуществования в системе двух симметрий, асимптотически при $t \rightarrow \infty$ не вытесняющих друг друга (как это происходит в совокупности электронных конфигураций атомов) необходимо, чтобы генерирующие их операторы коммутировали. Таким образом, поиск оператора, генерирующего заполнение электронных конфигураций атомов в координатах $(n+l, n-l)$ становится важной фундаментальной проблемой.

Поскольку в атомах (они же химические элементы) ничего кроме атомного ядра и электронной оболочки нет, предположение, что в дополнение к стандартной модели атома следует ввести в рассмотрение квантово-полевое взаимодействие (включая слабые взаимодействия) между электронами оболочки и протонами ядра представляется не только естественным, но не имеющим альтернативы [27,36,37,38]. В работах [26,39,40]. рассматривалось несколько возможных

механизмов, которые могли бы быть ответственными за заполнение электронных оболочек всех без исключения элементов периодической системы в координатах $(n+l, n-l)$. Однако простейшей и наиболее естественной основой такого взаимодействия может являться взаимодействие электронов оболочки с протонами ядра с образованием нейтрония: квазичастицы с неустойчивым, но существующим конечное время состоянием, в котором родившееся в результате взаимодействия протона ядра и электрона оболочки нейтрино удерживается нейтроном в течении некоторого времени, отличного от нуля. При этом нейтроний рассматривается не как экзотическая квазичастица, а как важная функциональная часть образования атомов и их функционирования при взаимодействиях атомов между собой.

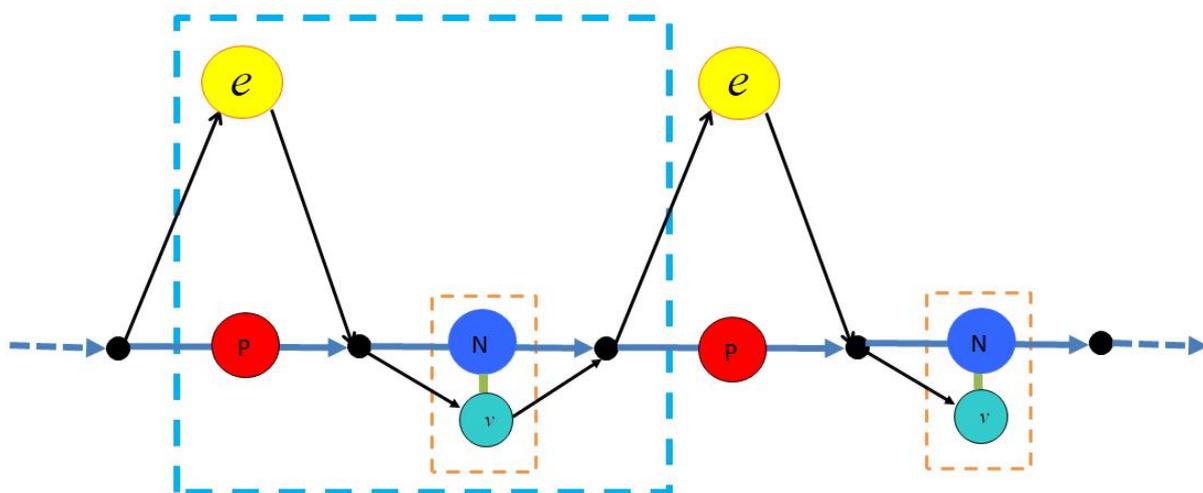


Рис.26: схема с нейтронием, предложенная в первой части настоящей работы, являющаяся самой простой и компактной из тех, которые, возможно, объясняют симметрии в совокупности электронных конфигураций химических элементов как функции заряда ядра на плоскости главного и орбитального квантовых чисел в координатах $(n+l, n-l)$.

Заклучение

1. Доказано, что нейтрон и нейтроний являются электрослабыми резонансами.
2. Показано, что существование нейтрония является прямым следствием СРТ- теоремы.
3. Гипотетическая элементарная частица «нейтроний» электрически нейтральна.
4. С точки зрения КХД и СМ нейтроний представляет собой огромный ($r_0 \sim 3 \text{ \AA}$) сгусток кварк глюонной плазмы, в котором растворен бозе-конденсат $q\tilde{q}\nu\tilde{\nu}$ - квартетов.
5. Нейтроний является бозоном, т.е., имеет целый спин $s_{n_\nu} = 0$ (возможно, $s_{n_\nu} = 1$).
6. Нейтроний имеет полуцелый изоспин, причем $T_{n_\nu} = 1/2$, $(T_{n_\nu})_z = -1/2$.
7. Барионное и лептонное квантовые числа нейтрония отличны от нуля ($B = L_e = 1$).
8. Время жизни нейтрония имеет порядок $\tau_{n_\nu} \sim 4 \cdot 10^{-5} \text{ s}$.
9. Внутренняя энергия нейтрония приблизительно равна $U_{n_\nu} \approx 10 \text{ eV}$.
10. Ширина нейтрония при $V_{eff}^{n_\nu} \approx 2.7 \text{ fm}^3$ равна $\Gamma_{n_\nu} \lesssim 1.5 \cdot 10^{-11} \text{ eV}$.
11. Сечение рождения нейтрония в максимуме резонанса велико: $\sigma_{H(e,e')n_\nu}^{max} \sim 30 \text{ \mu barn}$.
12. Показано, что нейтроний является простейшей из возможных моделей, которая, возможно, объясняет наличие симметрий в заполнении электронных оболочек атомов на плоскости главного \mathbf{n} и орбитального \mathbf{l} квантовых чисел в координатах (\mathbf{n}, \mathbf{l}) и $(\mathbf{n}+\mathbf{l}, \mathbf{n}-\mathbf{l})$ одновременно.

Список литературы

1. Ратис Ю.Л. Метастабильное ядерно-активное вещество dineйтроний. Заявка на изобретение №2008147689 от 04.12.2008. Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Приоритетная справка №062435 от 04.12.2008.
2. Ратис Ю.Л. *Управляемый «термояд» или холодный синтез? Драма идей.* (Изд-во СНЦ РАН, Самара, 2009), 92 с.
3. Ратис Ю.Л. Наноматериалы и холодный синтез. // Физика металлов, механика твердого тела, наноструктуры и процессы деформации (в 2 томах), Том. 1, Материалы Международной научно-технической конференции Металлдеформ-2009 (Самара, 3-5 июня 2009)/СГАУ - Самара: Издательство учебной литературы, 2009. с.293-299.
4. Gareev F.A., Ratis Yu.L. New Mechanism of Cold Fusion Reactions// Proceedings of the 15th International Conference on Cold Fusion, Proc. Sep. 13-18, 2009. Italy, 2009
5. Ratis Yu.L. Neutrino-bound di-neutrons as an exotic metastable atom. <http://es.arxiv.org/abs/0909.5561>.
6. Ratis Yu.L. Neutrino catalysis of nuclear synthesis reactions in cold hydrogen. The Old and New Concepts of Physics, VI, N4, 525, (2009). http://www.conceptsofphysics.net/VI_4/525.pdf
7. Ратис Ю.Л. Нейтринный катализ реакции слияния ядер в холодном водороде. Прикладная физика, 1, 21 (2010). с.21-30
8. Ратис Ю.Л. Способ генерации корпускулярного электрически нейтрального ядерного излучения – потоков нейтрония. Заявка на изобретение №2010137874 от 14.09.2010. Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Приоритетная справка №053961 от 14.09.2010.
9. Ratis Yu.L. Neutrino catalysis of nuclear fusion in cold hydrogen. Proceedings of the LXII International Conference NUCLEUS-2012, Voronezh-2012. Ed. by A.K. Vlasnikov. (Saint-Petersburg University, Saint-Petersburg, 2012), p.62.
10. Ratis Yu.L. An exotic long-living particle “neutroneum”. Abstracts of the XXI International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2013. p.69.
11. Ratis Yu.L. An exotic long-living particle “neutroneum”. Proceedings of the XXI International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2014. p.73-84.
12. Ratis Yu.L. Method of the “dineutroneum” existence confirmation. Abstracts of the XXII International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2014. p.75
13. Baranov D.S., Ratis Yu.L. Neutron stripping reaction $D_{\nu}({}^{209}_{83}\text{Bi}, {}^{210}_{83}\text{Bi})n_{\nu}$ and experimentally observed α - particle emission at ultra-low energies. Abstracts of the XXII International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2014. P.33
14. Ratis Yu.L. Experimental confirmation of the existence of the neutron-like exoatom “neutroneum”. Инженерная физика. №11. 2014. с.8-17
15. Ратис Ю.Л. Нейтринный экзоатом нейтроний. Гипотеза или реальность? Прикладная физика и математика, 2017. №1. с.28-73
16. Ратис Ю.Л. Оролиграничных условий в теории ядерных β - процессов при низких энергиях// New Concepts in Physics chapter of the New Concepts Journal, v.22 pp.3-19 (2018)
17. Yu. Magarshak, *The third and the fourth dimensions of the chemical elements periodicity*, Biophysics, vol. 50 number 4 (2005)
18. Гейзенберг В., *Физика и философия. Часть целое.* (Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., Москва, 1989), 400 с., W. Heisenberg, *Der Teil und das Ganze Gespräche im Umkreis der Atomphysik.* (München. 1969).
19. Жигунов В.П., Захарьев Б.Н. Методы сильной связи каналов в квантовой теории рассеяния, М.: Атомиздат. 1974. 224 с.
20. Amsler C. *et al.* (Particle Data Group) The Review of Particle Physics. Phys. Lett. **B667**, 1 (2008).
21. Бьеркен Дж.Д., Дрелл С.Д., *Релятивистская квантовая теория. т. I. Релятивистская квантовая механика.* (Наука, Москва, 1978), 296 с., J.D. Bjorken, S.D. Drell, *Relativistic Quantum Mechanics.* (McGraw-Hill Book Company, 1964).
22. Айзенберг И., Грайнер В., *Механизмы возбуждения ядра. Электромагнитное и слабое взаимодействия.* (Атомиздат, Москва, 1973), 348 с., J.M. Eisenberg, W. Greiner, *Nuclear theory.*

- V2. *Excitation mechanisms of the nucleus. Electromagnetic and weak interactions.* (North-Holland publishing company, Amsterdam-London, 1970).
23. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К., *Квантовая теория углового момента.* (Наука, Ленинград, 1975), 439 с.
 24. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Курс теоретической физики. т.3,* (Наука, Москва, 1989), 768 с.
 25. Y. Magarshak, "Four-Dimensional Pyramidal Structure of the Periodic Properties of Atoms and Chemical Elements", *Scientific Israel - Technological Advantages* vol. 7, No.1,2 , pp. 134-150 (2006)
 26. Y. Magarshak, "Alpha-Particles And Pauli Principle In Bara Atom" *Scientific Israel – Technological Advantages (SITA)* v.10, No. 4, pp. 171-176 (2008).
 27. Y. Magarshak, "Superresonant Atom Model as an element of the united theory of matter". *Scientific Israel – Technological Advantages (SITA)* vol. 10 pp.145-150 (2008)
 28. Yu. Magarshak, *The third and the fourth dimensions of the chemical elements periodicity*, *Biophysics*, vol. 50 number 4 (2005)
 29. Dmitrii Mendeleev, "On the Relationship of the Properties of the Elements to their Atomic Weights," *Zhurnal Russkoe Fiziko-Khimicheskoe Obshchestvo* **1**, 60-77 (1869); abstracted in *Zeitschrift für Chemie* **12**, 405-406 (1869);
 30. Dmitrii Mendeleev, *Zhurnal Russkoe Fiziko-Khimicheskoe Obshchestvo* **3**, 25 (1871); German version, "Die periodische Gesetzmässigkeit der chemischen Elemente," *Annalen der Chemie und Pharmacie* Supplement **8**, 133-229 (1872);
 31. Dmitrii Mendeleev, "The Periodic Law of the Chemical Elements," *Journal of the Chemical Society (London)* **55**, 634-656 (1889)
 32. Magarshak Y., Malinsky J., A three-dimensional periodic table, *Nature*, vol.360, 114-115 (1992).
 33. Юрий Магаршак ЗАКОН ПЕРИОДИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ, Media Publishing House (2018) New York
 34. F. Bogomolov, Y. Magarshak, *On commuting operators related to asymptotic symmetries in the atomic theory*; *Scientific Israel-Technological Advantages*, vol 8, issues 1-2, pp. 161-165 (2006)
 35. F. Bogomolov Y. Magarshak *Chemical Elements as the States of I-particle.* *Scientific Israel-Technological Advantages*, vol. 8, issue 3-4 (2007)
 36. Magarshak *On the issue of completeness of the modern conception of atomic and molecular structure* J. The old and new concepts of Physics v 3 (2008)
 37. L. A. Gribov, Y.B. Magarshak, To the Problem of Formulation of Basic Principles in the Theory of the Molecular Structure and Dynamics *Concepts of Physics* vol.V Nr.2 p 191 (2008)
 38. Y. Magarshak "The Role of Empirical Relation in the Process of ab initio Modeling in Chemistry". *Eastern European Journal of Enterprise Technologies* Vol. 34 # 4/1 69-75 (2008)
 39. Y. Magarshak *Ellectron-Nucleons Resonance Atom Model of valence bonds.* *J Nuclear Physics*, v. 71 #5, pp 1-9 (2008)
 40. Y. Magarshak *To the problem of EPN-resonant mechanism of the stabilization of the structure of molecules* *Proceedings of Russian Academy of Sciences* volume 415 №5 pp. 600–605 (2007).