

ПРОБЛЕМЫ, ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ
И АКТУАЛЬНЫЕ ЗАДАЧИ ФИЗИЧЕСКОЙ ХИМИИ

УДК 541.124

НЕНУКЛОННЫЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ЯДЕРНОЙ
МАТЕРИИ И e^- -КАТАЛИЗ КАК КВАРК-КУМУЛЯТИВНЫЙ
МЕХАНИЗМ ИНИЦИИРОВАНИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЯДЕРНО-
ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ: ФЕНОМЕНОЛОГИЯ

© 2024 г. С. Ф. Тимашев

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

e-mail: serget@mail.ru

Поступила в редакцию 31.08.2023 г.

После доработки 12.09.2023 г.

Принята к публикации 15.09.2023 г.

Показано, что механизм инициирования низкоэнергетических ядерно-химических процессов в условиях низкотемпературной неравновесной дейтерий и протий содержащей плазмы тлеющего разряда подобен ранее исследованному кумулятивному механизму инициирования ядерных процессов при столкновении релятивистских частиц (протонов) с атомными ядрами мишени и образованием высокоэнергетических продуктов, энергия которых может значительно выходить за пределы кинематически разрешенной области в импульсном пространстве для двухчастичных «ядро – ядро мишени» столкновений. Кумулятивный эффект в этом случае обусловлен инициированием в ядерной материи ненуклонных метастабильных возбуждений с образованием группы кварков в разных нуклонов ядра. В случае низкоэнергетических ядерно-химических процессов инициирование кварк-кумулятивных процессов в ядерной материи осуществляется при взаимодействии с ядрами электронов высоких, но по химическим масштабам, кинетических энергий E_e , при $E_e \sim 3-5$ эВ. Именно с возникающими при таких столкновениях метастабильными возбуждениями ядерной материи, содержащей тройку «свободных» кварков, могут быть связаны, как показали проведенные эксперименты и имеющиеся литературные данные, кварк-кумулятивные эффекты инициирования радиоактивных α - и β -распадов радиоактивных элементов при лазерной абляции металлов в водных средах, содержащих такие элементы, а также феномен искусственной радиоактивности исходно нерадиоактивных изотопов в катодах при тлеющем разряде при воздействии на катоды потоков низкотемпературной неравновесной дейтерий- и протий-содержащей плазмы.

Ключевые слова: ядерно-химические процессы в условиях низкотемпературной плазмы, ненуклонные метастабильные возбуждения в ядерной материи, кварк-кумулятивные эффекты, инициированный распад радиоактивных элементов, искусственная радиоактивность при тлеющем разряде

DOI: 10.31857/S0044453724060149, EDN: PXFFNP

ВВЕДЕНИЕ

Первые указания на существование в атомных ядрах ненуклонных степеней свободы, которые в настоящее время ассоциируются с кварками, были получены в 1957 году, когда в Дубне, на протонном пучке с энергией 660 МэВ Г.А. Лексиним с сотр. при исследовании упругого рассеяния протонов на дейтронах с большими передачами импульса был зарегистрирован неожиданно большой выход протонов в заднюю полусферу, а группой М.Г. Мещерякова при облучении легких ядер протонами с энергией 675 МэВ – необычно большой выход дейтронов в направлении «вперед» [1–3]. При этом в работе [1] отмечалось, что «вылет

быстрых фрагментов из ядер, видимо, можно рассматривать как результат квазиупругих взаимодействий налетающего нуклона с сильно связанной в момент соударения группой нуклонов в ядре». Для объяснения наблюдаемых эффектов в том же, 1957 году Д.И. Блохинцевым [4] была выдвинута гипотеза о существовании в ядре флуктуаций плотности ядерной материи, получивших впоследствии наименование «флуктонов».

В развитие этих представлений А.М. Балдиным [5] была предложена гипотеза о кумулятивной природе образования флуктуаций плотности ядерной материи, согласно которой частицам, образующимся при столкновении релятивистского

ядра с мишенью, может передаваться энергия, значительно превосходящая энергию, приходящуюся на один нуклон налетающего ядра, хотя, согласно кинематике, передача такой энергии запрещена законами сохранения энергии и импульса при свободных столкновениях «частица–частица». Такой характер столкновений возможен, если налетающая релятивистская частица (протон, в рассматриваемых примерах) взаимодействует эффективно более, чем с одним нуклоном ядра-мишени, и рассматриваемый эффект представляется как следствие ненуклонных, «партон-кварковых» взаимодействий, реализующихся на больших внутриядерных расстояниях по сравнению с размерами нуклона. Поэтому, согласно [5], изучение такого кварк-кумулятивного эффекта может внести ясность в вопрос о взаимодействии кварков на больших расстояниях, что очень важно для понимания «кваркового плена». Следует указать, что последующие экспериментальные исследования кумулятивного эффекта, которые были выполнены в Дубне в группе В. С. Ставинского [3], стали основанием для принятия гипотезы Балдина. Поэтому в настоящее время кварк-кумулятивный эффект Балдина в ядерной материи при столкновениях релятивистских ядер с мишенью представляется как результат «недвухчастичного» механизма происходящих столкновений с инициированием ненуклонных метастабильных возбуждений, связанных с «обобществлением» кварков, принадлежащих группе нуклонов. Именно вследствие такого характера столкновений продуцируются аномально высокоэнергетические продукты, энергия которых может значительно выходить за пределы кинематически разрешенной области в импульсном пространстве для двухчастичных «ядро – ядро мишени» столкновений.

Однако результаты исследований в последнее десятилетие т.н. «низкоэнергетических ядерных реакций» (Low Energy Nuclear Reactions – LENR [6–11]) или (другое определение) «ядерно-химических процессов» [12–17], которые охватывают широкий круг ядерных процессов – инициирование α - и β -радиоактивных распадов, процессы ядерного синтеза и трансмутации ядер, инициирование искусственной радиоактивности, дают основания для переосмысливания и расширения такого взгляда на кумулятивные явления в ядерной материи как феномена, связанного только с релятивистскими энергиями сталкивающихся ядер. Действительно, энергия инициирования таких процессов оказывается на 6 порядков меньшей характерных энергий (\sim МэВ), которые обычно необходимы для преодоления исходными частицами (протонами, α -частицами, другими ядрами) кулоновских энергетических барьеров и осуществления ядерных процессов при взаимодействии падающих частиц с атомными ядрами

исследуемых мишеней. Более того, «низкоэнергетические» ядерные реакции практически не сопровождаются характерными для «нормальных» ядерных превращений ионизирующими излучениями и испусканием нейтронов, что обычно требует использования специальной защиты при проведении исследований. Оба указанных фактора вызывают настороженно-критическое, если выразиться предельно мягко, отношение части специалистов к результатам таких исследований, хотя соответствующие статьи в последние несколько лет публикуются и в высокорейтинговых специальных журналах (см., например, [8, 9, 16]).

Возможные механизмы реализации ядерно-химических процессов с пояснением физических причин проявления указанных аномалий в достаточно общем случае инициирования таких процессов – в условиях низкотемпературной неравновесной плазмы, формируемой при лазерной абляции металлов в водных средах [12–15] и при тлеющем разряде в протий и дейтерий содержащих газовых средах [16, 17], были предложены в указанных работах. Прежде всего, были введены, как оказалось, уже вводимые ранее в ядерную физику А. М. Балдиным [2, 5] представления о возможности образования в ядерной материи ненуклонных метастабильных возбуждений, инициированных взаимодействием с атомами (ионами) низкотемпературной плазмы, правда, не релятивистских частиц (протонов), как у А. М. Балдина, а электронов высоких, но по химическим масштабам, кинетических энергий $E_e \sim 3\text{--}5$ эВ. Именно такие возбуждающие воздействия на электронные подсистемы атомов (ионов) обуславливают взаимодействие электронов внутренних оболочек соответствующих атомов (ионов) с атомными ядрами.

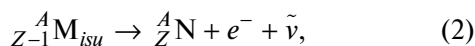
Полагалось, что если исходное ядро ${}^A_Z\text{N}$ (Z и A – порядковый номер и массовое число ядра N соответственно) не претерпевает K -захват, то взаимодействие инициированного электрона с приповерхностной областью ядра приводит к испусканию нейтрино и образованию векторного W^- -бозона, при взаимодействии которого с u -кварком одного из протонов ядерной материи образуется d -кварк, но нейтрон при этом в ядерной материи не образуется из-за дефицита массы для такого изотопа. Поэтому нуклонная структура ядра M , образующегося при таком процессе:



локально нарушена (существуют три «свободных» кварка!), и ядро M оказывается в метастабильном состоянии «внутренней встряски» («inner shake-up») или isu -состояние). Нижний индекс при записи электрона в левой части (1) указывает (high energy) на активируемый характер этой стадии процесса, а нижний индекс в обозначении ядра в правой

части соотношения (1) указывает на его метастабильное состояние.

Последующий релаксационный распад такого ядра (эти ядра будем определять как «*isu*-ядра»):

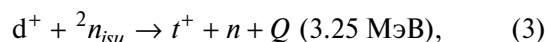


как и реакция (1), определяется слабыми ядерными взаимодействиями. По этой причине общий процесс рассматриваемого инициирования ядра и последующего β -распада ядра в *isu*-состоянии представляет собой неупругое рассеяние электрона на ядре по каналу слабого взаимодействия с испусканием нейтрино-антинейтринной пары. Энергетический порог такого процесса составляет 0.3 эВ [18]. Именно с последней величиной связаны указанные величины E_e кинетической энергии электронов в неравновесной низкотемпературной плазме, достаточные для реализации рассматриваемых в [12–17] ядерно-химических превращений. При повышении кинетической энергии электронов выше указанных значений вероятность инициирования рассматриваемых ядерно-химических процессов уменьшается из-за преимущественных потерь энергии электронов в плазме на процессы ионизации атомов и ионов.

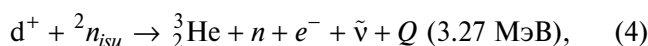
Введение представлений о существовании ненуклонных метастабильных возбуждений в ядерной материи и возможности реализации при этом кварк-кумулятивных механизмов инициирования ядерных процессов является основой для понимания физической сущности ядерно-химических превращений в условиях протий- или дейтерий-содержащей плазмы тлеющего разряда, когда реализуется достаточно мягкий механизм контролируемого воздействия на состояние ядерной материи и ядерные процессы, который может быть определен как « e^- -катализ». В данной статье будет рассмотрено два варианта такого типа каталитических превращений. Первый тип e^- -катализа состоит в непосредственном инициировании кварк-кумуляционных процессов в ядерной материи исходно α - и β -радиоактивных ядер, заряд которых после образования тройки «свободных» кварков уменьшился на единицу. В процессах e^- -катализа 2-го типа активную роль играют простейшие *isu*-ядра, каковыми являются *isu*-нейтрон ${}^1n_{isu}$ и *isu*-динейтрон ${}^2n_{isu}$, которые образуются, согласно (1), при взаимодействии высокоэнергетических электронов с протонами ${}^1_1\text{H}$ или дейтронами ${}^2_1\text{H}$ соответственно. Поскольку для таких нейтральных ядер какие-либо барьеры при взаимодействии с другими ядрами отсутствуют, то прежде всего, возникает вопрос о характерных временах существования указанных *isu*-состояний, чтобы понять, насколько ядра ${}^1n_{isu}$ и ${}^2n_{isu}$, образующиеся в низкотемпературной плазме, могут целенаправленно использоваться в ядерной физике.

Для разрешения этого вопроса ранее был поставлен специальный эксперимент, результаты которого [15] позволили понять, насколько *isu*-состояние ядра ${}^2n_{isu}$ может себя проявить в процессе синтеза трития t^+ при лазерной абляции металлов в тяжелой воде, когда при лазерном воздействии в прилегающей к металлической пластинке области формировалась низкотемпературная неравновесная плазма.

Полагалось, что процесс синтеза трития должен был происходить при взаимодействии ядра трития t^+ с ядром ${}^2n_{isu}$:

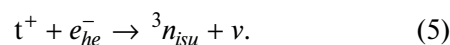


где n – нейтрон. При этом наряду с (3) должен был происходить и процесс:

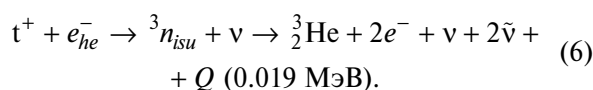


определяемый, как и процесс (3), слабым ядерным взаимодействием.

В работе [15] постулировалась также возможность образования при взаимодействии электронов с ядрами трития t^+ гипотетического *isu*-тринейтрона ${}^3n_{isu}$:



Масса покоя вводимого нейтрального ядра ${}^3n_{isu}$ полагалась равной массе покоя атома трития. Именно через образование ядра ${}^3n_{isu}$ должен был идти обнаруженный в работе [15], наряду с процессом синтеза ядер трития, процесс инициированно-го распада ядер трития в условиях лазерной абляции металлов в водных средах:

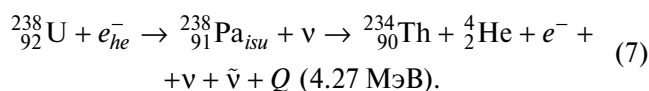


Согласно представленным в работе [15] данным, активность трития в тяжелой воде превышала фоновую активность исходной системы на порядок и на три порядка – при подаче катодного смещения на используемые металлы. При этом всю полученную совокупность результатов можно было понять, полагая, что период $T_{1/2}$ полураспада как ядер ${}^2n_{isu}$, так и ядер ${}^3n_{isu}$ составляет не менее 10 минут. Такие же времена полураспада характерны и для ядер ${}^1n_{isu}$, как это может следовать из последующих экспериментов [16]. Здесь следует отметить, что приводимая величина периода $T_{1/2}$ полураспада ядра ${}^3n_{isu}$ оказывается на много порядков меньше, нежели период полураспада ядра трития ($T_{1/2} = 12.3$ года), что указывает на инициирующий характер распада трития в условиях низкотемпературной неравновесной плазмы.

**ЭЛЕКТРОННЫЙ ФАКТОР
В ИНИЦИИРОВАННИИ РАСПАДА
ИСХОДНО РАДИОАКТИВНЫХ
ИЗОТОПОВ: e^- -КАТАЛИЗ 1-ГО ТИПА**

Более всесторонне процесс распада радиоактивных изотопов был рассмотрен в [12, 14, 19]. Полагалось, что образование в процессе (1) метастабильных isu -состояний в ядерной материи приводило к нарушению общей устойчивости ядра ${}_{Z-1}^A M_{isu}$, определяемой радиальной компонентой тензора давления, которое формируется нулевыми колебаниями ЕМ-вакуума [20] и связывается с изменением граничных условий для компонентов вектора напряженности электрического поля ЕМ вакуума на поверхности этого ядра. В качестве показателя неустойчивости образующегося ядра ${}_{Z-1}^A M_{isu}$, определяющего последующую скорость его радиоактивного распада с испусканием дочерних продуктов, рассматривалась абсолютная величина дефицита структурной энергии ΔQ_{NM}^A ($\Delta Q_{NM}^A < 0$) этого ядра, которой не хватает до формирования базового состояния ядерной материи в ядре ${}_{Z-1}^A M$, так что $\Delta Q_{NM}^A = (m_{Z-1}^A M_{isu} - m_{Z-1}^A M) c^2$. При этом за массу ядра ${}_{Z-1}^A M_{isu}$ принимается $m_{Z-1}^A M_{isu} = m_{Z-1}^A M + m_e$, где $m_{Z-1}^A M$ – масса ядра ${}_{Z-1}^A M$ и m_e – масса покоя электрона.

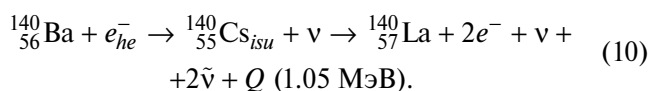
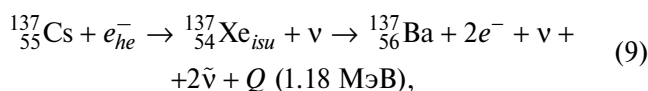
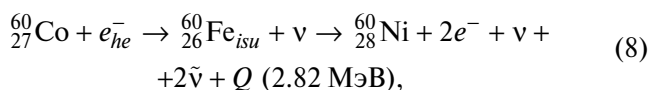
Последнее заключение было сделано на основе результатов работы [12] по инициированию радиоактивного распада изотопа ${}_{92}^{238}U$ при лазерной абляции металлических образцов разной природы в водном растворе уранил-хлорида, когда в прилегающей к поверхности металла паровой среде формируется низкотемпературная неравновесная плазма. При этом полагалось, что воздействия высокоэнергетических по химическим масштабам электронов ($E_e \sim 3-5$ эВ [21]) такой плазмы на электронную подсистему атомов ${}_{92}^{238}U$ обуславливают колебания подсистемы электронов, которая, в соответствии с [20] рассматривается как единая система «повязанных» («запутанных») электронов, формирующаяся при казимировской поляризации электронами ЕМ вакуума. Именно такие вынужденные колебания единой электронной подсистемы атома ${}_{92}^{238}U$ иницируют взаимодействие этой подсистемы с атомным ядром, приводящие к процессу (1) с образованием неустойчивого ядра « isu -протоактиния» и последующему β^- -распаду ядер ${}_{91}^{238}Pa_{isu}$ с образованием ядер тория-234 и гелия-4 как продуктов распада исходного ядра урана-238:



При этом эффективная константа k скорости таких иницируемых распадов ядра ${}_{92}^{238}U$, связанная с периодом полураспада ядра $T_{1/2} = \ln 2/k$, как показано в [12], возростала на 9 порядков, что указывало на реализацию e^- -катализа. Дефицит ΔQ_{UPa}^{238} структурной энергии образующегося ядра isu -протоактиния составляет $\Delta Q_{UPa}^{238} \approx -3.46$ МэВ. В то же время изменения константы k скорости распадов ядра ${}_{92}^{235}U$ (в этом случае $\Delta Q_{UPa}^{235} \approx -1.41$ МэВ) в пределах ошибок практически не фиксировалось.

Неожиданный результат был получен при проведении экспериментов с бериллиевым и с золотым образцами. Оказалось, что наночастицы бериллия, образовавшиеся в растворе после завершения лазерного воздействия в течение часа, проявляли аномально высокую скорость образования ядер тория-234 в течение более 500 дней после завершения лазерной абляции. Для наночастиц золота количественно такой же эффект был выражен слабее. Период полураспада для иницируемых в условиях лазерной абляции ядер ${}_{91}^{238}Pa_{isu}$, продуцирующих торий-234, составлял 2.5 года. Этот феномен естественным образом можно было связать с аккумуляцией в наночастицах бериллия и золота ядер isu -протоактиния в процессе лазерной абляции, длившейся всего в течение часа.

Введенный параметр ΔQ_{NM}^A следует рассматривать как показатель эффективности e^- -катализа в инициировании не только α -распада, но и β -распада радиоактивных ядер с образованием конечных ядер в определенном возбужденном или основном состоянии. Это следует, в частности, из результатов работы [22], где анализировались данные работы [23] по исследованию β^- -активных ядер ${}_{27}^{60}Co$, ${}_{55}^{137}Cs$ и ${}_{56}^{140}Ba$ в условиях их инициирования в концентрированной массе различных типов метаболически активных микроорганизмов. Процессы e^- -катализа для β^- -распадов указанных ядер представлялись следующим образом [22]:



В данных случаях величины дефицита структурной энергии ΔQ_{NM}^A (в дальнейшем для упрощения записи будем опускать верхние и нижние индексы у этой величины, если они очевидны из контекста), которой не хватает ядрам ${}_{26}^{60}Fe_{isu}$, ${}_{54}^{137}Xe_{isu}$ и ${}_{55}^{140}Cs_{isu}$ в «in-shake-up» состоянии до формирования

базового состояния ядерной материи, свойственного дочерним ядрам $^{60}_{26}\text{Fe}$, $^{137}_{54}\text{Xe}$ и $^{140}_{55}\text{Cs}$, составляют -0.237 МэВ, -4.17 МэВ и -6.22 МэВ, соответственно. Можно ожидать, что в наибольшей степени инициирующее воздействие электронов на β^- -распад ядер в низкотемпературной плазме будет проявляться в случаях, когда для формирующихся ядер в *isu*-состоянии «рассогласование» по абсолютной величине дефицита ΔQ структурной энергии наибольшее. Поэтому в рассматриваемых случаях эффект ускорения радиоактивного распада должен был проявляться для ядер $^{137}_{55}\text{Cs}$ и $^{140}_{56}\text{Ba}$, а для ядер $^{60}_{27}\text{Co}$ быть минимальным. Представленные в [23] экспериментальные данные по инициируемому распаду исследуемых β^- -активных ядер $^{137}_{55}\text{Cs}$, $^{140}_{56}\text{Ba}$ и $^{60}_{27}\text{Co}$ вполне соответствуют такому заключению: периоды $T_{1/2}$ полураспада ядер $^{137}_{55}\text{Cs}$ и $^{140}_{56}\text{Ba}$, равные 30.1 лет и 12.8 сут, соответственно, уменьшались до 380 сут и 2.7 сут, тогда как период полураспада $^{60}_{27}\text{Co}$, равный 1925 сут, практически не изменялся.

При этом возникает естественный вопрос: если величина энергетического параметра ΔQ_{NM}^A для исходного радиоактивного ядра положительна, как это имеет место при электронном или К-захвате, насколько активация таких ядер при столкновении с электроном и формирование *isu*-состояния ядерной структуры в таких ядрах также является необходимым условием радиоактивного распада. Положительный ответ на этот вопрос следует из результатов работы [24], в которой была решена загадка 50-летней давности – установлены физические причины аномалий кажущегося снижении фундаментальной константы связи при расчетах вероятностей процессов β -распада, в том числе, и электронного захвата, если ориентироваться на предсказания теоретических расчетов, базирующихся на анализе экспериментальных данных по β -распаду свободных нейтронов. Аномалии выражались в том, что β -распады нестабильных атомов происходили примерно на 25% реже, чем это следовало из указанных теоретических расчетов. В работе [24], где на основе модельных расчетов на мощных суперкомпьютерах с использованием методов квантовой химии и при учете внутриядерных взаимодействий двух, трех и большего числа нуклонов было показано, что в реализующихся посредством слабого ядерного взаимодействия процессах β -распада и электронного захвата одновременно участвуют два нуклона, и при этом в ядерной материи проявляются сильные дальнедействующие корреляции. Фактически, речь идет о реализации в ядерной материи, причем не только при β -распадах, но и в процессах электронного захвата, когда величины $\Delta Q_{NM}^A > 0$, кварк-кумулятивного эффекта Балдина. Так что фактором, определяющим динамику релаксации *isu*-состояния ядерной материи, является величина $|\Delta Q_{NM}^A|$ для α - и β -распадов, когда релаксационная

динамика в соответствии с принципом наименьшего действия ориентирована на формирование дочерних ядер как продуктов распада исходного ядра, и положительная величина ΔQ_{NM}^A для электронного захвата, когда релаксационная динамика ядерной материи ориентирована на завершение формирования нуклонной структуры дочернего ядра. Природа, согласно Аристотелю, действительно, «ничего не делает напрасно и во всех своих проявлениях избирает кратчайший или легчайший путь». Именно в соответствии с этой истиной радиоактивные распады реализуются при достаточно «глубоком» возбуждении ядерной материи, когда в ее релаксационных перестройках участвуют кварки разных нуклонов, так что в полной мере может проявляться фазовый объем ядерной материи и материализуется принцип наименьшего действия.

В работе [14] (см. также [13]) приведены представляемые ниже фейнмановские диаграммы инициированных β^- - и β^+ -распадов, К-захвата, а также инициируемого α -распада, иллюстрирующие динамику инициирования соответствующих распадов. При этом надо иметь в виду, что процессы эти реализуются на пространственных масштабах, превышающих масштабы отдельных нуклонов и, возможно, охватывающих значительную часть объема ядра, конкретно – кварки разных нуклонов. Именно такого типа пространственная динамика соответствует реализации общей идеи Балдина о кварк-кумулятивном механизме концентрирования энергии на отдельных степенях свободы в ядерной материи.

В связи с развиваемыми представлениями об инициировании β^- - и β^+ -распадов, а также α -распада в условиях e^- -катализа возникает естественный вопрос: насколько участие в процессах радиоактивного распада инициирующих электронов изменит хорошо устоявшиеся представления о форме энергетических спектров фиксируемых частиц – непрерывном спектре электронов при β -распаде и дискретном спектре α -частиц при α -распаде? Поскольку в случае инициируемого β^- -распада вся энергия процесса распределяется между двумя электронами, нейтрино и двумя антинейтрино (доля энергии ядер отдачи в этих процессах пренебрежимо мала), а экспериментально фиксируется энергия только одного электрона, то фактически при этом исследуется спектр инклюзивного процесса – энергетический спектр только одной из конечных частиц. В этом случае вся совокупность остальных частиц эффективно учитывается как одна нефиксируемая в эксперименте частица. Поэтому форма энергетического спектра фиксируемого электрона имеет обычный, характерный для спектра β -распада вид. Возможно, именно из-за указанной инклюзивности процесса ни в одном из исследуемых до сих пор β -распадов, насколько это известно автору, не фиксировалась

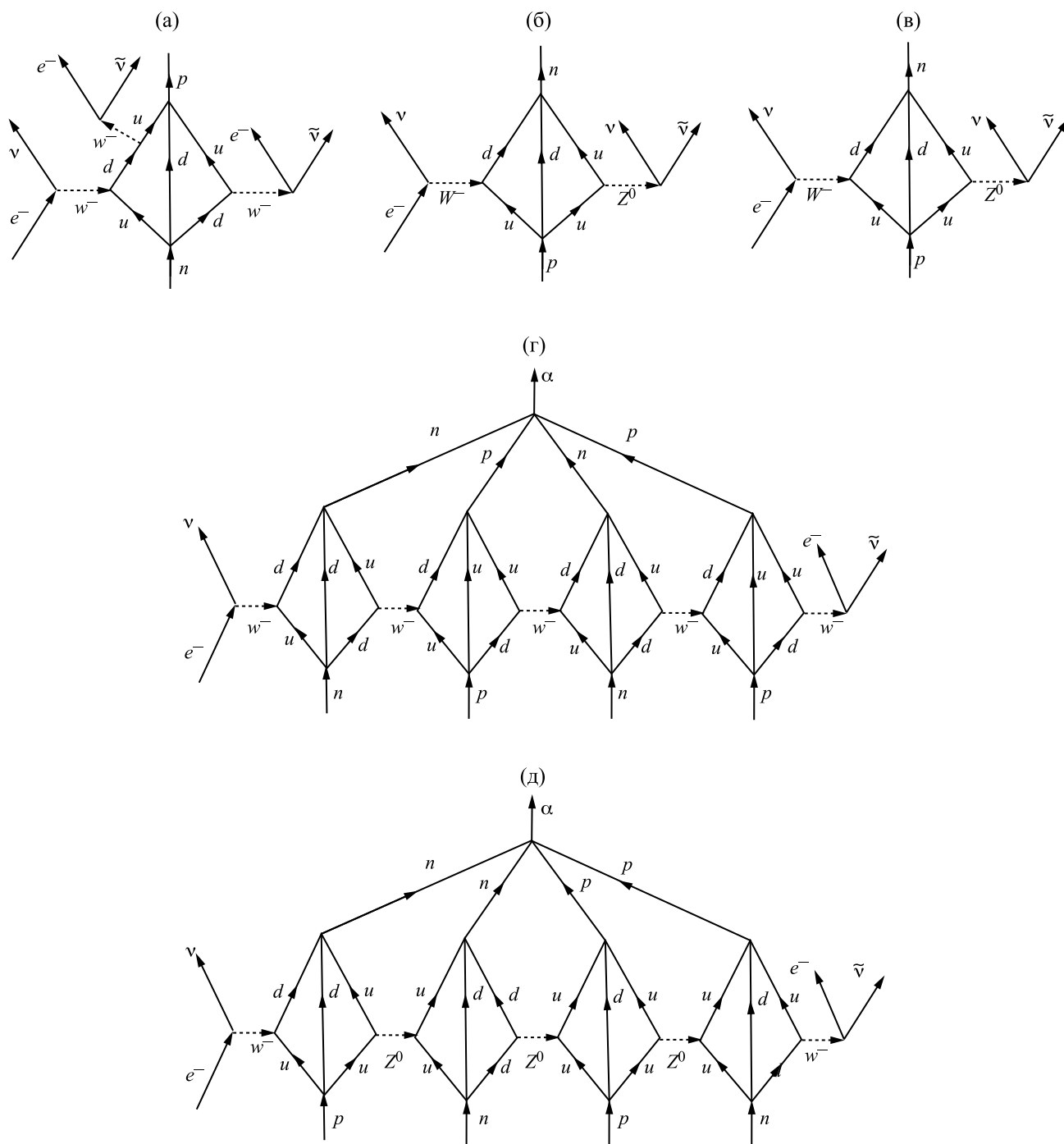


Рис. 1. Фейнмановские диаграммы инициируемого β^- -распада (а), β^+ распада (б), К-захвата (в) и инициируемого α -распада (г, д).

β -частица с кинетической энергией, равной энергии распада, в отличие от энергетического спектра фиксируемых при α -распаде α -частиц, имеющего вид пика с максимумом при энергии исследуемого процесса. Участие в этом процессе инициирующего электрона может проявляться как некоторый вклад в обычно фиксируемое размытие пика,

а также как повышение исходного электронного фона. Очевидно, что для установления адекватности развиваемых представлений об активируемом характере процессов β -распада необходим анализ этих процессов с фиксацией обоих испускаемых электронов и реализующихся времен задержки между их последовательным испусканием.

При анализе представленных на рис. 1 процессов надо иметь в виду, что слабые ядерные взаимодействия являются не такими уж слабыми, как часто полагается: величина соответствующей безразмерной константы α_F почти на порядок превосходит величину $\alpha_e = 1/137$ постоянной тонкой структуры [20]. Действительно, это следует уже из значения $a_Z = 2^{1/2}\hbar/m_Z c \approx 3.3 \cdot 10^{-16}$ см – характерного размера, связанного с массой промежуточного Z^0 векторного бозона ($m_Z = 91.2$ ГэВ/ $c^2 = 1.62 \cdot 10^{-22}$ г), и величины $G_F = 1.17 \cdot 10^{-5} (\hbar c)^3 / (\text{ГэВ})^2$ – константы Ферми четырех-фермионного взаимодействия. В этом случае, величина квадрата «элементарного заряда слабого ядерного взаимодействия» равна $q_F^2 \equiv G_F / a_Z^2$, так что для безразмерной величины константы α_F слабого взаимодействия получаем:

$$\alpha_F = \frac{q_F^2}{\hbar c} \approx 4.9 \cdot 10^{-2}, \text{ и } \alpha_F / \alpha_e = 6.7.$$

К сожалению, в литературе часто при оценках безразмерной константы слабого ядерного взаимодействия в качестве нормировочной массы, следуя существующей до 80-х годов прошлого века традиции (промежуточные векторные бозоны были открыты в ЦЕРНе в 1983 году), до сих пор используют массу протона, которая почти в 100 раз меньше массы Z^0 векторного бозона. По этой причине величина константы α_F оказывается заниженной почти на 4 порядка величины. И такое незнание существенно затрудняет понимание масштабов всеобщности в проявлениях слабых ядерных взаимодействий.

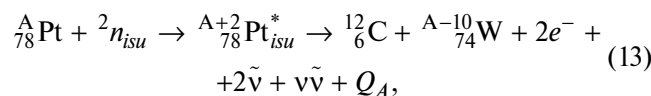
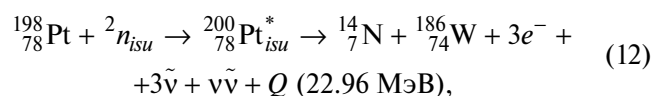
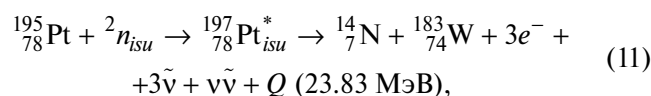
В связи с приводимой оценкой величины безразмерной константы α_F следует сделать еще одно пояснение, связанное с использованием для этой оценки введенной Ферми в 1933 г. константы четырех-фермионного взаимодействия G_F , а не величин, соответствующих трех-частичным вершинным частям с участием открытых полвека спустя промежуточных векторных бозонов. В то же время, для введения характерного размера, на котором разыгрываются процессы, связанные со слабыми ядерными взаимодействиями, что необходимо для определения «заряда» слабого взаимодействия, использовалась масса промежуточного Z^0 векторного бозона. Как полагает автор, применительно к обсуждению процесса β -распада необходимость использования такой эклектики указывает на ключевой момент процесса, состоящий в том, что при взаимодействии векторного W^- бозона с u -кварком одного из протонов ядерной материи одновременно с образованием d -кварка в ядерной материи оказываются еще два кварка – u -кварк и d -кварк. Фактически, при этом речь идет о реализации четырех-фермионного взаимодействия, инициированного векторным бозоном. И это существенно для инициирования «релаксационной» кварк-кумулятивной динамики ядерной материи, при которой, как указывалось выше, реализуется принцип наименьшего действия при формировании

конечных продуктов распада. Так что использование при этом константы G_F вполне оправдано. Полагаем также, что в этом случае проявлению возможных аномалий в кинематике кумулятивных процессов способствует понижение устойчивости поверхности ядра из-за нарушения нуклонной структуры ядерной материи [20].

Помимо e^- -каталитического инициирования процессов радиоактивного распада, который будем определять как « e^- -катализ 1-го типа», рассматриваемые ядерно-химические процессы могут инициироваться в низкотемпературной неравновесной плазме при непосредственном взаимодействии находящихся в плазме ядер с образующимися в плазме нейтральными ядрами $^1n_{isu}$ и $^2n_{isu}$, характерные времена жизни которых достаточно продолжительны (см. выше). Такие процессы будем определять как « e^- -каталитические процессы 2-го типа».

ИНИЦИИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТРАНСМУТАЦИИ ЯДЕР И ИСКУССТВЕННОЙ РАДИОАКТИВНОСТИ: e^- -КАТАЛИЗ 2-ГО ТИПА

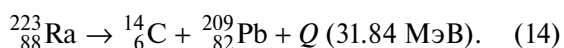
В соответствии с экспериментальными результатами работ [16] и [17], ядра $^1n_{isu}$ и $^2n_{isu}$ при слиянии с исходными ядрами-мишени и образовании при этом «составных» ядер не только привносили в ядерную материю исходных ядер энергию ~ 10 МэВ, но и могли обуславливать образование «составных» ядер как isu -ядер в разбалансированном isu -состоянии с потерей устойчивости. Именно такие неустойчивые «составные» ядра, формирующиеся при воздействии дейтерий содержащей плазмы тлеющего разряда на примесные ядра Pt в Pd-катоде, могли распадаться, как это следует из процессов (18) – (20) в работе [16], с образованием изотопов тяжелых элементов (изотопов вольфрама, в частности) и испусканием N-14 или C-12 в качестве «легких» ядер:



где $A = 190, 192, 194$ и 196 , а величины энергоделения для указанных A при образовании изотопов вольфрама-180, 182, 184 и 186 равны, соответственно, 25.45, 25.09, 24.06 и 22.98 МэВ. Такого типа ядерные реакции с участием исходно

нерadioактивных изотопов, когда при распаде составного ядра помимо тяжелого изотопа испускаются указанные «тяжелые» легкие ядра, не свойственны процессам инициирования искусственной радиоактивности при облучении мишени протонами и α -частицами. В рамках современных представлений такого типа продукты ядерных столкновений, скорее, должны реализоваться в r -процессах нуклеосинтеза при взрывах сверхновых, при слиянии нейтронных звезд [25–27].

Что же касается т.н. кластерной радиоактивности – явления самопроизвольного испускания ядерных фрагментов (кластеров) массивнее, чем α -частица, то этот феномен впервые был обнаружен в 1984 году [28, 29]. При исследовании α -активности ядер $^{223}_{88}\text{Ra}$ авторы [28] обнаружили, что эти ядра вместо α -частиц иногда (с вероятностью, меньшей почти на 10 порядков) испускают ядра $^{14}_6\text{C}$, так что реализуется «кластерный» распад:



В настоящее время экспериментально обнаружено более 20 ядер от $^{114}_{56}\text{Ba}$ до $^{242}_{96}\text{Cm}$, которые в процессе радиоактивного распада иногда испускают ядра, массивнее α -частицы. Среди испускаемых ядер были зафиксированы $^{14}_6\text{C}$, $^{20}_8\text{O}$, $^{24}_{10}\text{Ne}$, $^{26}_{10}\text{Ne}$, $^{28}_{12}\text{Mg}$, $^{30}_{12}\text{Mg}$, $^{32}_{14}\text{Si}$, и $^{34}_{14}\text{Si}$ [30]. Правда, вероятность таких процессов предельно мала, на 10–17 порядков меньше вероятности испускания α -частицы этими же ядрами.

Поэтому необычность самого феномена инициирования ядерно-химических процессов в условиях низкотемпературной неравновесной плазмы, да еще при испускании помимо тяжелых изотопов «легких» ядер C-12, N-14, O-16, однозначно связывается с образованием нарушенной *isu*-структуры ядерной материи составных ядер в рассмотренных в [16, 17] ядерных реакциях и последующей реализацией своего рода «кварк-кумулятивных механизмов» происходящих превращений.

Если вернуться к анализу рассмотренных в работах [16, 17] ядерно-химических процессов, инициированных в условиях тлеющего разряда воздействием плазменных потоков на образцы Pd, Ni в [16] и Pb в [17], содержащие примесные элементы, то удивление вызывает жесткая «согласованность» в соотношениях изотопов образующихся в объеме образцов элементов, если ориентироваться при оценках относительного содержания изотопов конкретного элемента на фиксируемые при ICP MS анализе числа импульсов. Здесь наиболее показательным примером образования в образцах Pd и Pb изотопов W, содержание которых в исходном образце Pd вообще фиксировалось на уровне фона. При этом неожиданном явился сам факт близкого соответствия относительных долей образующихся изотопов W известным природным соотношениям этого

элемента, а не долям соответствующих изотопов Pt и Pb, которые согласно представляемыми в [16, 17] ядерно-химическим процессам рассматривались как базовые материнские ядра. Это обстоятельство, равно как и заведомые различия в величинах фазовых объемов (из-за различий в общем числе конечных частиц, образующихся в соответствии со стехиометрией в конкретных ядерных реакциях) для рассматриваемых изотопов W, также могут указывать на выход ядерно-химических процессов за рамки кинематической области, запрещенной законами сохранения энергии-импульса для свободных «частица-частица» столкновений, то есть на специфический характер превращений в таких процессах, который может быть охарактеризован как кварк-кумулятивный.

Здесь следует также иметь в виду, что в формировании дочерних изотопов в исследуемых в [13] и [16] ядерно-химических процессах может играть существенную роль динамика релаксационной перестройки нарушенной нуклонной *isu*-структуры составного ядра, которая сопровождается не процессами испускания гамма-квантов, как это имеет место при протон-нейтронной организации ядерной материи, а в условиях определяющей роли слабых ядерных взаимодействиях – процессами испускания нейтрино-антинейтринных пар, или URCA-процессами Гамова-Шёнберга [31]. Именно поэтому низкоэнергетические ядерно-химические процессы оказываются безопасными для окружения. И именно поэтому и существует жизнь на нашей планете, поскольку процессы низкоэнергетического синтеза и трансмутации химических элементов сопровождают жизнь любого организма [22, 32].

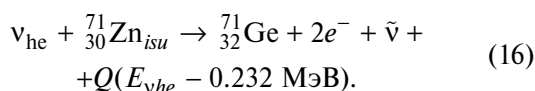
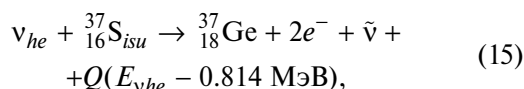
ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В связи с введением представлений об иницируемом характере процессов β -распада и электронного захвата возникает ряд дискуссионных вопросов. Один из таких вопросов относится к разрешенной, казалось бы, проблеме – причине дефицита солнечного нейтрино. В термоядерных реакциях на Солнце, когда при горении из четырех атомов водорода образуется атом гелия и выделяется 26.7 МэВ энергии, рождается два нейтрино, которые уносят энергию около 0.6 МэВ (при этом энергетический спектр солнечных нейтрино оказывается довольно протяженным, вплоть до энергий 14 МэВ) [33]. На основе таких данных и известной величины светимости Солнца была получена оценка для потока солнечных нейтрино, падающего на Землю – около 10^{11} частиц/(см² с).

Для регистрации таких потоков обычно используют нейтринные детекторы – хлор-аргоновые и галлий-германиевые. Полагается, что в таких детекторах солнечные нейтрино ν_{he} с достаточно высокой энергией $E_{\nu he}$ взаимодействуют с базовыми

изотопами. В хлор-аргоновых детекторах потоки ν_{he} при $E_{\nu he} > 0.814$ МэВ взаимодействуют с изотопами $^{37}_{17}\text{Cl}$, которые превращаются в изотопы $^{37}_{18}\text{Ar}$ при испускании электрона e^- и антинейтрино $\bar{\nu}$. В галлий-германиевых детекторах потоки ν_{he} при $E_{\nu he} > 0.232$ МэВ взаимодействуют с изотопами $^{71}_{31}\text{Ga}$, которые превращаются в изотопы $^{71}_{32}\text{Ge}$ с испусканием e^- и $\bar{\nu}$. Поток нейтрино измеряется в солнечных нейтринных единицах (SNU): такая единица соответствует потоку нейтрино, при котором происходит 10^{-36} реакций в секунду на один выбранный атом. Для галлий-германиевого эксперимента наблюдаемый поток нейтрино составлял около 70 SNU, в то время как теория предсказывала значение в 122 SNU. Для хлор-аргонового эксперимента наблюдаемое значение составляло около 2.5 SNU, то есть лишь около трети теоретического значения 8.0 SNU.

Но если иметь в виду результаты представляемой работы, именно дефицит т.н. «измеряемых» по используемым методикам «потоков нейтрино» и должен фиксироваться. Действительно, в соответствии с развиваемыми в данной работе представлениями, рассматриваемые ядерные превращения возможны лишь при взаимодействии потоков нейтрино указанных энергий с предварительно активированными в процессах (1) ядрами $^{37}_{17}\text{Cl}$ и $^{71}_{31}\text{Ga}$, т.е. конкретно, с ядрами $^{37}_{16}\text{S}_{isu}$ и $^{71}_{30}\text{Zn}_{isu}$:



Но при этом возникает естественный вопрос, какова доля таких активированных isu -ядер находится, соответственно, в массивах используемого в хлор-аргоновых детекторах тетрахлорэтилена, а в галлий-германиевых детекторах – галлия. Очевидно, что доля эта зависит от конкретного радиационного фона в месте нахождения детектора и может быть целенаправленно увеличена. Не исключено, что при решении комплекса возникающих вопросов придется пересмотреть используемые значения для сечения ядерных процессов, инициируемых нейтрино. Укажем также, что возникающие в последнее время проблемы с неопределенностью поперечного сечения поглощения нейтрино галлием в установках для детектирования солнечного нейтрино [34], возможно, имеют отношение к обсуждаемому вопросу. Полагаем, что более широкое обсуждение совокупности поднимаемых вопросов может привести и большую физическую ясность в существующее решение проблемы дефицита солнечного нейтрино за счет вклада в общий нейтринный поток от нейтрино двух других типов

(мюонного и тау-нейтрино), которые ненаблюдаемы в нейтринных детекторах описанного типа для электронных нейтрино, хотя все три типа нейтрино могут превращаться друг в друга («осцилляции нейтрино»).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лексин Г.А.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. № 3. С. 445.
2. *Ефремов А.В.* // ЭЧАЯ. 1982. Т. 13. Вып. 3. С. 613.
3. *Ставинский В.С.* // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. № 5. С. 949.
4. *Блохинцев Д.И.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. № 5(11). С. 1295.
5. *Балдин А.М.* Физика релятивистских ядер / ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. С. 429.
6. *Fleishmann M., Pons S. and Hawkins M.* // J. Electroanal. Chem. 1989. V. 261. P. 301. [https://doi.org/10.1016/0022-0728\(89\)80006-3](https://doi.org/10.1016/0022-0728(89)80006-3)
7. *Storms E.* The Explanation of Low Energy Nuclear Reactions: An Examination of the Relationship Between Observation and Explanation. Infinite Energy Press, Gainesville. 2014. ISBN978-1-892925-10-7
8. *Schenkel T., Persaud A., Wang H. et al.* // J. Appl. Phys. 2019. V. 126. P. 203302.
9. *Pines V., Pines M., Chait A. et al.* // Phys. Rev. C. 2020. V. 101. P. 044609.
10. *Smith P.J., Hendricks R.C., Steinetz B.M.* // J. of Electroanalytical Chemistry. 2021. V. 882. P. 115024.
11. *Meessen A.* // J. of Modern Physics. 2023. V. 14. P. 1087. <https://www.scirp.org/journal/jmp>
12. *Тимашев С.Ф., Симакин А.В., Шафеев Г.А.* // Журн. физ. химии. 2014. Т. 88. № 11. С. 1805. (*Timashev S.F., Simakin A.V., Shafeev A.G.* // Rus. J. of Phys. Chem. A. 2014. V. 88. № 11. P. 1980.)
13. *Timashev S.* // Phys. Science International J. 2017. V. 15(2). P. 1. <http://www.sciencedomain.org/issue/2727>. (Тимашев С.Ф. // РЭНСИТ. 2017. Т. 9. № 1. С. 37–51, [http://rensit.ru/vypuski/article/200/9\(1\)37-51.pdf](http://rensit.ru/vypuski/article/200/9(1)37-51.pdf).)
14. *Timashev S.* // RENSIT. 2017. V. 9. № 1. P. 37.
15. *Barmina E.V., Timashev S.F., Shafeev G.A.* // J. of Physics: Conference Series. 2016. V. 688. 012106. (8th International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA 2013) IOP Publishing <http://arxiv.org/abs/1306.0830> [physics.gen-ph])
16. *Тимашев С.Ф., Савватимова И.Б., Потешин С.С., и др.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2022. Т. 53. Вып. 1. С. 110. (*Timashev S.F., Savvatimova I.B., Poteshin S.S. et al.* // Physics of Particles and Nuclei Letters. 2022. V. 19. № 1. P. 59).
17. *Тимашев С.Ф., Савватимова И.Б., Потешин С.С., и др.* // Журн. физ. химии. 2023. Т. 97. № 7. С. 915. (*Timashev S.F., Savvatimova I.B., Poteshin S.S.*

- et al.* // Rus. J. of Phys.Chem. A. 2023. V. 97. № 7. P 1345.)
18. *Thomas S.A., Abdalla F.D., Lahav O.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. N3. P. 031301.
 19. *Тимашев С.Ф.* // Журн. физ. химии. 2015. Т. 89. № 11. С. 1810. (*Timashev S.F.* // Rus. J. of Phys. Chem. A. 2015. V. 89. № 11. P. 2072. <http://link.springer.com/article/10.1134/S0036024415110199>)
 20. *Тимашев С.Ф.* // Там же. 2022. Т. 96. № 8. С. 1093. (*Timashev S.F.* // Ibid. 2022. V. 96. № 8. P. 1615. DOI 10.1134/S0036024422080246 <https://rdocu.be/cUWGM>)
 21. *Stafe M., Marcu A., Puscas N.* Pulsed Laser Ablation of Solids. Basics, Theory and Applications. Berlin; Heidelberg: Springer_Verlag, 2014. 233 p.
 22. *Тимашев С.Ф.* // Журн. физ. химии. 2016. Т. 90. № 10. С. 1563. (*Timashev S.F.* // Rus. J. of Phys. Chem. A. 2016. V. 90. № 10. P. 2089. <https://doi.org/10.1134/S0036024416100253> <http://link.springer.com/article/10.1134/S0036024416100253>)
 23. *Vysotskii V.I., Kornilova A.A.* // Current Science. 2015. V. 108. P. 636.
 24. *Gysbers P., Hagen G., Holt J.D. et al.* // Nature Physics. 2019. V. 15. P. 428–431. <https://doi.org/10.1038/s41567-019-0450-7>
 25. *Frebel A., Beers T.C.* // Physics Today. 2018. V.71. № 1. P. 30.
 26. *Cowan J.J., Sneden C., Lawler J.E. et al.* // Rev. Mod. Phys. 2021. V. 93. P. 15002. (ArXiv: 1901.01410v3 [astro-ph. HE] 1 Feb 2021.)
 27. *Фортвов В.Е.* Физика высоких плотностей энергии. М.: Физматлит, 2012. 712 с.
 28. *Александров Д.В., Беляцкий А.Ф., Глухов Ю.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. Вып. 4. С. 152.
 29. *Rose H.J., Jones G.A.* // Nature. 1984. V. 307. P. 245.
 30. *Baum E.M., Knox H.D., Miller T.R.* Nuclides and Isotopes: Chart of the nuclides 16th ed. Knolls Atomic Power Laboratory (Lockheed Martin). 2002.
 31. *Lattimer J.M., Pethick C.J., Prakash M., Haensel P.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 2701.
 32. *Biberian J.-P.* // J. Condensed Matter. 2019. V. 28. P. 21.
 33. *Засов А.В., Постнов К.А.* Общая астрофизика. 2-е изд. испр. и дополн. Фрязино: Век 2, 2011, 576 с.
 34. *Elliott S.R., Gavrin V.N., W.C. Haxton W.C. et al.* // Phys. Rev. C2023. V. 108. P. 035502.