

Краткие сообщения

04;12

Стационарная термоядерная плазма как источник ядерно-физических данных

© В.Г. Киптилый, В.О. Найденов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 10 июля 1997 г.)

Измерения сечений ядерных реакций заряженных частиц в килоэлектрон-вольтовой области энергий ввиду их малости представляют трудную экспериментальную проблему. Вместе с тем требования к точности определения таких сечений возрастают в связи с активным развитием таких областей науки, как управляемый термоядерный синтез, астрофизика, космология и собственно ядерная физика. В работе рассмотрены мотивация проведения исследований в этой области энергий, трудности проведения экспериментов, а также предложен новый экспериментальный подход к измерению сечений реакций с использованием стационарной плазмы термоядерных установок.

Введение

Ядерная физика позволила поставить на количественную основу решение многих проблем космологии, астрофизики, астрономии и физики плазмы. В свою очередь развитие этих наук ставит все новые задачи перед ядерной физикой, решение которых зависит от уровня знаний и экспериментальной базы ядерных данных. Наглядным примером такого взаимодействия служат исследования по проблеме солнечных нейтрино. Ядерно-физический подход решения этой задачи [1] связан с изучением особенностей механизма ядерных реакций при низких энергиях. Это не единственный пример подобного рода, поэтому представляет интерес рассмотреть ряд основных проблем, для решения которых необходимы данные о сечениях ядерных реакций легких ядер при астрофизических энергиях. При этом авторы не ставили своей целью в разделе 1 настоящей работы провести исчерпывающий обзор, скорее, ее надо рассматривать как выделение наиболее важных, по мнению авторов, направлений. В разделе 2 рассмотрены трудности экспериментального изучения ядерных реакций при низких энергиях, а также проблемы анализа и интерпретации данных. Раздел 3 посвящен описанию и обоснованию нового экспериментального подхода для получения информации о сечениях ядерных реакций. Предлагается использовать термоядерную плазму токамаков в качестве источника ядерных превращений в области низких энергий.

1. Некоторые ядерно-физические проблемы при низких энергиях

а) **Тепловыделение в звездах.** В основе самосогласованных моделей звезд, обеспечивающих наблюдаемые характеристики (светимость, размер, масса,

температура и т.п.), лежит предположение о термоядерной природе выделяемой энергии в результате целого ряда экзотермических ядерных реакций. Например, статический нуклеосинтез в звездах главной последовательности типа Солнца проходит через водородный ($p-p$) и углеродно-азотный (CNO) циклы. Вместе с тем сечение основной реакции $p-p$ -цикла $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$ так и целого ряда других в этой цепочке либо не измерено, либо измерено недостаточно точно, например реакция ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$. Ни одно из сечений реакций $p-p$ -цикла не измерено при энергиях порядка 1.5 keV, соответствующих температуре в центре Солнца. В настоящее время физические выводы основываются на сечениях, которые получены путем экстраполяции данных, измеренных при более высоких энергиях.

Для решения проблемы солнечных нейтрино большое значение могут иметь дополнительные данные о сечениях реакций ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p$, ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$, ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$ и ${}^{15}\text{N} + p \rightarrow {}^{16}\text{O} + \gamma$.

В звездах более поздних стадий эволюции "горючим веществом" являются более тяжелые элементы ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$ и др. И хотя температура в недрах таких звезд выше солнечной, более высокий кулоновский барьер значительно снижает вероятность синтеза ядер. Здесь ситуация с экспериментальными данными представляется даже более драматической. Так, в работе [2], например, используются последние ядерные данные, которые отличаются от опубликованных ранее в обзоре [3] в случае ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ реакции в 1.7 раза, для реакций ${}^{17}\text{O}(p, \gamma){}^{18}\text{F}$ и ${}^{17}\text{O}(p, \alpha){}^{14}\text{N}$ данные расходятся по величине на два-три порядка.

б) **Нуклеосинтез.** Проблему нуклеосинтеза можно разделить на две: синтез первичных элементов и синтез элементов в последующих стадиях эволюции Вселенной. Первое направление, если придерживаться модели горячей Вселенной, непосредственно не затраги-

вает проблему, обсуждаемую в данной работе, поскольку процесс образования первичных элементов происходит при относительно высоких энергиях (0.1–1 MeV) и необходимые реакции достаточно хорошо изучены. Хотя и здесь возникают проблемы, связанные с экспериментальными трудностями абсолютных измерений. Так, явно прослеживается тенденция последних 20 лет, когда периодически появляются работы, не затрагивающие основ теории, а использующие новые, уточненные данные о сечениях [4].

Распространенность первичных элементов, таких как H, D, ^3He , ^4He , ^7Li , служит отправной точкой для моделей химической эволюции звезд, галактик, межзвездного вещества и др. Наиболее чувствительными к параметрам моделей эволюции являются D, ^3He и ^7Li . Причем содержание дейтерия в отличие от ^3He и ^7Li в процессе эволюции звезд может только уменьшаться по отношению к первичному. Сравнение расчетов с экспериментом затруднено из-за большого разброса данных по содержанию элементов в различных объектах Вселенной. Так, содержание дейтерия в протосолнечном веществе, если его отождествлять с атмосферами Сатурна, Юпитера, Урана и Нептуна, имеет различие по данным об отношении D/H от $(1.6 \pm 1.3) \cdot 10^{-5}$ [5] до $(3.6 \pm 1.4) \cdot 10^{-5}$ [6]. Модели эволюции [7] предсказывают уменьшение отношения D/H в 2–2.5 раза при переходе от первичного к современному содержанию. В то же время первые измерения первичного содержания дейтерия [8,9] в направлении на квазар Q0014 + 813 ($z = 3.32$) дали значение D/H = $2 \cdot 10^{-4}$. Если подтвердятся прямые измерения первичного дейтерия, то придется существенно пересматривать модели эволюции Вселенной и вводить в рассмотрение неизвестные пока процессы быстрого выгорания дейтерия.

Аналогичная ситуация имеет место в случае с ^3He ; модели эволюции [7] предсказывают значения, в 5–7 раз превышающие данные, относящиеся ко времени формирования Солнца, и в 5–20 раз по отношению к галактическим *НИ* областям (компактные голубые галактики с малым содержанием тяжелых элементов, которые отождествляются с наименьшей химической эволюцией). Проведенные авторами [7] расчеты показали, что проблема может быть снята, если существует гипотетический резонанс с энергией меньше 10 keV в ядерной реакции $^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + 2p$. Существование этого резонанса впервые было предложено для решения проблемы солнечных нейтрино [10,11]. Именно на изучение в первую очередь данной реакции при низких энергиях создан специальный ускоритель (проект LUNA) для работы в условиях сверхнизкого фона [12].

в) Управляемый термоядерный синтез (УТС). Большинство термоядерных установок типа токамак используют для физических исследований DD-плазму при температурах 0.5–15 keV. Для дополнительного высокочастотного нагрева в плазму вводят малые добавки H и ^3He . Последние эксперименты с DT-плазмой на больших термоядерных установках JET

и TFTR показали, что в ближайшие годы самоподдерживающееся горение можно осуществить уже в опытном термоядерном реакторе. Очевидно, что требования к точности данных о сечениях ядерных реакций, имеющих место в плазме, повышаются по мере приближения к практическому использованию термоядерной энергии.

Существует и другой аспект проблемы ядерных реакций в УТС — поиск более “чистых” в смысле радиоактивности исходных и конечных продуктов горения $^6\text{Li} + \text{H} \rightarrow ^3\text{He} + ^4\text{He}$, $^{11}\text{B} + \text{H} \rightarrow 3^4\text{He}$ и $^{10}\text{B} + \text{H} \rightarrow ^7\text{Be} + ^4\text{He}$. Минимальная энергия, при которой исследовалась последняя реакция, составляет 18.7 keV [13]. Результаты свидетельствуют, что можно ожидать существование резонанса при энергии 10 keV, соответствующей температуре плазмы около $4.9 \cdot 10^6$ К. Исследование этой проблемы было бы неполным без изучения конкурирующего канала реакции $^{10}\text{B} + \text{H} \rightarrow ^{11}\text{C} + \gamma$.

г) Ядерно-физические проблемы. Исследование ядерных взаимодействий малонуклонных систем и особенно реакций радиационного захвата занимает особое место в ядерной физике, поскольку в некоторых случаях позволяет рассчитать вклады различных каналов реакций. Как уже отмечалось выше, очень важны проблемы резонансов в области малых энергий.

В этом смысле особенно интересна реакция $\text{D}(d, \gamma)^4\text{He}$, поскольку ее исследование может дать информацию о структуре волновых функций системы из двух дейтронов в области континуума и основного состояния ^4He . Сечения реакции $\text{D}(p, \gamma)^3\text{He}$ в области низких энергий необходимы для исследования процесса рассеяния в трехнуклонных системах $n-d$ и $p-d$, а также захвата p - и s -протонов с последующим переходом в основное состояние $2S_{1/2}$ ядра ^3He путем $E1$ - и $M1$ -переходов. В работе [14] рассчитаны вклады $E1$ - и $M1$ -амплитуд в полное сечение реакции $\text{D}(p, \gamma)^3\text{He}$. Показано, что их соотношение достаточно сильно меняется в зависимости от энергии реакции $E1 : M1 = 3 : 2$ для 1.2 MeV и $E1 : M1 = 1 : 9$ для 12 keV. Можно ожидать, что этот эффект проявится в функции возбуждения реакции в области низких энергий. Аналогичные проблемы имеют место при анализе другой реакции $^7\text{Li}(p, \gamma)^8\text{Be}$ [15].

2. Экспериментальные проблемы измерений сечений

Малая величина сечения представляет главную трудность в экспериментах, проводимых в keV энергетической области. Так, сечение упоминавшейся ранее реакции $^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + 2p$ при энергии 25 keV составляет $(7 \pm 2) \cdot 10^{-12} b$ [16]. Для измерения таких сечений приходится принимать особые меры, такие как, например,

в германо-итальянском проекте LUNA (Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics) [12]. Специальный 50 keV ускоритель помещают в подземную лабораторию (Gran Sasso), где уровень фона в случае реакции ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p$ составляет порядка одно событие в день. Тем не менее достаточная статистическая точность при энергии 15 keV достигается при продолжительности экспозиции около 6 месяцев.

В традиционной постановке эксперимента по измерению сечений ядерных реакций при малых энергиях существует еще одна проблема, которая связана с наличием электронного экранирования ядра. Этот вопрос разрабатывался в физике плазмы [17] и изучался и для случая астрофизической плазмы при различных плотностях и температурах [18,19]. В термоядерной плазме, удерживаемой в установках типа токамак, данный эффект пренебрежимо мал. Однако для твердотельных и газообразных мишеней проблема учета эффекта пока не решена. Эксперименты явно указывают на влияние электронов атомных оболочек на сечение ядерной реакции [12,13].

Эффект экранирования приводит к уменьшению кулоновского барьера для бомбардирующей частицы и, таким образом, к увеличению выхода реакции. Проницаемость кулоновского барьера при энергии E в системе центра масс входит в выражение для сечения реакции в виде множителя $(1/E) \exp(-B/\sqrt{E})$, где $B = \pi Z_1 Z_2 (e^2/\hbar c) (2\mu c^2)^{1/2}$; $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ — приведенная масса реагирующих частиц; Z_1, Z_2 — их заряды. Для количественного описания явления электронного экранирования вводят эффективный потенциал U . Это эквивалентно тому, что бомбардирующая частица проникает через кулоновский барьер "голого" ядра-мишени уже не при энергии E , а при некоторой эффективной энергии $E+U$. Величину изменения сечения в результате такого экранирования можно выразить в виде коэффициента

$$f(E) = \frac{\sigma(E+U)}{\sigma(E)} = \exp\left(\frac{U}{2E} \frac{B}{\sqrt{E}}\right). \quad (1)$$

Необходимо отметить, что величина потенциала U зависит от применяемой модели и, более того, как отмечается в [12], в ряде случаев имеется значительное расхождение эксперимента с модельными расчетами. Во всех исследованных реакциях измеренное увеличение сечения значительно больше рассчитанного на основе современных атомных моделей. Исключением является реакция ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p$, для которой, согласно расчетам, величина $f(E) = 1.2$ при энергии 25 keV, а экспериментально эффект электронного экранирования не обнаружен.

Совокупность экспериментальных и теоретических трудностей в определении сечений при низких энергиях стимулирует поиски новых подходов для постановки экспериментов. Один из таких подходов, основы которого изложены в [20], развивается ниже.

3. Стационарная термоядерная плазма как источник ядерно-физических данных

а) Основные принципы. Современные достижения УТС на токамаках открывают определенные возможности для получения ядерных данных в области низких энергий. В первую очередь это касается основных термоядерных реакций $D + H$, $D + D$, $D + T$, $D + {}^3\text{He}$, $T + H$, $T + T$, но не исключается возможность изучения реакций с участием ядер легких примесей, которые присутствуют в плазме или специально инжектируются для проведения экспериментов. Необходимо отметить, что из-за проблем, связанных с детектированием продуктов реакций, только каналы с выходом нейтронов и гамма-квантов позволяют провести измерения в плазменных экспериментах. В таблице приведены основные реакции, сопровождающиеся испусканием гамма-квантов.

Для проведения таких экспериментов требуются нейтронный и гамма-спектрометры. Это позволяет получать достаточно точные относительные, а в ряде случаев и абсолютные данные. В рамках данной работы не ставилась цель анализа всего набора реакций; для примера в следующем разделе представлен проект одного из готовящихся экспериментов [20].

В токамаке с малым радиусом плазменного шнура a температура и плотность ионов меняются в зависимости от расстояния r до центра плазмы как функции $T(r) = T(0)(1 - r^2/a^2)$ и $n(r) = n(0)(1 - r^2/a^2)^{1/2}$. Скорость реакции в плазме определяется выражением

$$R(r) = \frac{n_1(r)n_2(r)}{1 + \delta_{12}} \langle \sigma v \rangle, \quad (2)$$

где $n_1(r), n_2(r)$ — радиальные концентрации реагирующих частиц; δ_{12} — символ Кронекера; $\langle \sigma v \rangle$ — скоростной параметр, представляющий собой сечение реакции, усредненное по максвелловскому распределению частиц.

Измерительные комплексы токамаков имеют ряд независимых диагностик для определения $T(r)$ и $n(r)$, что позволяет использовать их данные для точного расчета скоростей реакций. Сильная зависимость скорости реакций от ионной температуры и плотности означает, что основной вклад в выход реакции дает центральная часть плазмы. Проведение измерений при различных режимах работы токамака позволяет определить параметр $\langle \sigma v \rangle$, как функцию температуры. Измерение такой зависимости можно осуществить также в одном температурном режиме, но с помощью нескольких коллимированных спектрометров, наблюдающих плазму вдоль различных хорд плазменного шнура.

В результате синтеза основных компонент плазмы образуются легкие заряженные частицы MeV энергий. Например, в реакции $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$ альфа-частицы рождаются энергией 3.5 MeV. В дальнейшем они термализуются, образуя определенное распределение по скоростям, отличное от максвелловского. Ядерные реакции,

Основные термоядерные реакции		Реакции с основными примесями		Реакции с другими легкими примесями	
$D(p, \gamma)^3\text{He}$	$\gamma 5.5$	$^9\text{Be}(p, \gamma)^{10}\text{B}$	$\gamma 6.6$	$^6\text{Li}(d, \gamma)^8\text{Be}$	$\gamma 22.3$
$T(p, \gamma)^4\text{He}$	$\gamma 19.8$	$^9\text{Be}(d, \gamma)^{11}\text{B}$	$\gamma 16.8$	$^6\text{Li}(t, \gamma)^9\text{Be}$	$\gamma 17.7$
$D(d, \gamma)^4\text{He}$	$\gamma 23.8$	$^9\text{Be}(^3\text{He}, \gamma)^{12}\text{C}$	$\gamma 26.3$	$^7\text{Li}(d, \gamma)^9\text{Be}$	$\gamma 16.7$
$T(d, \gamma)^5\text{He}$	$\gamma 16.7$	$^{12}\text{C}(d, \gamma)^{14}\text{N}$	$\gamma 10.3$	$^7\text{Li}(t, \gamma)^{10}\text{B}$	$\gamma 17.3$
$^3\text{He}(d, \gamma)^5\text{Li}$	$\gamma 16.4$	$^{12}\text{C}(t, \gamma)^{15}\text{N}$	$\gamma 14.8$	$^{10}\text{B}(d, \gamma)^{12}\text{C}$	$\gamma 25.2$
$T(t, \gamma)^6\text{He}$	$\gamma 12.3$	$^{14}\text{N}(d, \gamma)^{16}\text{O}$	$\gamma 20.7$	$^{10}\text{B}(t, \gamma)^{13}\text{C}$	$\gamma 23.9$
$^6\text{Li}(p, \gamma)^7\text{Be}$	$\gamma 5.6, 5.2$	$^{14}\text{N}(t, \gamma)^{17}\text{O}$	$\gamma 18.6$	$^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$	$\gamma 16.0$
$^7\text{Li}(p, \gamma)^8\text{Be}$	$\gamma 17.3$			$^{11}\text{B}(d, \gamma)^{13}\text{C}$	$\gamma 18.7$
				$^{19}\text{F}(p, \gamma)^{20}\text{Ne}$	$\gamma 12.8$

вызываемые такими частицами, также могут быть либо объектом исследования, при условии хорошо известной функции распределения, либо использованы для диагностики плазмы [21].

Предложенный подход, несомненно, имеет ограниченное применение, но даже в этом случае имеет большое значение для исследований в области низких энергий, имея ряд преимуществ перед стандартными экспериментами. Ниже рассмотрены некоторые возможные способы его реализации.

б) Измерение сечений радиационного захвата в $\text{H}/\text{D}/\text{T}$ -плазме токамака. Реакции $D + \text{H} \rightarrow ^3\text{He} + \gamma$, $D + D \rightarrow ^4\text{He} + \gamma$, $D + T \rightarrow ^5\text{He} + \gamma$ на ускорителях изучены до энергий 15–25 keV [22–24], что соответствует температуре плазмы 5–10 keV. Эта область энергий интересна тем, что здесь предсказывается аномальное поведение сечений реакций.

Схема предлагаемого эксперимента на токамаке состоит в том, чтобы одновременно измерять выход 2.45 MeV нейтронов из реакции $D + D \rightarrow ^3\text{He} + n$ и гамма-излучения с энергией 23.8 и 5.5 MeV, образующегося в реакциях $D + D \rightarrow ^4\text{He} + \gamma$, $D + \text{H} \rightarrow ^3\text{He} + \gamma$, и тем самым определить относительные параметры реакций. В случае DT-плазмы необходимо детектировать 14.1 MeV нейтроны и 16.7 MeV гамма-кванты. Для такого рода экспериментов требуются большие токамаки типа T-15, JT-60U, JET, TFTR.

Спектрометры нейтронов и гамма-квантов должны быть помещены в коллиматор, чтобы просматривать центральную область плазмы и уменьшить фон. В качестве спектрометра 2.45 MeV нейтронов может быть использован жидкий сцинтиллятор NE213. Для регистрации гамма-излучения необходим детектор с высокой чувствительностью к энергичным квантам, например разработанный многокристальный спектрометр GAMMACELL [25], который представляет собой детектор поглощения полной энергии гамма-кванта.

В случае исследования реакций $D + T \rightarrow ^5\text{He} + \gamma$ и $D + T \rightarrow ^4\text{He} + n$ для регистрации 14.1 MeV нейтронов и 16.7 MeV гамма-квантов можно использовать один

детектор, применяя селекцию событий по форме их сигналов. Относительно высокая скорость этих реакций позволяет осуществить уникальные измерения — двумерную $n\gamma$ -томографию DT-плазмы токамака с использованием двух детектирующих установок типа камеры-обскуры. Такой эксперимент дает уже не интегральную по температуре, а дифференциальную информацию об отношении сечений реакций.

Одна из основных трудностей экспериментов на токамаке связана с тем, что время существования стационарной максвелловской плазмы пока ограничено несколькими секундами, т.е. существует проблема статистически значимого измерения. Оценки скорости счета, сделанные для спектрометра GAMMACELL в [25], показывают, что предельные температуры плазмы, при которых результаты измерений экспериментов будут надежны, соответствуют области энергий, практически недостижимой для экспериментов на ускорителях.

Диагностические измерения гамма-излучения в опытах на токамаках показывают, что спектры гамма-квантов простираются до энергий 10–12 MeV, а их интенсивность зависит от скорости термоядерной реакции. Оценки уровня фона, проведенные для случая геометрии токамака T-15, показали, что при температуре плазмы 10 keV в спектре гамма-излучения для энергии 5.5 MeV сигнал превышает фон в 2–4 раза. При понижении температуры это соотношение изменяется мало.

Заключение

Предложенный новый подход к измерению сечений ядерных реакций с использованием плазмы токамака может существенно расширить энергетический диапазон (1–10 keV) экспериментальных данных важных реакций для астрофизики, ядерной физики и физики плазмы. В отличие от измерений на ускорителе этот подход не требует учета модельных поправок на электронное экранирование. Сопоставление результатов, измеренных разными экспериментальными методами, позволит оценить адекватность применяемых моделей.

Список литературы

- [1] *Bahcall J.N.* // Neutrino Astrophysics. Cambridge University Press, 1989.
- [2] *Aubert O., Prantos N., Baraffe I.* // Astron. and Astrophys. 1996. Vol. 312. P. 845–854.
- [3] *Caughlan G. and Fowler W.A.* // At. Dat. Nucl. Tabl. 1988. Vol. 40. P. 291–320.
- [4] *Walker T.P., Steigman G., Schramm D.N.* et al. // Fermilab-Pub-91/36-A. 1991.
- [5] *Courtin R., Gautier D.* et al. // Astrophys. J. 1984. Vol. 287. P. 899–916.
- [6] *Kunde V.G.* et al. // Astrophys. J. 1982. Vol. 263. P. 443–467.
- [7] *Galli D., Palla F.* et al. // Astrophys. J. 1995. Vol. 443. P. 536–550.
- [8] *Songaila A., Cowie L.L.* et al. // Nature. 1994. Vol. 368. P. 599–604.
- [9] *Carswell R.F., Rauch M.* et al. // MNRAS. 1994. Vol. 268. P. L1.
- [10] *Fetisov V.N., Kopysov Y.S.* // Phys. Lett. 1972. Vol. B40. P. 602–604.
- [11] *Fowler W.A.* // Nature. 1972. Vol. 238. P. 23–25.
- [12] *Fiorentini G., Kavanagh R.W., Rolfs C.* // Z. Phys. 1995. Vol. A350. P. 289–301.
- [13] *Angula C., Engstler S.* et al. // Z. Phys. 1993. Vol. A345. P. 231–242.
- [14] *Ballot J.L., Eiro A.M. and Santos F.D.* // Nuclei in the Cosmos / Ed. H. Oberhummer. Wien, 1990. P. 157–162.
- [15] *Castler R.M., Weller H.R.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 72. P. 3949–3952.
- [16] *Krauss A., Becker H.W.* et al. // Nucl. Phys. 1987. Vol. A467. P. 273–286.
- [17] *Sulpeter E.E.* // Austr. J. Phys. 1954. Vol. 7. P. 373–388.
- [18] *Ichimaru Setsuo* // Rev. Mod. Phys. 1993. Vol. 65. P. 255–299.
- [19] *Dzitko H., Tureck-Chieze* et al. // Astrophys. J. 1995. Vol. 447. P. 428–442.
- [20] *Kiptily V.G., Naidenov V.O., Polunovsky I.A.* // Tech. Phys. Lett. 1994. Vol. 20. P. 400–402.
- [21] *Kiptily V.G., Mishin A.S., Naidenov V.O.* et al. // EPA 1990. Vol. 14B. Pt 4. P. 1688–1692.
- [22] *Griffits C.M.* et al. // Can. J. Phys. 1963. Vol. 41. P. 724–736.
- [23] *Wilkinson F.J., Cecil F.E.* // Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 2036–2040.
- [24] *Cecil F.E., Wilkinson F.J.* // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 767–770.
- [25] *Kiptily V.G.* et al. // Diagnostics for Experimental Thermonuclear Fusion Reactors / Ed. P.E. Stott, G. Gorini, E. Sindoni. New York; London: Plenum Press, 1996. P. 463–466.