

04;12
©1994

К ВОПРОСУ ОБ ИССЛЕДОВАНИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ И ${}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}$ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

В.Г.Киптиль, В.О.Найденов, И.А.Полуновский

Актуальность изучения реакций радиационного захвата при низких энергиях определяется использованием результатов в ряде доминирующих областей физики — ядерной физике, астрофизике.

Реакции радиационного захвата занимают особое место в ядерной физике малонуклонных систем. Это связано с рядом причин, главная из которых — адекватное понимание электромагнитного взаимодействия. Кроме того, при низких энергиях можно ограничиться рассмотрением небольшого числа входных парциальных волн и, таким образом, упростить расчеты, что позволяет яснее интерпретировать происходящие физические процессы.

Построение сценариев эволюции звезд, космологических моделей распространности элементов также опирается на данные о сечениях реакций при низких энергиях.

Интересующие исследователей во всех этих случаях энергии так малы по сравнению с высотой кулоновского барьера, что прямые измерения сечений (δ) практически невозможны и определяются путем экстраполяции.

К настоящему времени данные о реакции ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ получены вплоть до $E_{\text{с.м.}} = 25$ кэВ, что соответствует $T = 8$ кэВ $\approx 9 \cdot 10^7$ К [1]; для реакции ${}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}$ — $E_{\text{с.м.}} = 15$ кэВ, $T = 4.5$ кэВ $\approx 5 \cdot 10^7$ К [2]. Измерение сечений этих реакций при столь низких энергиях представляет достаточно сложную задачу как с точки зрения регистрации полезных событий, так и интерпретации измеренных величин. Действительно, с уменьшением энергии дейтонов резко падает выход детектируемых γ -квантов и необходимо предпринимать специальные антифонные меры. Во-вторых, энергия γ -квантов относительно велика — 24 МэВ (${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$) и 5.5 МэВ (${}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}$), и этот факт накладывает дополнительные требования на эффективность детектора. Особую трудность представляет вычисление на основе полученных экспериментальных данных величин $\delta(E)$ и $\langle \delta v \rangle$ — скоростного параметра реакции, представляющего собой произведение сечения реакции на скорость сталкивающихся частиц, усредненное по максвелловскому

распределению. Для этого необходимо вводить поправки, связанные с торможением бомбардирующих частиц в мишени, учитывать распределение дейтерия по глубине мишени, эффекты экранирования и влияния атомов матрицы мишени, содержащей дейтерий. Очевидно, что точность таких измерений мала, а вероятность ошибок при получении окончательного результата достаточно высока, поскольку некоторые поправки вычисляются с использованием модельных представлений.

В настоящей работе предлагается нетрадиционная схема эксперимента по измерению отношений сечений (F) для реакций ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$, ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ и ${}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}$, ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$, не требующая учета перечисленных выше эффектов. В качестве источника этих термоядерных реакций предполагается использовать равновесную дейтериевую или дейтерий-водородную плазму, удерживаемую в токамаке. Токамак должен быть достаточно мощным, на нем предусмотрена возможность дополнительного нагрева плазмы и имеется широкий набор диагностической аппаратуры для определения параметров плазмы.

Схема эксперимента представлена на рис. 1, а. Предлагается одновременно измерять выход 2.45-МэВ нейтронов из реакции ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ и 24-МэВ γ -квантов при радиационном захвате ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ или/и 5.5-МэВ γ -квантов из ${}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}$ во время существования равновесной плазмы в токамаке. Детекторы помещаются в коллиматор, который необходим для выделения определенного объема плазмы и защиты от фоновой радиации. Для регистрации нейтронов целесообразно использовать спектрометр с жидким сцинтиллятором NE213. В качестве детектора γ -квантов предлагается использовать разработанный нами спектрометр полного поглощения энергии GAMMACELL (рис. 1, б). Он составлен из девяти детектирующих блоков на основе сцинтилляционных кристаллов BaF_2 , работающих в режиме суммирования энергии γ -квантов и одного детектора, расположенного перед центральным кристаллом, который играет роль активно-пассивной защиты спектрометра. На рис. 2, а приведены функции отклика спектрометра GAMMACELL для γ -квантов 5.5 и 24 МэВ, рассчитанные в геометрии предлагаемого эксперимента с помощью программы SIGMA 1.4 [3].

Эксперимент на токамаке имеет некоторые особенности. Температура и плотность ионов не одинакова по сечению плазмы. Эти параметры максимальны на оси тора ($T(0)$, $n(0)$) и уменьшаются по мере приближения к стенке вакуумной камеры по закону $T(r) = T(0)(1-r^2/a^2)$, $n(r) = n(0)(1-r^2/a^2)^{1/2}$, где a — малый радиус тороидальной плазмы. Таким образом, сильная зависимость скорости ре-

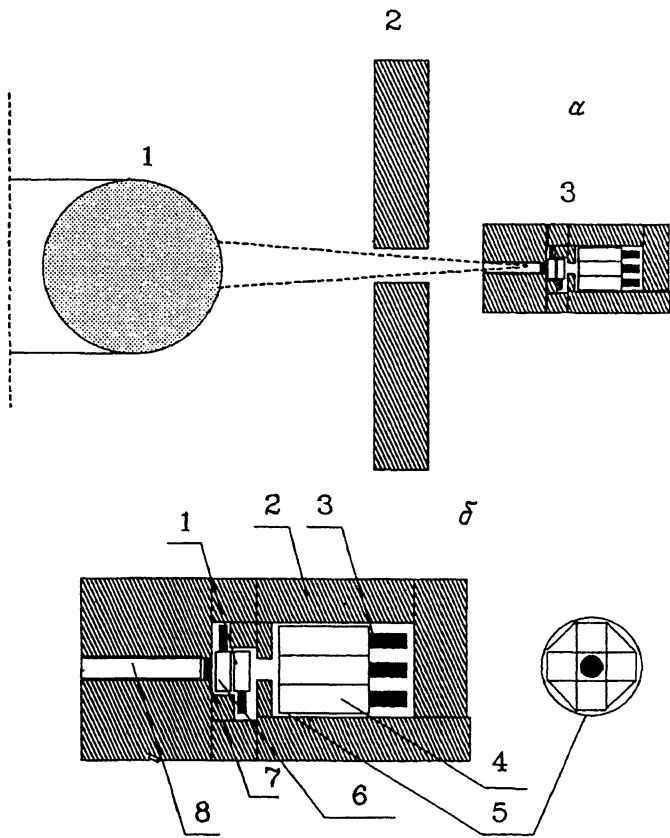


Рис. 1.

a — схема предлагаемого эксперимента на токамаке. 1 — плазма, 2 — радиационная защита, 3 — коллиматор и детектирующая система;
b — поперечное сечение спектрометра GAMMACELL и коллиматора. 1 — активно-пассивный гамма-фильтр, 2 — защита, 3 — ФЭУ, 4 — BaF₂, 5 — GAMMACELL, 6 — детектор NE213, 7 — гамма-фильтр из свинца, 8 — коллиматор. Параметры: диаметр — 126, длина — 140, диаметр окна коллиматора — 20 мм. Эффективность GAMMACELL — $\epsilon = 0.85$ (1) для γ -квантов 5.5 МэВ и $\epsilon = 0.71$ (2) для 24 МэВ.

акции от температуры и плотности ионов приводит к тому, что основной вклад в измеряемую величину F будет давать центральная часть плазмы. Так как в диагностические комплексы токамаков входят системы для измерения радиальных профилей температуры и плотности ионов, то имеется возможность их адекватно учитывать при анализе данных. Регистрируемый в эксперименте спектр DD-нейтронов позволяет контролировать среднюю температуру плазмы и

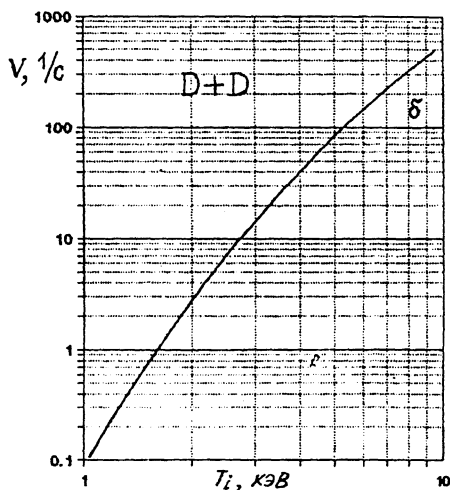
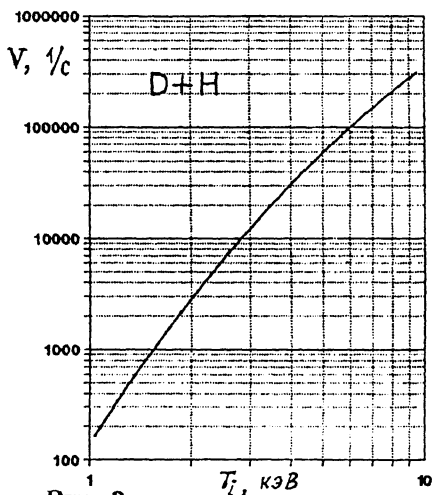
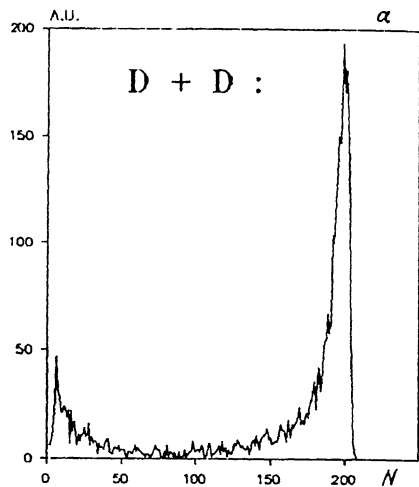
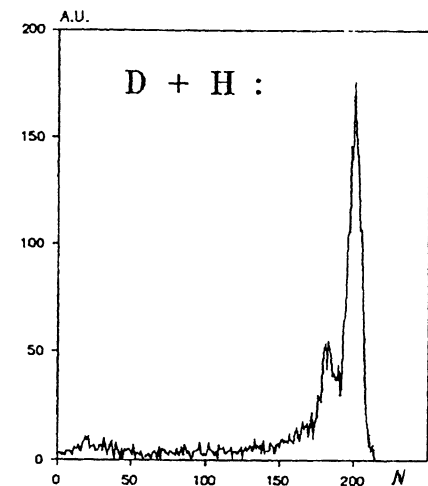


Рис. 2.

a — расчетная функция отклика спектрометра GAMMACELL, энергетическое разрешение — 15% для γ -квантов 662 кэВ;

б — расчетные зависимости скорости счета (γ/c) GAMMACELL от температуры плазмы токамака Т-15. Данные о скорости реакций ${}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}$ и ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ из работы [4]; отношение $\langle \delta v \rangle_\gamma / \langle \delta v \rangle_n = 1.2 \text{ E-}0.7$, согласно измерениям [1].

отклонения от равновесного состояния. В общем случае $\langle \delta v \rangle_\gamma / \langle \delta v \rangle_n = f(T)$, поэтому вид и параметры функции $f(T)$ могут быть определены путем сравнения расчетных и измеренных значений F при различных температурах плазмы.

Другая особенность экспериментов на токамаке — относительно короткое время существования равновесной максвелловской плазмы (2–10 с). В связи с этим встает вопрос о скорости счета полезных событий и предель-

ных температурах, при которых измерения величины F статистически значимы. На рис. 2,6 приведены результаты оценки скорости счета GAMMACELL. Из приведенных графиков видно, что минимальная температура, при которой возможны измерения величины F для реакций ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ и ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$, равна $T(0) \approx 3$ кэВ; для ${}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}$, ${}^2\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ — ≈ 1 кэВ.

Другой немаловажный вопрос — фоновое γ -излучение. Опыты на крупных токамаках показывают, что его спектр обычно простирается до энергий 10–12 МэВ, при этом интенсивность излучения растет пропорционально выходу нейтронов. Можно ожидать, что в области 24 МэВ фон будет практически отсутствовать. Что касается 5.5 МэВ, то в этом случае необходимо оценить возможное отношение пик/фон. Для расчетов нами были использованы данные, полученные в экспериментах на токамаке TFTR [5]. Предполагалось, что в случае токамака T-15 выход нейтронов из плазмы при $T = 10$ кэВ составит 10^{15} с^{-1} . Геометрия опыта и параметры плазмы были такими же, как и в предыдущих расчетах. Оказалось, что для 5.5-МэВ γ -излучения пик превышает фон более чем в 4 раза. При уменьшении температуры плазмы это соотношение не ухудшится.

Таким образом, на основании проведенного анализа можно сделать вывод, что предлагаемая схема измерения сечений реакций ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ и ${}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}$ относительно реакции ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ в экспериментах на токамаке реально осуществима. В результате можно получить важную с точки зрения физики и астрофизики информацию в диапазоне температур 1–10 кэВ, причем полученные данные не требуют учета модельных и других поправок, характерных для экспериментов по схеме пучок–мишень. Кроме того, перекрытие диапазона предлагаемых измерений диапазоном имеющихся данных позволит оценить адекватность этих модельных представлений.

Список литературы

- [1] *Wilkinson III, F.J.; Cecil F.E.* // *Phys. Rev.*, 1985. V. C31. P. 2036.
- [2] *Griffiths C.M. et al.* // *Can. J. Phys.* 1963. V. 41. P. 724.
- [3] *SIGMA* Version 1.4, Copyright (c) 1993. Alexandr Bykov.
- [4] *Caughlan G.R., Fowler W.A., Harris M.J., Zimmerman B.A.* // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1985. V. 32. P. 197.
- [5] *Cecil F.E., Medley S.S.* // *Nucl. Inst. Meth.* 1988. V. A271. P. 628.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
16 марта 1993 г.