

МОДЕЛЬ ПРОТОННОГО НУКЛЕОСИНТЕЗА, УЧИТЫВАЮЩАЯ НЕЙТРОННОЕ ГАЛО ЯДЕР

М. В. Косов

Федеральное государственное унитарное предприятие
«Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Г. Духова»

Радиационный захват протона ядрами – важная реакция нуклеосинтеза, идущая с выделением энергии [1,2]. С этой реакцией связана загадка синтеза таких протон-избыточных изотопов как ^{74}Se , ^{78}Kr , ^{84}Sr , $^{92,94}\text{Mo}$, $^{96,98}\text{Ru}$, ^{138}La , ^{180}Ta . Для синтеза двух последних тяжёлых изотопов была даже предложена экзотическая теория ню-процессов [3]. Для надёжных оценок скорости ядерных реакций в звёздах необходимы измерения сечений ядерных реакций при энергии ниже кулоновского барьера. Так для расчёта s- и r-процессов очень важны реакции $^7\text{Be}(p, \gamma)$ и $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)$, сечения которых измерены выше 120 кэВ и 190 кэВ, тогда как для надёжных расчётов необходимо знать сечения этих реакций в области 19 кэВ и 39 кэВ. Астрофизические расчёты подчёркивают важность надёжного метода экстраполяции сечений к малым энергиям. Точки ожидания гр-процессов ((p, γ) реакций) при температурах 1–2 GK: ^{56}Ni , ^{60}Zn , ^{64}Ge , ^{68}Se , а конечная точка синтеза – ^{107}Te .

С другой стороны, при протонной терапии были обнаружены энергичные γ -кванты [4], которые обладают значительно большей проникающей способностью, чем первичные протоны, и поэтому существенно меняют карту облучения пациента. Поскольку развиваемая модель радиационного захвата протонов входит в разрабатываемый во ВНИИА программный комплекс ТРТ, необходимо было по возможности точно воспроизвести сечения реакции радиационного захвата протонов, особенно при низких энергиях, поскольку при протонной терапии энергия протонов относительно невелика, хотя и может превышать кулоновский барьер ядерной реакции. Кроме того, сечения необходимо было оценить и для тех изотопов, для которых экспериментальные данные отсутствуют.

В свете практических применений предлагаемая модель может конкурировать с известными

программными комплексами TALYS и EMPIRE и специализированной программой NON_SMOKER [5], использующей теорию ядерных реакций Хаусера-Фешбаха. Все перечисленные конкурирующие модели используют ту или иную версию оптической модели, в которой помимо модельных нуклон-нуклонных амплитуд рассеяния, которые могут претерпевать различные изменения в различном ядерном окружении, используются модельные предположения о распределении нуклонов в ядрах. В этом смысле предлагаемый подход, использующий обобщённый фактор Гамова, можно охарактеризовать как безмодельный подход.

Протонный синтез по сравнению с нейтронным синтезом затруднён кулоновским барьером и соответствующим фактором Гамова [6,7], поэтому астрофизическое моделирование ядерных реакций определяется жёсткой частью спектра протонов. Тем не менее необходимо с хорошей точностью знать энергетическую зависимость сечения радиационного захвата протонов и при низких энергиях. Обычно фактор Гамова используется в нулевом приближении, то есть в предположении точечного ядра, что позволяет вычислять S-фактор реакций, который вне резонансных областей для лёгких изотопов при низких энергиях слабо меняется. Однако, радиационный захват протонов на тяжёлых ядрах отчётливо указывает на экспоненциальное падение S-фактора с увеличением энергии протонов. Это экспоненциальное падение можно интерпретировать как следствие конечного эффективного радиуса ядерной реакции, который учитывается при разложении фактора Гамова до второго порядка. Главная гипотеза модели состоит в том, что эффективный радиус Гамова может быть связан с эффектом аномального усиления нейтронного гало в определённых областях атомных весов ядер-мишеней.

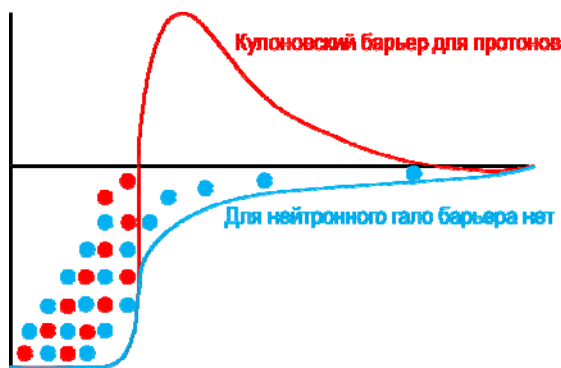


Рис.1. Иллюстрация возможного нейтронного гало вокруг ядра

Идея нейтронного гало обычно обсуждается в связи с лёгкими нейтроноизбыточными ядрами. Однако, в предлагаемой модели допускается, что даже в тяжёлых ядрах в результате кластеризации нуклонов и других остаточных взаимодействий энергия связи может перераспределяться, в результате чего появляются нейтроны в высоком s -состоянии с очень малой энергией связи, которые вне потенциальной ямы могут иметь очень далеко тянущееся экспоненциальное распределение ψ -функции. Так или иначе, в предлагаемой модели постулируется возможность иметь отличную от нуля плотность нейтронов на достаточно большом удалении от поверхности ядра. Конечно, нейтронная плотность гало очень мала, но она может влиять на форму кулоновского барьера и модифицировать эффективный радиус реакции захвата протона.

В каких ядерных реакциях может проявиться нейтронное гало с низкой плотностью нейтронов? В работе [8], легшей в основу кандидатской диссертации автора были измерены полные неупругие сечения взаимодействия протонов и пионов с 18-ю ядрами. Было показано, что при аппроксимации A -зависимости сечений формулой $\sigma_{in}^{tot} = \sigma_0 \cdot A^\alpha$ можно наблюдать малые отличия от степенного закона. Однопроцентная точность измерения сечений и измерение нескольких десятков энергий протонов и пионов с последующим усреднением по ним позволили обнаружить в области средних ядер двухпроцентную добавку к степенной зависимости сечений. Эта добавка коррелировала с энергией связи нуклонов в ядрах, но объяснения этой корреляции в то время найти не удалось, поскольку эффект был слишком мал для того, чтобы делать далеко идущие выводы.

Спустя много лет, влияние нейтронного гало проявилось в загадке изотопической асимметрии выхода нуклонов при аннигиляции антипротонов

на ядрах. Выходы протонов с энергией 100 МэВ, что значительно выше кулоновского барьера, были в несколько раз ниже выхода нейтронов той же энергии. Отношение Z/N такое отличие объяснить не могло. Объяснение обнаруженного эффекта было найдено автором в работе [9], вошедшей в его докторскую диссертацию вместе с объяснением других ядерных реакций при высокой энергии в рамках модели Кирального фазового объёма кварков (CHIPS). Объяснить эффект удалось только в предположение протяжённого нейтронного гало, в котором антипротон аннигилирует на большом расстоянии от поверхности ядра.

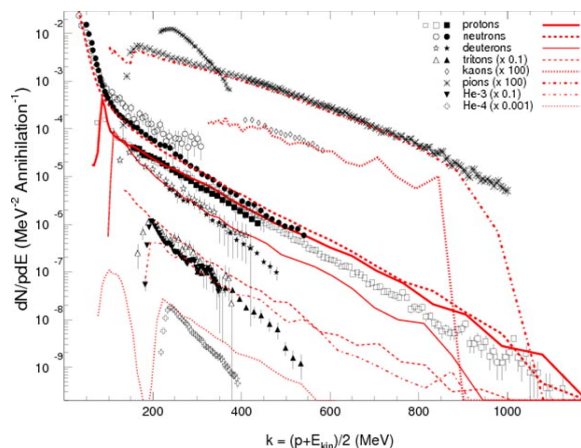


Рис. 2. Выходы мезонов и ядерных фрагментов при аннигиляции антипротона на ядрах урана

На рис. 2 экспериментально измеренные выходы пионов и каонов, а также ядерных фрагментов при аннигиляции антипротонов на ядрах урана сравниваются с результатами CHIPS моделирования. По оси абсцисс отложена переменная k , при использовании которой наклоны инвариантных спектров различных частиц становятся приблизительно одинаковыми и соответствуют температуре кварков в киральном фазовом объёме. Видно, что модель удовлетворительно описывает не только форму инвариантных спектров, но и изотопические различия, например, для нуклонов и пары тритий- ^3He . Видно, что при $k = 100$ МэВ выходы нейтронов и протонов действительно отличаются в несколько раз. Это объясняется тем, что продукты аннигиляции антипротонов на нейтронах ядерного гало имеют различное кулоновское взаимодействие с ядром: отрицательные мезоны притягиваются и захватываются ядром, а положительные мезоны относительно низких энергий отталкиваются ядром. Поскольку выход нейтронов при захвате отрицательного пиона значительно превосходит выход протонов, варьируя среднее

расстояние точки аннигиляции от поверхности ядра, можно подогнать отношение нейтронов к протонам. При такой подгонке оказалось, что остановившиеся антипротоны аннигилируют в среднем на расстоянии в несколько раз превышающем радиус половинной плотности ядра.

Естественным продолжением исследования влияния нейтронного гало на ядерные реакции при низких энергиях является попытка моделирования реакций радиационного захвата протонов. Если предположить, что нейтронное гало распространяется за пределы нескольких радиусов половинной плотности ядра, то возникают дополнительные механизмы $p(n, \gamma)d$ реакции на значительном удалении от ядра. Ясно, что резонансное поглощение протона будет определяться уровнями компаунд ядра, но в последнее время всё чаще подчёркивается важность учёта нерезонансного механизма поглощения протона, в котором необходимо учитывать эффективный радиус реакции. Интересно, что астрофизический S-фактор обычно рассчитывается в пределе нулевого радиуса. Сечение ядерной реакции рассчитывается по формуле

$$\sigma(E) = \frac{e^{-2\pi\eta}}{E} \cdot S(E), \text{ где } 2\pi\eta = \sqrt{\frac{E_G}{E}}, \text{ E - энергия}$$

реакции в системе центра масс, и $E_G = 2\mu \cdot (\pi Z\alpha)^2$ – энергия Гамова. Выражение $G(E) = e^{-2\pi\eta}$ обычно называют фактором Гамова в пределе нулевого радиуса ядра. Если же учесть конечный эффективный радиус ядерной реакции, то величину $2\pi\eta$ надо заменить на выражение

$$\eta \left[2\pi - 4 \cdot \arcsin \left(\sqrt{\frac{E}{E_R}} \right) - 4 \cdot \sqrt{\frac{E}{E_R} \left(1 - \frac{E}{E_R} \right)} \right],$$

где $E_R = \frac{Zhc\alpha}{R}$ – это энергия протона способного приблизиться к ядру на расстояние эффективного радиуса ядерной реакции – R. Очевидно, что если R устремляется к нулю, то E_R стремится к бесконечности, и добавочные члены обращаются в ноль. Если же функции аркосинуса и корня разложить до членов второго порядка, то для $G^*(E)$ можно получим:

$$G^*(E) = e^{-2\pi\eta + \frac{4}{\pi} \sqrt{\frac{E_G}{E_R}} - \frac{2E}{3\pi E_R} \sqrt{\frac{E_G}{E_R}}}.$$

Видно, что разложение до первого порядка даёт лишь нормировочный множитель, а разложение до второго порядка даёт экспоненциальное падение обобщённого фактора Гамова с увеличением энергии реакции. Если ввести обобщённый

астрономический S*-фактор $\sigma(E) = \frac{G^*(E)}{E} \cdot S^*(E)$,

то обычный астрономический S-фактор будет связан с этим обобщённым S*- фактором следующим образом:

$$S(E) = S^*(E) \cdot e^{\frac{4}{\pi} \sqrt{\frac{E_G}{E_R}} - \frac{2E}{3\pi E_R} \sqrt{\frac{E_G}{E_R}}}.$$

Вспомним теперь, что для лёгких ядер с малым радиусом взаимодействия S-фактором пользовались именно потому, что сечение быстро падало с уменьшением энергии, а S-фактор оказывался слабо меняющейся функцией энергии, практически константой. Логично поэтому считать, что нерезонансная часть сечения радиационного захвата протона тяжёлым ядром должна описываться слабо меняющимся, практически постоянным обобщённым S*-фактором. В таком случае нерезонансный S-фактор для тяжёлых ядер должен иметь экспоненциальный вид, причём наклон экспоненты однозначно определяет эффективный радиус ядерного взаимодействия.

Действительно, когда резонансный вклад мал, начиная с германия можно наблюдать экспоненциальное падение S-фактора, но самым чистым и впечатляющим является экспоненциальное падение S-фактора радиационного захвата протонов на тории. На рис. 3 показана энергетическая зависимость S-фактора радиационного захвата протона на изотопе тория, измеренная в работе [10]. Поскольку S-фактор построен в логарифмическом масштабе, его экспоненциальное падение выглядит как прямая линия с небольшой резонансной добавкой в районе 11 МэВ. Однако резонансный вклад не всегда столь мал, поэтому при аппроксимации S-факторов надо учитывать и резонансный вклад. Поскольку предлагается безмодельный анализ сечений радиационного захвата протонов, было решено использовать амплитуду нерезонансного захвата, интерферирующую с амплитудой единственного главного резонанса. Для лёгких ядер вплоть до алюминия выбирался один из известных уровней компаунд ядра, а для более тяжёлых ядер положение и ширина резонанса были свободными параметрами.

Результирующая аппроксимационная формула имела вид:

$$S(E) = C \cdot G(E, R) \times \left[\left(\cos(\phi) + \frac{K \cdot (E - \varepsilon)}{(E - \varepsilon)^2 + (\Gamma/2)^2} \right)^2 + \left(\sin(\phi) + \frac{K \cdot (\Gamma/2)}{(E - \varepsilon)^2 + (\Gamma/2)^2} \right)^2 \right]$$

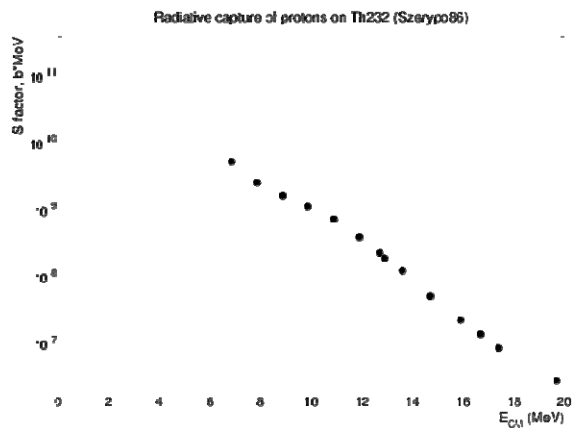


Рис. 3. Энергетическая зависимость S-фактора радиационного захвата протона ядрами тория

Энергетические зависимости радиационного захвата протонов были аппроксимированы этой формулой для 73 изотопов от ^2H до ^{232}Th . При этом требовалось, чтобы функции $C(A)$ – нормировочный множитель, $R(A)$ – эффективный радиус ядерного взаимодействия, $\phi(A)$ – фаза между резонансной и нерезонансной амплитудами, $K(A)$ – относительный вклад резонансной амплитуды, были непрерывными и достаточно плавными функциями атомного веса A . Для ядер тяжелее алюминия функции $\epsilon(A)$ – положение резонанса и $\Gamma(A)$ – ширина резонанса также были свободными непрерывными и достаточно плавными функциями атомного веса. Требование непрерывности и гладкости A -зависимостей параметров приводило к итерационному процессу аппроксимации, который можно назвать бутстрэп-аппроксимацией. Аналогичная методика аппроксимации использовалась автором при непертурбативном описании нуклонных структурных функций [11]. Согласно этой методике для каждого из изотопов находились значения параметров для каждого изотопа, которые аппроксимировались гладкой функцией атомного веса. Затем эта функция фиксировалась, и аналогичная процедура производилась со следующим параметром. Так несколько раз проделывалось последовательно для всех параметров, пока искомые свободные плавные функции не стабилизировались.

Предварительные данные о зависимости эффективного радиуса радиационного захвата протонов $R(A)$ показаны на рис. 4. Пунктирной кривой показан радиус половинной плотности ядер, а сплошной – функция, аппроксимирующая A -зависимость эффективного радиуса реакции. Видно, что в районе никеля и молибдена эффективный радиус радиационного захвата протонов

на порядок превосходит радиус половинной плотности ядра, что можно считать аномальным эффектом, поскольку между максимумами значение эффективного радиуса ядерной реакции приближается к радиусу половинной плотности.

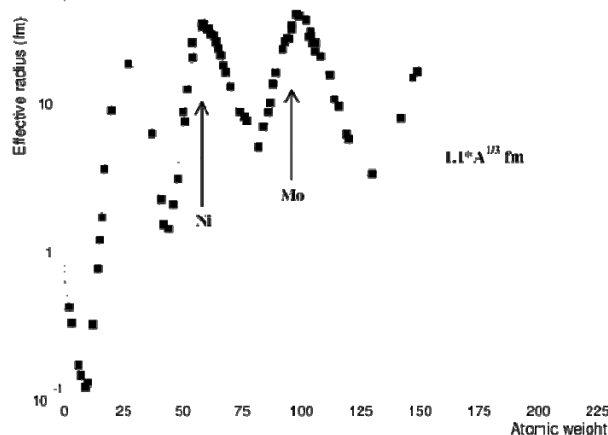


Рис. 4. A -зависимость эффективного радиуса радиационного захвата протонов

Как же можно интерпретировать аномальный радиус ядерной реакции? На рис.5 схематически показано, что происходит с кулоновским барьером при возникновении развитого нейтронного гало. При отсутствии нейтронного гало кулоновский барьер начинает спадать обратно пропорционально радиусу практически с поверхности ядра. Если возникает нейтронное гало, то его плотность падает экспоненциально, то есть быстрее, чем кулоновский потенциал, поэтому, как бы велико гало ни было, рано или поздно положительный кулоновский потенциал превосходит отрицательный потенциал нейтронного гало. Но, чем в большей мере развито нейтронное гало, тем при большем радиусе будет достигаться максимум потенциала, что может отразиться на увеличении эффективного радиуса реакции радиационного захвата. Конечно, не вполне понятно, можно ли применять формулу Гамова к столь сложно искажённому потенциалу, но качественно можно ожидать, что аномальное увеличение эффективного радиуса реакции является указанием на развитое нейтронное гало исследуемых изотопов. При этом надо оговориться, что в условиях искажённого потенциала оценка радиуса протяжённости нейтронного гало может оказаться завышенной. Тем не менее, тот факт, что для ядер, не имеющих аномального нейтронного гало, эффективный радиус реакции близок к радиусу ядра, позволяет предположить, что аномальное нейтронное гало может тянуться значительно дальше радиуса половинной плотности ядра.

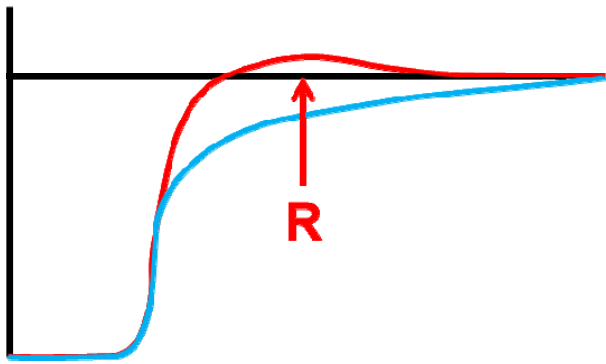


Рис. 5. Схема модификации кулоновского барьера в условиях развитого нейтронного гало

В заключение отметим, что полученные предварительные данные об эффективном радиусе реакции радиационного захвата протонов свидетельствуют о существенной нерегулярности эффекта аномального нейтронного гало, поэтому при поиске соответствующих эффектов в других ядерных реакциях необходимо исследовать широкий диапазон атомных весов ядер-мишеней. С практической точки зрения безмодельная аппроксимация сечений радиационного захвата протонов позволяет не только экстраполировать сечения в область низких энергий, но и дать оценку сечений радиационного захвата протонов для тех изотопов, для которых экспериментальные данные отсутствуют.

Список литературы

1. E. M. Burbidge et al., Synthesis of the Elements in Stars, *Rev. Mod. Phys.*, 29, 574 (1957).
2. J. W. Truran, A. G. W. Cameron, The p-processes in Explosive Nucleosynthesis, *Astrophysical J.*, 171, 89 (1972).
3. S. E. Woosley et al., The nu-processes, *Astrophysical J.*, 356, 272 (1990).
4. J. M. Verburg, H. A. Shih, J. Seco, Simulation of prompt gamma-ray emission during proton radiotherapy, *Phys. Med. Biol.*, 57, 5459 (2012).
5. T. Rauscher, F. K. Thielemann and K. L. Kratz, *Phys. Rev.*, C 56, 1613 (1997).
6. G. Gamow, *Zeit. Phys.*, 51, 204 (1928).
7. V. Fadin, V. Khoze, *Soviet J. Nucl. Phys.*, 48, 487 (1988).
8. B. M. Bobchenko et al., *Soviet J. Nucl. Phys.*, 30, 805, (1979).
9. M. Kossov, Simulation of antiproton-nuclear annihilation at rest, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 52, 2832 (2005).
10. J. Szerypo, B. Szweryn, P. Hornshoj, H. Loft Nielsen, M. Luontama, Radioactive capture of protons by the deformed nuclide Th-232, *Zeitschrift für Physik A*, 323, 97 (1986).
11. M. Kossov, CHIPS model: Deep inelastic lepton-nucleon reactions, *Eur. Phys. J.*, A 34, 283 (2007).