

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.172+523.8

РЕАКЦИИ С НЕЙТРОНАМИ В ЗВЕЗДАХ *)

Г. Ривс

Когда физик-ядерщик приходит в лабораторию, он выбирает для постановки эксперимента вид бомбардирующих частиц, область энергии, время облучения и т. д. Он не может заранее выбрать экспериментальный результат, а получает и пытается затем осмыслить этот результат с помощью теоретического анализа. Астрофизик сталкивается с обратной ситуацией: у него имеется сразу определенный результат — так называемая универсальная кривая распространенности элементов. Отсюда он должен определить, что было бомбардирующей частицей, мишенью, какая была область энергий и т. д. В этом докладе я попытаюсь показать, почему считается, что в природе имеют место реакции с нейтронами, и что мы знаем о физических условиях, в которых протекают эти реакции. Затем я покажу, что для успешного развития теории ядерного синтеза необходимы ядернофизические эксперименты.

Распространенность химических элементов в космосе представлена на рис. 1. На начальном этапе развития ядерной физики считалось, что все естественные элементы возникли из водорода путем множества последовательных захватов нейтронов. Затем эта теория была отвергнута вследствие отсутствия стабильных ядер с массами 5 и 8. Была построена современная теория ядерного синтеза, которая приписывает образование элементов с массовым числом вплоть до $A \sim 65$ реакциям с заряженными частицами в звездах. Эти реакции могут быть разделены на два класса: реакции захвата, в которых скорость захвата новых частиц много больше, чем скорость фоторасщепления возникающих при этом составных ядер, и равновесные реакции, в которых эти две скорости равны.

Первая группа ответственна за генерацию звездной энергии в течение спокойного периода жизни звезды. Результатом этих реакций для ядерного синтеза является пик в левой части рис. 1 вплоть до $A \sim 40$. Большой отрицательный наклон этого пика отражает тот факт, что такие реакции регулируются эффектом кулоновского барьера, который сдерживает их с ростом Z .

Вторая группа имеет место при высокой температуре, когда звезда находится на грани выхода из гидродинамической стабильности. Согласно предсказаниям статистической термодинамики, в характере распространенности, возникающей из-за таких реакций, преобладает эффект стабильности; отсюда и пик для наиболее стабильного элемента — железа. Наклон с обеих сторон пика связан с высокой температурой, при которой имеют место эти реакции. «Железный пик» тянется до $A \sim 65$.

Как возникают более тяжелые элементы? Ведь их заряд отнюдь не мал, и они не являются наиболее стабильными. За неимением лучшего

*) Доклад, прочитанный на Международной конференции по изучению ядерной структуры с помощью нейтронов (Антверпен, июль 1965 г.). Перевод Э. И. Шарапова.

аргумента мы вновь должны здесь ввести реакции захвата нейтронов. Конечно, это — негативный аргумент, но все же разумный.

Лучший довод возникает при изучении систематики тяжелых ядер. Мы сначала разделим эти элементы на три группы: элементы, лежащие

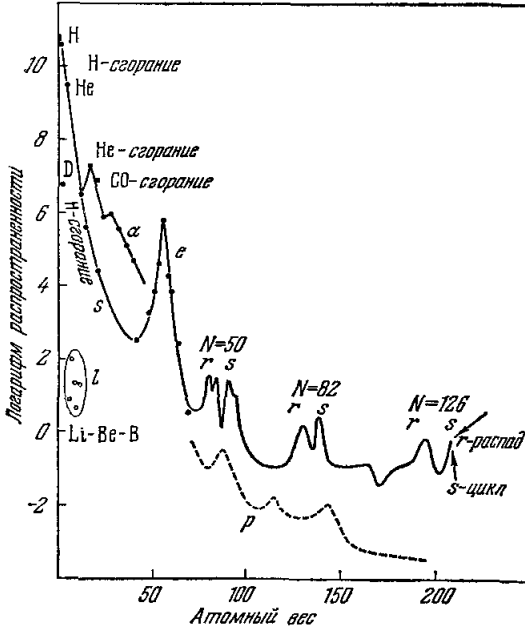


Рис. 1. Схематическая кривая распространности элементов в функции атомного веса, основанная на данных работы¹.

на дне лоцины ядерной стабильности (*s*-группа), стабильные элементы на склоне лоцины, обогащенном нейтронами (*r*-группа), и на склоне лоцины, обогащенном протонами (*p*-группа). Условия нейтронного облучения, в которых должны были возникнуть первые две группы, показаны на рис. 2. Последовательное добавление нейтрона приводит к Cd^{115} — β -нестабильному элементу с периодом 54 часа. Если время жизни по отношению к нейтронному захвату много больше, то мы придем к In^{115} и вновь вернемся на дно лоцины ядерной стабильности; в противном случае мы придем к Cd^{116} и будем двигаться по нейтронно-избыточному склону лоцины. Следовательно, в общем, при условии $t_{\beta}/t(n, \gamma) \ll 1$ мы в конечном счете сформируем все *s*-элементы, а при условии $t_{\beta}/t(n, \gamma) \gg 1$ — все *r*-элементы. Почти все интересные здесь элементы имеют период β -распада от 0,1 сек до нескольких сотен лет, так что эти два предела дают нам представление о требуемом времени $t(n, \gamma)$ в каждом случае.

Рис. 2. Путь *s*-процесса в плоскости $N - Z^2$.

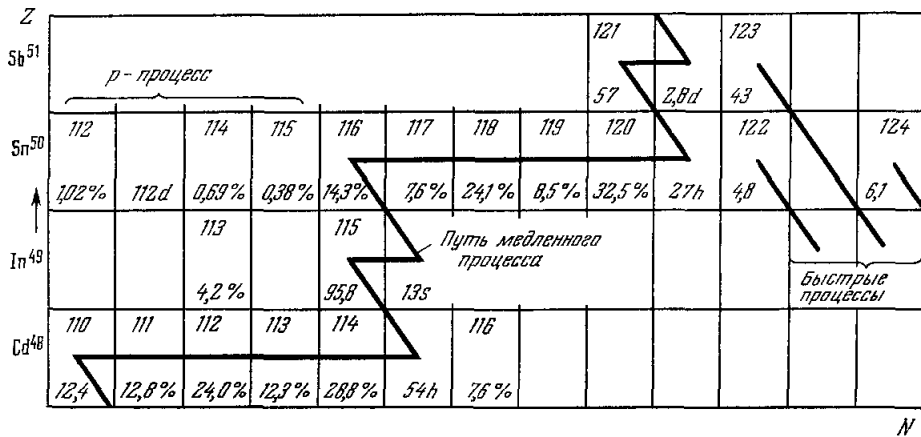


Рис. 2. Путь *s*-процесса в плоскости $N - Z^2$.

На рис. 1 в области $A > 65$ выделяются три пары пиков (помеченные соответствующими магическими числами). Из каждой пары пик слева

есть γ -пик, в то время как пик справа — s -пик. Если мы изобразим произведение сечения захвата нейтронов при 25 кэв (рис. 3) на s -распространенности в функции массового числа A , то обнаружим, что, хотя каждая

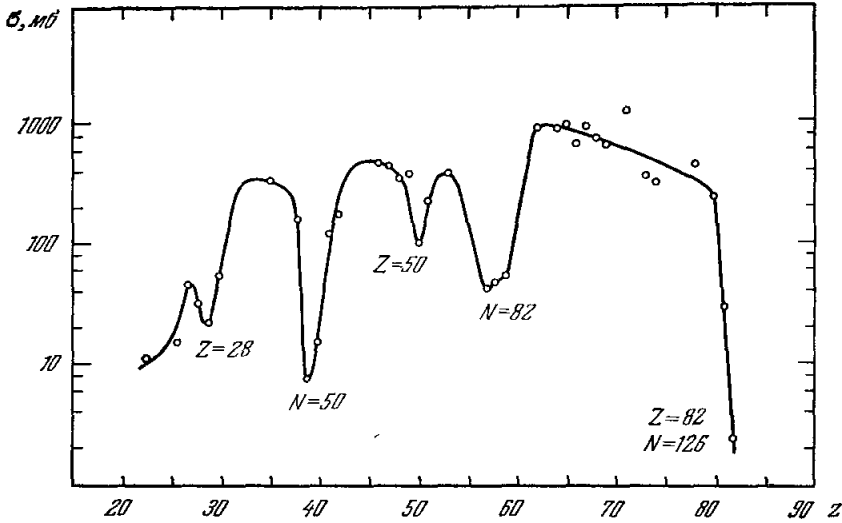


Рис. 3. Усредненное сечение захвата нейтронов при 30 кэв (по данным работы ²).

из двух кривых имеет довольно заметную структуру, все же результирующая кривая (рис. 4) почти гладкая и монотонно спадает.

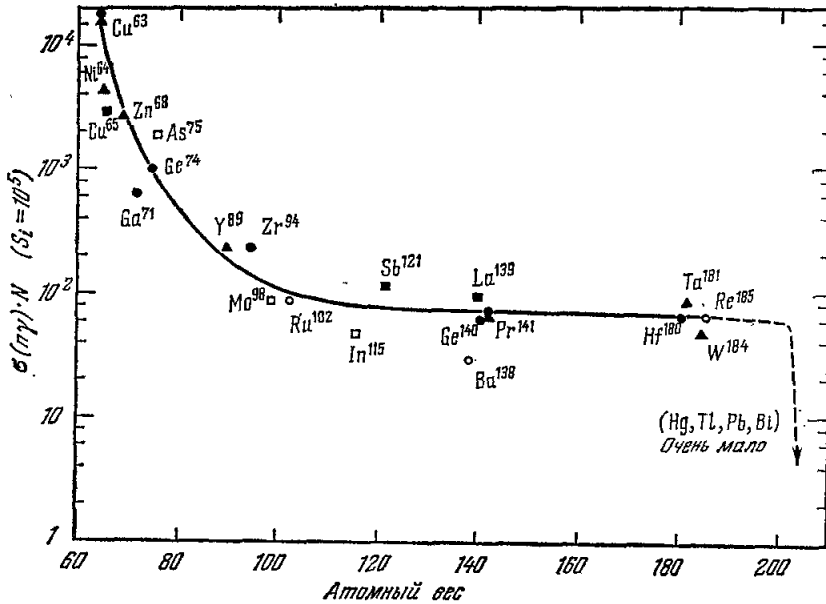


Рис. 4. $N \sigma(n, \gamma)$ -кривая для s -элементов при энергии нейтронов 30 кэв ².

Эта замечательная корреляция является самым лучшим из аргументов в пользу существования в природе реакций нейтронного захвата. Эта корреляция известна давно; магические ядра получили свое название, в частности, в связи с тем, что отличаются высокой распростра-

и аномально низким сечением (n, γ) -реакции. Однако глубокий смысл этого только начинает выявляться благодаря точным измерениям сечений радиационного захвата на тяжелых ядрах в области энергий порядка 1 *кэв*. Можно полагать, что $N\sigma$ -кривые (подобные рис. 4), измеренные для различных бомбардирующих энергий, обнаружат разную степень регулярности и гладкости. Наиболее гладкая кривая должна, вероятнее всего, соответствовать наилучшему выбору средней энергии нейтрона, а следовательно, и определению температуры в течение s -процесса. К сожалению, как мы узнали из сообщения на этой конференции о работе Окриджской группы, эффективные сечения имеют очень простую форму в этой области энергий и не видно возможности определить температуру. Однако остается шанс, что какой-либо изотоп имеет явно иную, не гладкую форму сечения, по которой удастся правильно выбрать температуру.

Кроме того, при формировании s -элементов время жизни по отношению к нейтронному захвату должно быть много больше, чем время β -распада. Это в свою очередь означает, что участвуют нейтронные плотности немногим более 10^{10} *нейтр/см³*. Чтобы решить, какая из мишеней была наиболее эффективной при образовании тяжелых элементов этим путем, вернемся к рис. 1. Здесь мы имеем две подходящие группы распространенных ядер: N -пик и Fe -пик. Когда мы вспомним, однако, о провале при массовых числах 5 и 8 и представим себе удручающе низкое сечение захвата нейтронов во всей области звездных температур ($E < 500$ *кэв*) для C^{12} , O^{16} , Ne^{20} , а также то, что азот N^{14} , по-видимому, препятствует образованию тяжелых элементов (за счет реакции $N^{14}(n, p)C^{14}(\beta, \nu)N^{14}$), то станет ясно, что пик железа со своим довольно высоким (n, γ) -сечением (30 *мбн*) является много более вероятным кандидатом. Вдобавок меньше нейтронов требуется, если подниматься по шкале масс, начиная с железа, а это вовсе не пренебрежимый аргумент с точки зрения того, что, как мы увидим, звездная эволюция не так уж обильна эмиссией нейтронов. Полное время облучения, необходимое для перехода от железа к свинцу, составляет по крайней мере несколько сотен лет.

Процессы, ответственные за формирование r -элементов (а также всех элементов с $Z > 82$, например Th , U и др.), связаны с эффективными сечениями захвата нейтронов нестабильными ядрами на нейтронно-избыточном склоне долины ядерной стабильности. Очень мало известно о систематике этих нестабильных ядер; из-за этого наше знание об этих процессах немногим больше чем качественное. Три r -пика на рис. 1 могут быть воспроизведены теоретически: их положение зависит от нейтронной интенсивности и времени облучения. Оказывается, что плотность нейтронов должна быть минимум 10^{20} *нейтр/см³* при времени не больше чем несколько секунд. Ясно, что еще многое необходимо узнать о структуре формулы для масс ядер и о ядерных свойствах индивидуальных ядер в этой области $Z - N$ -диаграммы, прежде чем станет возможным реальный прогресс. Эксперименты с высокими потоками нейтронов во время подземных ядерных взрывов, о которых сообщил на данной конференции доктор Дайвен, уже дали определенную полезную информацию.

Наш третий аргумент в пользу нейтронных реакций в звездах состоит в следующем: ядерные процессы с испусканием нейтронов должны иметь место в течение нормального хода эволюции звезды, и они могут, по-видимому, обеспечить достаточное количество нейтронов для ядерного синтеза. Можно добавить, что пока нет законченных расчетов звездных моделей, учитывающих этот аспект, и мы должны ждать их завершения, чтобы узнать, образуется ли в самом деле достаточное количество нейтронов.

Первая группа реакций с заряженными частицами в начале этой статьи имеет место в последовательности из четырех этапов, показанных

Реакции	Температура, ед. $10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ ($kT \approx 1 \text{ кэв}$ при $T = 10 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$)	Класс звезд	Побочные эффекты
$4\text{H} \rightarrow \text{He}^4$	$10 \div 30$	Главная последовательность	Уничтожение Li, Be, B в реакции (p, α). Превращение C, N, O, F в N^{14}
$3\text{He}^4 \rightarrow \text{C}^{12}$ $4 \text{He}^4 \rightarrow \text{O}^{16}$	$100 \div 300$	Красные гиганты	Сгорание N^{14} через (α, γ) вплоть до $\text{Ne}^{22}(\alpha, \gamma) \text{Mg}^{26}$ (экзотермическая реакция или $\text{Ne}^{22}(\alpha, n) \text{Mg}^{25}$ (эндотермическая реакция))
$2 \text{C}^{12} \rightarrow \text{Ne}$ до Al	$800 \div 1200$	Сверхгиганты	$\text{C}^{12}(\text{C}^{12}, n) \text{Mg}^{23}$ (эндотермическая реакция)
$2\text{O}^{16} \rightarrow \text{Si}$ до Cl	$1400 \div 1700$	Сверхгиганты	$\text{O}^{16}(\text{O}^{16}, n) \text{S}^{31}$ (эндотермическая реакция)

в таблице. Здесь же даны средние температуры для каждого этапа и класс звезд, в которых встречается данный цикл реакций. Нужно перебрать данный набор реакций, чтобы найти экзотермическую или слабо эндотермическую нейтронную ветвь реакций захвата, включающих не слишком редкие изотопы. Величина возможной эндотермичности описывается следующим членом. Число испущенных нейтронов дается интегралом

$$p = \int_{E_t(n)}^{\infty} n(E) v \sigma_{\text{захв}} \left(\frac{\bar{\Gamma}n}{\Gamma} \right) dE;$$

$n(E)$ — число пар реагирующих изотопов в распределении Максвелла — Больцмана, v — их относительная скорость, $\sigma_{\text{захв}}$ — их сечение захвата и $\bar{\Gamma}n/\Gamma$ — среднее отношение вероятности нейтронной ветви к полной ширине вблизи бомбардирующей энергии, $E_t(n)$ — пороговая энергия для получения нейтронов. Различные компоненты интеграла изображены на рис. 5.

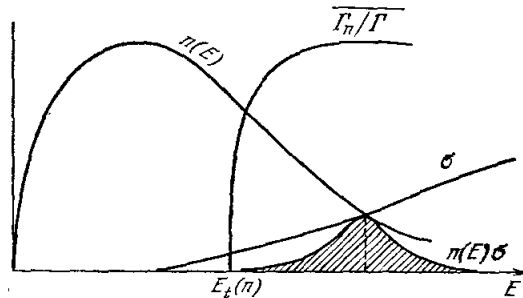
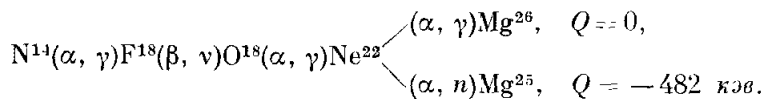


Рис. 5. Величины, входящие в интеграл p .

Произведение максвелловского распределения $n(E)$ на сечение $\sigma_{\text{захв}}(E)$ обнаруживает подъем, называемый пиком Гамова, где расположены наилучшие кандидаты для термоядерных реакций. Эндотермические нейтронные реакции должны приниматься во внимание, если их пороговая энергия E_t меньше, чем энергия пика Гамова. Обозначим через T_n температуру, при которой данная реакция имеет порог при энергии Гамова; для $T \geq T_n$ реакция существенна.

В цикле сгорания водорода не видно источника нейтронов. В цикле сгорания гелия оказывается важной следующая последовательность:



Для $\text{Ne}^{22}(\alpha, n) \text{Mg}^{25}$ нейтронная температура $T_n = 200 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ ($kT \approx 20 \text{ кэв}$). Из звездных моделей следует, что в сердцевинах многих звезд эта температура достигается прежде, чем основная часть Ne^{22} сгорит по реакции $\text{Ne}^{22}(\alpha, \gamma) \text{Mg}^{26}$; следовательно, в этих звездах нейтроны будут

присутствовать. Однако требуются более точные расчеты, чтобы знать определенно, сколько будет нейтронов для образования тяжелых элементов. В этой же температурной области была предложена другая последовательность $C^{12}(p, \gamma)N^{13}(\beta, \nu)C^{13}(\alpha, n)O^{16}$. Однако эта последовательность представляется более гипотетической, так как она реализуется в допущении смешивания богатой водородом оболочки ядра с его внутренней областью, лишенной водорода и содержащей продукты сгорания гелия. В звездных моделях, однако, не показано наличие такого смешивания.

Процесс сгорания углерода имеет эндотермическую нейтронную ветвь $C^{12}(C^{12}, n)Mg^{23}$; $Q = -2,602$ Мэв. Здесь $T_n \approx 1100 \cdot 10^6$ °К и также можно ожидать значительного выхода нейтронов. Наконец, процесс сгорания кислорода имеет экзотермическую ветвь $O^{16}(O^{16}, n)S^{31}$.

Заметим также, что эти источники возможны в довольно определенных областях температуры и энергии: $kT \approx 20$ кэв, ≈ 100 кэв, ≈ 150 кэв. Поэтому даже приближенное определение температуры из систематики распространности тяжелых ядер может оказаться достаточным для идентификации соответствующей реакции (или реакций).

Звездные модели показывают, что каждая из реакций, отмеченных здесь, приводит к характеристикам нейтронного облучения, вполне соответствующим s -процессу. Момент появления r -процесса в нейтронном облучении известен далеко не столь определенно. Вследствие требующихся высоких нейтронных интенсивностей он может наступить в более горячих фазах звездной эволюции, таких, как звездные вспышки или взрыв сверхновой. При отсутствии детальной модели трудно говорить по этому вопросу.

Какие эксперименты требуются? Несмотря на превосходную работу доктора Маккллина с сотрудниками, многое еще остается сделать в области сечений захвата нейтронов с энергией, скажем, от 5 до 200 кэв (чтобы удалось провести корректное интегрирование скорости захвата по максвелловскому спектру). Правильная интерпретация космических распространностей зависит от этих данных *).

Для анализа распространностей, получаемых в r -процессе, требуются также аккуратное измерение масс и ft -значений для нейтронно-избыточных нестабильных изотопов. Относительно источников нейтронов: скорость реакции (α, γ) в последовательности от N^{14} до Ne и Mg известна плохо; имеется в основном лишь косвенная информация о резонансах, существенных в области низких энергий. Реакция $C^{12}(C^{12}, n)Mg^{23}$ была измерена, хотя и в довольно высокой энергетической области. О реакции $O^{16}(O^{16}, n)S^{31}$ мы не знаем экспериментально почти ничего.

В заключение отметим, что в рамках ядерного синтеза требуются два различных типа нейтронных потоков — один высокий и один низкий. Мы представляем до некоторой степени условия, в которых встречается низкий поток, но мы знаем гораздо меньше о высоком потоке. Выяснение этого зависит, в частности, от прогресса в экспериментах с ядерными реакциями.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. E. M. Burbidge et al., Rev. Mod. Phys. 29, 547 (1957).
2. D. D. Clayton et al., Ann. Phys. 12, 331 (1961).

*) Недавно в ФИАН им. П. Н. Лебедева А. Бергманом и С. Романовым (Ядерная физика (1968), см. препринт ФИАН № 70, 1967 г.) на нейтронном спектрометре по времени замедления в свинце были измерены сечения захвата нейтронов с энергией до 50 кэв в изотопах теллура. Для изотопов Te^{122} , Te^{123} , Te^{124} , образующихся только в s -процессе, произведение сечений захвата на изотопическую распространность постоянно в пределах ошибок опыта ($\sim 7\%$), хотя сечения отличаются в 5 раз. Таким образом, получено хорошее подтверждение теории s -процесса. (Прим. перев.)