

рами нейтронов, к-рые протекают в астрофиз. объектах: *s*-процесс — медленный захват нейтронов, при к-ром образовавшиеся неустойчивые ядра распадаются раньше, чем успеет присоединиться следующий нейтрон; *r*-процесс — быстрый последоват. захват большого кол-ва нейтронов, опережающий *бета-распад*. Пути нейтронного захвата в этих процессах показаны на рис. 2. Медленный нейтронный захват развивается вдоль линии стабильности ядер (область на диаграмме $Z = N$, занятая стабильными ядрами) при умеренных концентрациях свободных нейтронов ($\sim 10^7 - 10^8 \text{ см}^{-3}$). Положение дорожки (трека) *s*-процесса зависит от сечений нейтронного захвата при энергиях нейтронов $\approx 30 \text{ кэВ}$ и от свойств ядер в полосе стабильности. Этот процесс приводит к синтезу изотопов мн. тяжёлых элементов вплоть до ^{209}Bi . Осн. звено в цепи *s*-процесса — нейтронный захват с последующим β -распадом — хорошо моделируется в эксперименте, и большинство ядерных параметров, необходимых для расчёта *s*-процесса, можно изучать в лаб. условиях. Особенно важны в этом отношении измерения сечений нейтронного захвата $\sigma_{n\gamma}$ при энергиях нейтронов, соответствующих звёздным темп-рам ($E_n \sim 30 \text{ кэВ}$). Имеющиеся эксперим. данные по сечениям $\sigma_{n\gamma}$ в этой области энергий подтверждают осн. вывод теории *s*-процесса: выходы ядер в установившейся цепи *s*-процесса для малых областей изменения массового числа обратно пропорциональны ср. сечениям нейтронного захвата. Астрофиз. место (т. е. астрофиз. объекты или области внутри них, где возможен процесс) *s*-процесса должно обладать теми-рой $T \geq 10^8 \text{ К}$, достаточной для осуществления ядерных реакций, освобождающих нейтроны с плотностью потока $\sim 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и длительностью облучения $\sim 10^8 \text{ лет}$. В качестве источников таких нейтронов были предложены реакции $^{22}\text{Ne} + \alpha \rightarrow ^{26}\text{Mg} + n$, $^{13}\text{C} + \alpha \rightarrow ^{16}\text{O} + n$, протекающие в недрах красных гигантов при горении гелия и при попадании водорода в области, содержащие гелий и углерод: $p + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$, $^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu$, $^{13}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O} + n$. Возможен также импульсный нейтронный захват, приводящий к образованию тяжёлых ядер в недрах звезды за счёт периодически повторяющихся вспышек её гелиевой оболочки, перемешивающих водород и углерод и обеспечивающих необходимую высокую темп-ру. Этот импульсный механизм создаёт условия протекания *s*-процесса для широкого класса звёзд средних и больших масс — от $3 M_{\odot}$ до $10 M_{\odot}$.

Процесс быстрого нейтронного захвата, в отличие от *s*-процесса, развивается в области ядра, сильно обогащённых нейтронами (рис. 2). Положение трека *r*-процесса зависит от скорости β -распада этих ядер, энергий нейтронов и от нач. условий процесса (тем-ры и концентрации нейтронов). Для протекания *r*-процесса необходимы высокие концентрации нейтронов (больше 10^{18} см^{-3}) и достаточно большое обилие «зародышевых» (стартовых) ядер. Астрофиз. место *r*-процесса остаётся до конца не выясненным, хотя существует неск. моделей развития *r*-процесса в разл. взрывных звёздных явлениях. В классич. типе *r*-процесса добавление нейтронов идёт до тех пор, пока не установится равновесие прямой и обратной реакций $(n, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, n)$. В этот момент происходит β -распад, увеличивающий заряд ядра на единицу и настолько же уменьшающий число нейтронов. Новое ядро ($Z + 1, N - 1$; Z — число протонов, N — число нейтронов в ядре) может опять захватывать нейтроны, пока не достигнет др. критич. точки — т. н. точки ожидания β -распада. Образовавшееся ядро, обогащённое нейтронами, по мере истощения нейтронного потока постепенно возвращается к линии ядерной стабильности путём последоват. β -распадов. Считается, что равновесный *r*-процесс может протекать вблизи сильнонейтронизованного ядра сверхновой звезды (см. *Нейтронизация вещества*). Однако обсуждается и др. тип *r*-процесса, развивающийся во внеш. оболочках сверхновой при прохождении через них

сильной ударной волны. В этой модели дискуссионными являются вопросы происхождения достаточно больших потоков нейтронов и необходимого для осуществления *r*-процесса обилия зародышевых ядер. Протекание *r*-процесса приводит к образованию трансактиновых нуклидов (^{232}Th , ^{238}U и др.). Поэтому временная шкала *r*-процесса должна быть достаточно длинной, для того чтобы успели синтезироваться эти нуклиды, и в то же время она должна соответствовать скорости взрывных процессов, развивающихся в течение неск. секунд. Результаты расчёта скоростей образования ядер *r*-процесса могут дать непосредств. ответ на принципиально важный вопрос, обсуждающийся более 25 лет, — возможен ли в природе синтез сверхтяжёлых элементов. Этот ответ во многом зависит от результатов исследования вклада процессов испускания нейтронов при бета-распадах (запаздывающие нейтроны) и деления, происходящего сразу вслед за β -распадом. Для нейтронообогащённых ядер, находящихся на треке *r*-процесса, такие процессы особенно существенны.

Разделение N . в реакциях захвата ядрами нейтронов на *s*- и *r*-процессы не является обязательным: не исключено, что нейтронный захват в астрофиз. объектах представляет собой сложную комбинацию этих процес-

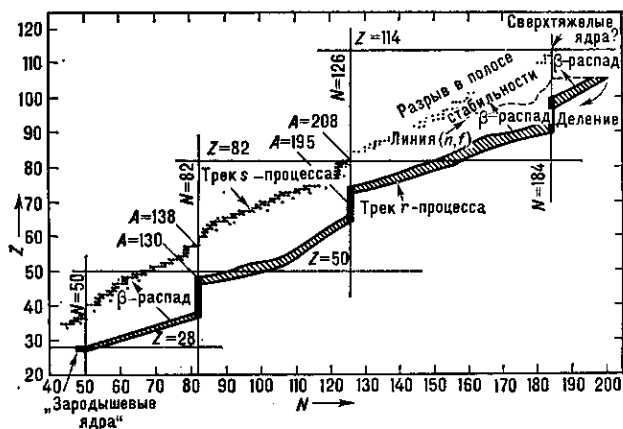


Рис. 2. Пути нейтронного захвата в *s*- и *r*-процессах. *r*-Процесс рассчитан для начальных температур $1,8 \cdot 10^8 \text{ К}$ и концентрации нейтронов 10^{18} см^{-3} . «Задержка» присоединения нейтронов в *s*- и *r*-процессах происходит, когда в ядрах числа нейтронов N становятся магическими ($N = 50, 82, 126$). Этому соответствуют пики выходов нуклидов при массовых числах A , указанных на диаграмме наклонными линиями. Горизонтальными линиями показаны магические числа протонов, вертикальными — магические числа нейтронов. Направление β -распада показано стрелками. Линия (n, γ) соответствует ядрам, которые испытывают деление при присоединении нейтрона. Разрыв в полосе стабильности связан со спонтанным делением ядер. Деление обрывает *r*-процесс в области ядер с $Z \geq 100$, однако точная граница *r*-процесса неизвестна.

сов. Тем не менее такой подход позволяет объяснить осн. черты наблюдаемой распространённости нуклидов за «железным пиком». Пики распространённости при $A = 90, 138, 208$ соответствуют резкому повышению выходов в цепи *s*-процесса стабильных ядер с магич. числами нейтронов соответственно $N = 50, 82, 126$. Точно так же пики распространённости нуклидов при $A = 80, 130, 195$ соответствуют большим выходам на дорожке *r*-процесса нейтроноизбыточных нуклидов с теми же числами нейтронов $N = 50, 82, 126$ (рис. 2).

Многие стабильные изотопы тяжёлых элементов, начиная с селена (^{74}Se , ^{78}Kr , ^{84}Sr и т. д.), оказываются в стороне от путей нейтронного захвата и не могут быть образованы в *s*- и *r*-процессах. Такие обеднённые нейтронами ядра с малой распространённостью получили назв. «обойдённые». Предполагается, что в их образовании существ. роль играют ядерные реакции захвата протонов (p, γ) , (p, n) в звёздах, а также реакции фо-