

ГЛАВА 8

СОЛНЕЧНАЯ ЭНЕРГИЯ

Р. У. Кавана

...Числа существуют отдельно от чувственно воспринимаемых вещей...

Аристотель

I. ВВЕДЕНИЕ

Деятельность У. Фаулера, продиктованная его стремлением создать надежную экспериментальную базу для исследования ядерных процессов, протекающих в недрах звезд, берет свое начало с низкоэнергетических измерений 1948 г., проведенных в Радиационной лаборатории им. Келлога при исследовании реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ [27, 30]. Накопленные к тому времени экспериментальные данные, а также в известной степени и господствовавшие тогда теоретические представления были настолько несовершенны, что не позволяли даже решить вопрос о том, какие из реакций—CNO-цикл или протон-протонная цепочка (рис. 1)—вносят основной вклад в генерацию энергии в солнечном ядре. Несмотря на это, все еще было принято придерживаться предположения, сделанного десятью годами раньше в классической работе Г. Бете [11], что реакции CNO-цикла играют доминирующую роль. К 1954 г. новые данные и новые идеи—в первую очередь расчеты Солпитера [52], которые привели к более высокому теоретическому значению скорости реакции $^1\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{H} + e^+ + \nu$, и осознание важной роли процесса $^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + ^1\text{H} + ^1\text{H}$ —изменили ситуацию. Основанные на этих результатах оценки Фаулера [23] показали, что не менее 90% солнечной светимости (1379 Вт/м^2 у Земли) обусловлено реакциями протон-протонной цепочки. Современные расчеты «стандартной модели» дают 99% [13].

Следующий важный шаг в развитии представлений о генерации солнечной энергии был сделан в 1958 г., когда было достигнуто понимание того факта, что при низких энергиях большой вклад в ядерные цепочки, берущие свое начало от реакций радиационного захвата $^3\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be} + \gamma$ и $^7\text{Be} + p \rightarrow ^8\text{B} + \gamma$, должны вносить ядерные каналы. Это привело У. Фаулера [24] и А. Камерона [15] к мысли о возможности существования измеримого на Земле потока высокоэнергичных нейтрино, рождающихся в одной из конкурирующих цепочек (показанных на рис. 1) в результате β -распада ядра ^8B с высокой энергией перехода. Эта идея явилась последним самым важным качественным скачком в развитии представлений о последовательностях

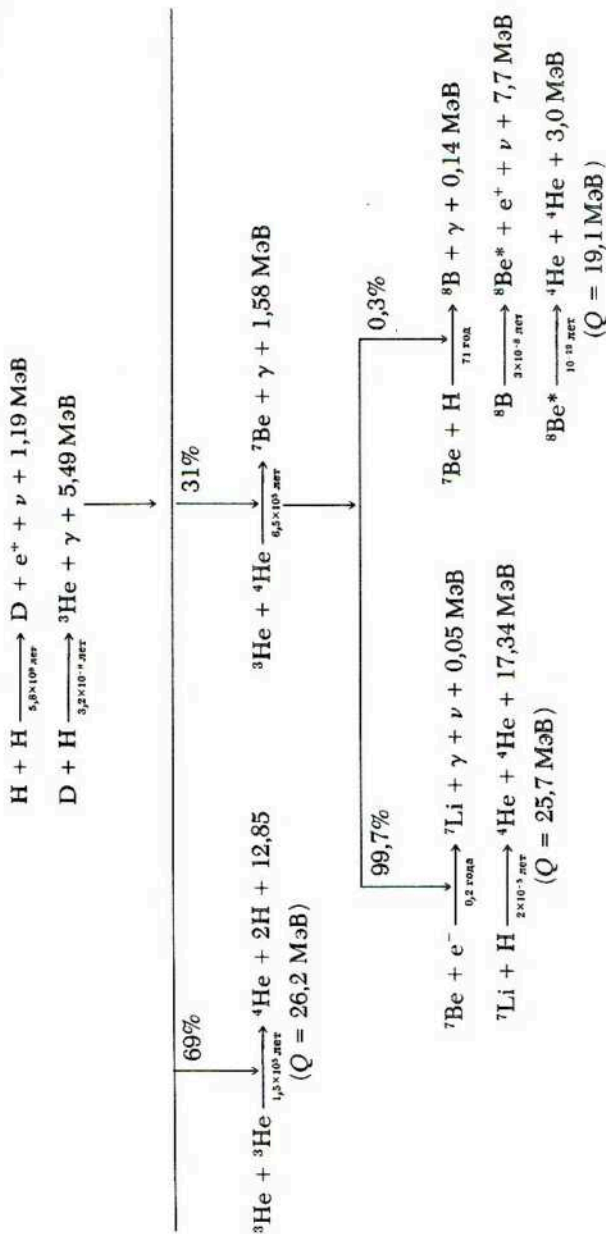


Рис. 1. Три конкурирующие цепочки реакций, приводящие в конечном итоге к превращению $4\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + Q$, где Q — теплота реакции, различная для разных цепочек и изменяющаяся от 19,1 до 26,2 МэВ вследствие различия энергии, уносимой нейтрино. Приведенные значения энерговыделения для экзотермических реакций учитывают энергию аннигиляции позитрона, но не учитывают энергию нейтрино. Под каждой из стрелок приведено ожидаемое парциальное время жизни для первой из частей, фигурирующих в формуле соответствующей реакции, полученное при типичных для солнечного ядра плотности 150 г/см^3 и температуре среды $15 \cdot 10^8 \text{ К}$ и при одинаковой доле по массе ${}^1\text{H}$ и ${}^4\text{He}$. Ветвь, протекающая через ${}^7\text{Be} + {}^1\text{H}$, хотя и крайне редкая, представляет собой тем не менее основной источник нейтрино, регистрируемых в эксперименте с ${}^{37}\text{Cl}$ — свойство, которое обусловлено высокой энергией распада ${}^8\text{B}$.

ядерных реакций на Солнце; вся дальнейшая деятельность в этом направлении привела лишь к накоплению количественных сведений о скоростях реакций и к отказу от многих альтернативных предположений. В конечном итоге Р. Дэвис с сотрудниками начал в золотоносной шахте «Хоумстейк-Голд-Майн» штата Южная Дакота хорошо известный крупномасштабный эксперимент по измерению потока нейтрино, основной принцип которого состоит в регистрации радиоактивного изотопа ^{37}Ar , образующегося в реакции $^{37}\text{Cl}(\nu, e^{-})^{37}\text{Ar}$. Интересный обзор истории этого вопроса представлен Дж. Бакалом и Р. Дэвисом в гл. 12, а в майском номере журнала *National Geographic* за 1974 г. можно найти прекрасную фотографию подземной установки.

Широкий фронт работ по измерению и предсказанию потока нейтрино, развернувшийся в последующие два десятилетия, дал возможность выявить отчетливое расхождение: скорость образования радиоактивного изотопа ^{37}Ar , предсказанная исходя из очевидных хорошо известных физических принципов, оказалась почти в три раза выше измеренного значения; найденного с учетом поправки на фон. Взятое само по себе, экспериментальное значение можно истолковать еще и как верхний предел, поскольку нельзя исключить, что для наблюдаемой скорости счета имеется иное, еще неизвестное объяснение. Обнаруженное расхождение порождает массу астрофизических проблем и подтачивает нашу веру в теоретические расчеты: теперь это расхождение называют «проблемой солнечных нейтрино».

При построении солнечных моделей в качестве исходных данных приходится использовать точные экспериментальные результаты из нескольких областей физики. Цель этой статьи состоит в том, чтобы подытожить современные представления о наиболее важных разделах ядерной физики, связанных с цепочками реакций, представленными на рис. 1. Основное внимание мы уделим новым результатам, которые появились уже после опубликования предыдущих обзоров [33, 44]. Относящийся к данному вопросу материал можно найти также в статьях более широкого плана, таких, как [1, 9, 13, 50, 59].

Ядерные реакции в недрах Солнца протекают при энергиях, характерных для распределения Максвелла-Больцмана при температуре среды $\leq 15 \cdot 10^6$ К. Отсюда следует, что интересующий нас преобладающий диапазон энергий лежит в окрестности нескольких килоэлектронвольт, т.е. в областях энергий, где эффективные сечения много ниже значений, при которых возможны лабораторные измерения. Следовательно, данные, полученные при более высоких энергиях, необходимо экстраполировать до более низких значений — до уровня нескольких десятков килоэлектрон. С этой целью, как показал Солпитер [52], полезно выразить эффективное сечение в виде произведения

$$\sigma_{ij} = S_{ij}(E) E^{-1} \exp[-(E_G/E)^{1/2}],$$

выделив в явном виде экспоненциальный множитель кулоновской проницаемости, представляющий собой наиболее крутую часть энергетиче-

ской зависимости в области низких энергий. В этом выражении

$$E_G \equiv 2(\pi\alpha Z_i Z_j)^2 M c^2$$

для взаимодействующих частиц с зарядами $Z_i e$ и $Z_j e$ и приведенной массой M . Из теории ядерных реакций следует ожидать, что для интересующих нас нерезонансных процессов коэффициент $S_{ij}(E)$ (S -фактор) изменяется очень медленно с измеренной в системе центра масс энергией E , поэтому можно произвести для него простую экстраполяцию из области измерений в область низких энергий либо чисто эмпирически, либо, что более предпочтительно, исходя из модели ядерной реакции. В качестве индексов i, j в данном контексте обычно используют точно определенные значения массовых чисел начального состояния, например S_{34} для реакции ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$. Очевидным исключением является τ_{e7} для времени жизни ${}^7\text{Be}$ относительно электронного захвата ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma + \nu$.

II. ЯДЕРНЫЕ S -ФАКТОРЫ ПРОТОН-ПРОТОННОЙ ЦЕПОЧКИ

S_{11} . Исходной реакцией, с которой начинаются все рассматриваемые нами ядерные цепочки, является обратный (не доступный измерениям) процесс β -распада ${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{D} + e^+ + \nu$. Этот процесс приходится рассчитывать, пользуясь теорией β -распада, сдвигом фаз протон-протонного рассеяния и волновой функцией дейтрона. (Мы пренебрегаем вкладом от реакции ${}^1\text{H} + {}^1\text{H} + e^- \rightarrow {}^2\text{D} + \nu$.) Эта реакция много медленнее всех остальных, и поэтому температурный режим, господствующий в солнечном ядре, в значительной степени определяется ее скоростью. За прошедшее десятилетие расчетное значение величины S_{11} изменялось на несколько процентов; самое последнее значение, полученное к моменту написания данной статьи, составляло $3,82 \cdot 10^{-25}$ МэВ·барн [3]. Изменения обусловлены учетом мезонных поправок в теории этой реакции [6, 28], а также новыми измерениями времени жизни нейтрона, которое определяет основную постоянную, характеризующую силу взаимодействия в β -распаде. В табл. 1 представлены ре-

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ
НЕЙТРОНА, τ_n

Год	Ссылка	τ_n , с
1951	[48]	1108 ± 216
1959	[18]	1100 ± 165
1959	[54]	1013 ± 26
1967	[17]	919 ± 14
1978	[12]	877 ± 8
1980	[14]	937 ± 18

зультаты измерений времени жизни нейтрона, выполненных за последние 30 лет. Расхождение между отдельными результатами достаточно велико и вызывает беспокойство, к тому же ошибка в результате 1980 г. в существенной мере обусловлена достаточно большим разбросом в результатах пяти независимых измерений. В принципе постоянную взаимодействия для β -распада можно также определить, исходя из известного с хорошей точностью периода полураспада трития, для которого матричные элементы аналогичны матричным элементам нейтронного распада, однако расчеты несколько усложняются из-за эффектов поляризации сердцевин и мезонного обмена. Эти эффекты были рассчитаны в работе Таунера и Ханна [58]. Вследствие частичной взаимной компенсации нескольких членов результирующее уменьшение матричного элемента Гамова-Теллера (по сравнению с нормальным значением, равным $3^{1/2}$) составило 2,6%. Если теперь для распада трития принять $ft_{1/2} = (1148 \pm 3)$ с [10], то после простых вычислений найдем, что время жизни нейтрона $\tau_n = 927$ с. Если наряду с этим результатом принять во внимание и имеющийся разброс экспериментальных значений, то кажется вполне разумным рекомендовать следующие цифры: $\tau_n = (920 \pm 30)$ с и $S_{11} = (3,88 \pm 0,12) \cdot 10^{-25}$ МэВ·барн. Интересно отметить, что время жизни нейтрона представляет интерес и для космологии, так как от него зависят распространенности дейтерия и гелия, синтезированные в начале расширения Вселенной [55]. В 1975 г. возникла, как сказал Фаулер [26], кратковременная «вспышка изумления», после того как Слободриан и др. [53] сообщили об обнаружении реакции ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^2\text{D} + e^+ + \nu$ и о ее связи с возможным существованием массивного незаряженного бозона, который мог бы вызвать возрастание величины S_{11} в 10^8 раз. В конечном счете уменьшение температуры солнечного ядра могло бы привести к прекращению синтеза ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$. Ньюмен и Фаулер [40], однако, показали, что увеличение S_{11} более чем в 50 раз несовместимо с общепринятой моделью Солнца, поскольку в этом случае невозможно подогнать под солнечные значения одновременно светимость, радиус и возраст модели. Последующие попытки воспроизвести эту поспешно предложенную реакцию не увенчались успехом [19], поэтому первоначальное сообщение можно, очевидно, не принимать в расчет.

S_{12} . Поскольку реакция $\text{H} + \text{D} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ очень быстрая и у нее нет сколько-нибудь существенных конкурирующих каналов, мы не будем здесь ее рассматривать [33].

S_{33} . В 1972 г. Фаулер [25] и Ю. Копысов и В. Фетисов [22] открыли дискуссию по поводу возможного существования резонанса в реакции ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^1\text{H} + {}^1\text{H}$. По энергии столкновения резонанс мог быть настолько низким и узким, что в предыдущих измерениях его не удавалось заметить. Ему должен соответствовать резонанс с малой шириной в ядре ${}^6\text{Be}$ с энергией возбуждения около 11,5 МэВ. Такой резонанс вполне мог объяснить низкий поток солнечных нейтрино, поскольку он приводил бы к усилению канала ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ за счет альтер-

нативной ветви ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$. Некоторые эксперименты по поиску либо самого этого состояния, либо его аналога в ядре ${}^6\text{Li}$, выполненные с помощью реакций ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, t){}^6\text{Be}$ [29, 47] и ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, \alpha){}^6\text{Li}$ [16, 37], дали отрицательные результаты. Более прямой экспериментальный анализ выполнил Двараканат [20]. Продолжив свои прежние измерения величины S_{33} [21], он расширил интервал измеренных значений в область низких энергий вплоть до энергии (в системе центра масс) $E_{cm} = 30$ кэВ, однако никаких признаков резонансного повышения снова не удалось найти. Остается только маловероятная и обычно отбрасываемая возможность необоснованно узкого резонанса (шириной $\Gamma \lesssim 100$ эВ), скрытого вблизи $E_{cm} = 15$ кэВ [7]. Результаты измерений, выполненных Двараканатом в 1974 г., а также результаты работы [64] никак не связаны с объединенными результатами предыдущих работ Двараканата и Уинклера [21] и Бейчера и Томбрелло (неопубликованные данные этих авторов представлены в работе [21]) и систематически ниже этих результатов почти на 20%. По опубликованному экспериментальному материалу трудно произвести надлежащее осреднение, поскольку в соответствующих работах не приведен подробный анализ источников ошибок. Тем не менее представляется совершенно очевидным, что необходимо принять несколько более низкое, чем использовалось раньше, значение, а именно $S_{33}(0) = (5,0 \pm 0,5)$ МэВ·барн, сохранив, однако, прежний наклон $[(1/S)dS/dE]_0 = 0,05\%$ на 1 кэВ.

S_{34} . Сообщение Рольфса [49] о предварительных ненормированных результатах измерения эффективного сечения реакции ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ служит указанием на то, что отрицательный наклон dS/dE в области низких энергий существенно меньше найденного ранее в работах Паркера и Каваны [46] и Нагатани и др. [39]. Если для нормировки данных Рольфса воспользоваться результатами предшествующих абсолютных измерений, осуществив привязку при $E_{cm} = 1,5$ МэВ, и затем произвести эмпирическую экстраполяцию, то значение $S_{34}(0)$ окажется почти в 1,8 раза меньше, чем при экстраполяции, произведенной в работе [39]. Все это явилось стимулом для дальнейших теоретических и экспериментальных исследований (см. примечание при корректуре):

1. Ким и др. [35] проанализировали эту реакцию в рамках модели прямого радиационного захвата для трех возможных видов ядерного потенциала. В результате было обнаружено, что для всех трех форм потенциала имеется хорошее согласие с данными предыдущих экспериментов как в смысле зависимости формы S -фактора от энергии, так и в смысле отношения вероятностей захвата в основное и первое возбужденное состояния. Результаты этих авторов находятся в хорошем согласии и с теоретическим анализом Томбрелло и Паркера [57]. Все три модели, рассмотренные в работе [35], после нормировки к данным Паркера и Каваны [46] при $E_{cm} = 1$ МэВ согласуются в пределах 2% с $S_{34}(0) = 0,48$ кэВ·барн. Как указал Паркер [45], вместо того чтобы объединить данные независимых экспериментов и производить затем эмпирическую экстраполяцию, как это было сделано в работе [39],

предпочтительнее выполнить экстраполяцию для каждого набора данных, используя при этом нормированную теоретическую форму. Если найденные таким образом S -факторы, равные $(0,47 \pm 0,05)$ кэВ·барн и $(0,58 \pm 0,06)$ кэВ·барн, осреднить, то получим $S_{34}(0) = (0,52 \pm 0,04)$ кэВ·барн с $[(1/S)dS/dE]_0 = -0,06\%$ на 1 кэВ. Другой современный метод расчета, основанный на микроскопическом методе резонирующих групп и не требующий введения подгоночного параметра, выполнен Лиу и др. [36]. Параметры ядерного потенциала подбирались таким образом, чтобы получить известные значения радиусов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, измеренных в экспериментах по рассеянию электронов, и энергий отделения ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ от основного и первого возбужденного состояний ${}^7\text{Be}$. Результаты расчетов полного эффективного сечения оказались приблизительно на 20–30% выше, чем ожидалось. Это расхождение можно объяснить тем, что при расчете пренебрегалось всеми кластерными конфигурациями ядра, кроме доминирующего кластера ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$. Тем не менее изменение $S(E)$ с энергией оказалось аналогичным тому, которое было найдено в предыдущих расчетах. Поэтому эти результаты следует рассматривать как дальнейшее подтверждение правомерности описанной выше процедуры экстраполяции экспериментальных данных для $S_{34}(0)$.

2. В настоящее время в Радиационной лаборатории им. Келлога (при содействии У. Фаулера) ведутся новые измерения эффективного сечения реакции ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ при низких энергиях. Используется аппаратура замкнутой циркуляции газовой мишени, созданная Двараканатом и Уинклером для экспериментов по измерению S_{33} ; с помощью этой же аппаратуры проводили измерения S_{34} Нагатани и др. [39]. Применение технических усовершенствований, предложенных Рольфсом (таких, как регистрация гамма-квантов с помощью Ge(Li)-спектрометра и одновременное измерение потока упругорассеянных ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$), даст возможность измерить энергию пучка и плотность газовой мишени с точностью, значительно большей, чем в предыдущих работах.

τ_{e7} . Скорость захвата электрона ядром ${}^7\text{Be}$ известна с хорошей точностью лишь для нейтрального атома (среднее время жизни $\tau = 76,9$ сут). Однако в ядре Солнца электроны, окружающие атомные ядра, принадлежат преимущественно к электронному компоненту плотной плазмы, поэтому скорость захвата подвержена сильным изменениям в зависимости от температуры среды, ее плотности и от распределения по атомным массам. Теоретическое описание этого процесса сопряжено с определенными трудностями [4, 31], и мы не будем его здесь воспроизводить. Как показали Уотсон и Соллигер [65], плазменные флуктуации вызывают небольшое увеличение τ . Для стандартных моделей Солнца предсказываемая скорость событий в методе детектирования нейтрино, основанном на применении ${}^{37}\text{Cl}$, почти пропорциональна этому модифицированному времени жизни, точность определения которого, согласно оценкам Ульриха [60, 61], составляет $\pm 10\%$.

S_{17} . На сегодняшний день имеется пять независимых измерений эф-

эффективного сечения реакции ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ (табл. 2). Значения $S_{1,7}(0)$, представленные в первых четырех строках табл. 2, были пересчитаны заново. С этой целью данные всех четырех измерений приводились к одному и тому же нормировочному фактору, представляющему собой сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ при $E_d = 0,78$ МэВ. Значение сечения (183 ± 16) мбарн в соответствии с рекомендацией Мингея [38] выбиралось как взвешенное среднее его нового результата, (174 ± 16) мбарн, и пяти прежде опубликованных значений. Кроме того, чтобы согласовать данные Каваны [32] с остальными значениями табл. 2, его первоначальные эффективные сечения, увеличенные на 7% для учета неизвестной в то время ветви β^+ -распада ядра ${}^8\text{B}$ на высоковозбужденное состояние ${}^8\text{Be}^*$ (16,6 МэВ), экстраполировались с помощью теоретической зависимости сечения от энергии, рассчитанной несколько позже в работе Томбрелло [56]. С учетом ошибки в общем нормирующем сечении ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ находим $S_{1,7}(0) = (0,029 \pm 0,003)$ кэВ·барн при теоретическом наклоне $[(1/S)dS/dE]_0 = -0,1\%$ на 1 кэВ.

Следует подчеркнуть, что все пять значений $S_{1,7}(0)$, представленных в табл. 2, являются результатом независимых измерений эффективного сечения реакции ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$, проводившихся при разных энергиях налетающих протонов и экстраполированных с помощью одной и той же теоретической зависимости S-фактора от энергии. Таким образом, в условиях, когда энергетический ход не выявлен, каждое из этих значений представляет собой вполне обоснованную оценку интересующего нас S-фактора.

Есть одна-единственная экспериментальная работа [67], в которой экспериментаторы не измеряли выход продуктов реакции ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ для нормировки эффективности счета концентрации ${}^7\text{Be}$ в мишени. Авторы предпочли прямой способ определения концентрации ${}^7\text{Be}$ с помощью распределения интенсивности гамма-квантов от ${}^7\text{Be}$ по площади мишени. (Следует отметить некоторое недоразумение в интерпретации авторами выражения для сечения, приведенного в их работе, которое явно некорректно по размерности. Их величина N_p , названная «полным числом падающих протонов», фактически представляет собой

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ЭФФЕКТИВНОГО СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ
 ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$

Ссылка	E_p , кэВ	$S_{1,7}(0)$, кэВ·барн
[32]	800, 1400	$0,019 \pm 0,007$
[41, 42]	483–1932	$0,033 \pm 0,004$
[62]	1000–3200	$0,025 \pm 0,003$
[34]	165–10 000	$0,032 \pm 0,03$
[67]	360	$0,039 \pm 0,010$
Взвешенное среднее		$0,0291 \pm 0,0022$

поток частиц, определяемый соотношением $N_p = Q(t_1)/et_1$, где $Q(t_1)$ — измеренный заряд, равный 0,055 Кл, который накопился за все циклы облучения при длительности импульса $t_1 = 156$ мс. Действительно накопление заряда $Q = 0,35$ Кл получается как результат своеобразной нормировки, а именно $N_p = Q(t_1)/et_1 \equiv Q/et_0$ при $t_0 \equiv 1$ с. Если принять во внимание это разъяснение, то выражение, использованное в работе [67], можно считать правильным [66].)

Баркер [8] вновь рассчитал сечение реакции ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$, воспользовавшись моделью прямого захвата с потенциалом Вудса — Саксона. Одновременно он критически проанализировал все прежние теоретические схемы расчета. Его подход в общих чертах аналогичен модели Томбрелло [56] и отличается от нее несколько иным выбором параметров. Он особенно выделил тот факт, что значения параметров, которые подходят для описания результатов эксперимента с зеркальной реакцией ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$, приводят к низкому значению S -фактора реакции ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$, $S_{17}(0) = 0,015$ кэВ·барн. На это расхождение указал в свое время и Томбрелло, хотя экспериментально тогда оно было выражено менее четко. Очевидно, необходимы дальнейшие теоретические уточнения.

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные выше оценки некоторых S -факторов показывают, что их наилучшие значения, как это видно из третьей колонки табл. 3, несколько отличаются от значений, использовавшихся в новых расчетах модели Солнца Бакалом и др. [3]. Соответствующие изменения предсказаний скорости счета нейтрино, $\sum\phi\sigma$, в хлор-аргоновом эксперименте представлены в последней колонке табл. 3. Чувствительность скорости счета к малым вариациям параметров стандартной модели определялась с помощью выражения [2]

$$\sum\phi\sigma \sim S_{11}^{-2,5} S_{33}^{-0,37} S_{34}^{0,8} (1 + 3,5S_{17}\tau_{e7}),$$

в котором все параметры нормированы к стандартным значениям.

Таблица 3

РЕКОМЕНДОВАННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ S -ФАКТОРОВ В СРАВНЕНИИ С СООТВЕТСТВУЮЩИМИ ЗНАЧЕНИЯМИ, ИСПОЛЬЗОВАННЫМИ В РАБОТЕ [3]

Параметр	Точность, %	Отклонение, %	Отклонение в $\sum\phi\sigma$, %
S_{11}	± 3	+1,6	-4,1
S_{33}	± 10	-10	+3,6
S_{34}	± 8	+2	+1,5
τ_{e7}	± 10	—	—
S_{17}	± 10	-6,7	-4,9

Окончательным результатом этих вариаций является снижение скорости счета, найденной с помощью стандартной модели [3], на 4%, т.е. до значения $7,5 \pm 1,5$ СЕН по сравнению с измеренной скоростью $2,2 \pm 0,4$ СЕН ($1 \text{ СЕН} = 10^{-36}$ захватов/с на атом ^{37}Cl).

Среди многих попыток последнего десятилетия устранить это расхождение (см. гл. 12) мы выделим в качестве иллюстрации так называемую модель с низким Z . Если бы изначальное содержание тяжелых элементов Z в солнечном ядре было существенно ниже стандартного значения ($\approx 2\%$), найденного по содержанию, наблюдаемому в фотосфере, то непрозрачность, а вместе с ней и температура в центре заметным образом уменьшились бы. Вследствие очень высокой температурной чувствительности реакций, ответственных за рождение высокоэнергичных нейтрино, модель, основанная на этом предположении, действительно дает возможность воспроизвести наблюдаемую скорость регистрации нейтринного потока [5]. Это решение проблемы, предложенное *ad hoc*, встречает возражения [51], основанные на том, что при систематических наблюдениях звезд шаровых скоплений, обладающих протяженными конвективными зонами, не удастся обнаружить каких-либо признаков переменности содержания тяжелых элементов. Что касается создателей этой модели, то они воздерживаются от соблазна постулировать, что Солнце имеет необычную в этом смысле эволюцию.

Несмотря на многократный критический анализ всех (?) аспектов сложной взаимосвязи теории, эксперимента и расчетов, четкого решения проблемы солнечных нейтрино пока нет.

Что ж, снова ринемся, друзья, в пролом!*

Примечание при корректуре. Недавно мы получили препринты из Мюнстера и КТИ, в которых приведены новые значения $S_{3,4}(0)$: $0,30 \pm 0,03$ и $0,51 \pm 0,03$ кэВ·барн соответственно. Причина расхождения этих результатов в настоящее время (март 1982 г.) не известна (Kräwinkel H., Becker H. W., Buchmann L., Görres J., Kettner K. U., Kiesser W. E., Santo R., Schmalbrock P., Trautvetter H. P., Vlieks A., Rolfs C., Hammer J. W., Azuma R. E., Rodney W. S. Z. Phys., A304, 307, 1982. Osborne J. L., Barnes C. A., Kavanagh R. W., Kremer R. M., Mathews G. J., Zyskind J. L., Parker P. D., Howard A. J. Phys. Rev. Lett., 48, 1664, 1982.)

В форме препринтов получены также сообщения об измерении эффективного сечения реакции $^7\text{Li}(d,p)^6\text{Li}$: 148 ± 12 мбарн (см. Filippone B. W., Elwyn A. J., Ray W., Jr., Koetke D. D. Phys. Rev. C., 25, 2174, 1982) и 146 ± 13 мбарн (см. Elwyn A. J., Holland R. E., Davids D. N., Ray W., Jr. Phys. Rev. C., 25, 2168, 1982). Результаты этих измерений гораздо ниже значения, приведенного на с. 167 и использованного для нормировки первых четырех значений $S_{1,7}(0)$ табл. 2.

* У. Шекспир. «Генрих V», акт 3, сцена 5. Перевод Е. Бируковой.—Прим. ред.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bahcall J. N. Rev. Mod. Phys., **50**, 881, 1978.
2. Bahcall J. N., Bahcall N. A., Ulrich R. K. Astrophys. J., **156**, 559, 1969.
3. Bahcall J. N., Huebner W. F., Lubow S. H., Magee N. H., Jr., Merts A. L., Parker P. D., Rozsnyai B., Ulrich R. K., Argo M. F. Phys. Rev. Lett., **45**, 945, 1980.
4. Bahcall J. N., Moeller C. P. Astrophys. J., **155**, 511, 1969.
5. Bahcall J. N., Ulrich R. K. Astrophys. J., **170**, 593, 1971.
6. Bargholtz C. Astrophys. J. Lett., **233**, L161, 1979.
7. Barker F. C. Phys. Lett., **42B**, 313, 1972.
8. Barker F. C. Australian J. Phys., **33**, 177, 1980.
9. Barnes C. A. In Advances in Nuclear Physics, vol. 4, eds. Baranger M., Vogt E., Plenum Press, New York, 1971, p. 133.
10. Bergkvist K.-E. Nucl. Phys. B, **39**, 371, 1972.
11. Bethe H. A. Phys. Rev., **55**, 434, 1939.
12. Бондаренко Л. Н., Кургузов В. В., Прокофьев Ю. А., Рогов Е. В., Спивак П. Е. Письма в ЖЭТФ, **28**, 329, 1978.
13. Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F. Rev. Mod. Phys., **29**, 547, 1957.
14. Byrne J., Smith K. F., Shaikh F. Phys. Lett., **92B**, 274, 1980.
15. Cameron A. G. W. Bull. Am. Phys. Soc., **3**, 227, 1958.
16. Cardmann L. S. Fevozinsky S. P., O'Connell J. S., Penner S. Bull. Am. Phys. Soc., **18**, 78, 1973.
17. Christensen C. J., Nielsen A., Bahnsen A., Brown W. K., Rustad B. M. Phys. Lett., **26B**, 11, 1967.
18. D'Angelo N. Phys. Rev., **114**, 285, 1959.
19. Davies W. G., Ball G. C., Ferguson A. J., Forster J. S., Horn D., Warner R. E. Phys. Rev. Lett., **38**, 1119, 1977.
20. Dwarakanath M. R. Phys. Rev. C., **9**, 805, 1974.
21. Dwarakanath M. R., Winkler H. Phys. Rev. C, **4**, 1532, 1971.
22. Копысов Ю. С., Фетисов В. Н. Письма в ЖЭТФ, **16**, 58, 1972; Phys. Lett., **40B**, 602, 1972.
23. Fowler W. A. Mém. Soc. Roy. Sci. de Liège, Ser. 4, **13**, 88, 1954.
24. Fowler W. A. Astrophys. J., **127**, 551, 1958.
25. Fowler W. A. Nature, **238**, 24, 1972.
26. Fowler W. A. In Unification of Elementary Forces and Gauge Theories, eds. Cline D. B., Mills F. E., Harwood Academic Publishers, Ltd., London, 1977, p. 509.
27. Fowler W. A., Hall R. N. Phys. Rev., **74**, 1558A, 1948.
28. Gari M., Huffman A. H. Astrophys. J. Lett., **174**, L151, 1972.
29. Halbert M. L., Hensley D. C., Bingham H. G. Phys. Rev. C, **8**, 1226, 1973.
30. Hall R. N., Fowler W. A. Phys. Rev., **77**, 197, 1950.
31. Iben I., Kalata K., Schwartz J. Astrophys. J., **150**, 1001, 1967.
32. Kavanagh R. W. Nuclear Phys., **15**, 411, 1960.
33. Kavanagh R. W. In Cosmology, Fusion and Other Matters, ed. Reines F., Colorado Associated University Press, Boulder, 1972, p. 169.
34. Kavanagh R. W., Tombrello T. A., Mosher J. M., Goosman D. R. Bull. Am. Phys. Soc., **14**, 1209, 1969. См. также [33].
35. Kim B. T., Izumoto T., Nagatani K. Phys. Rev. C, **23**, 33, 1981.
36. Liu A. K. K., Kanada H., Tang Y. C. Phys. Rev. C, **23**, 645, 1981.
37. Mak H. B., Mann F. M., Kavanagh R. W. Bull. Am. Phys. Soc. **17**, 1180, 1972.
38. Mingay D. W. S. Afr. Tydskr. Fis., **2**, 107, 1979.
39. Nagatani K., Dwarakanath M. R., Ashery D. Nucl. Phys. A, **128**, 325, 1969.
40. Newman M. J., Fowler W. A. Phys. Rev. Lett., **36**, 895, 1976.
41. Parker P. D. Phys. Rev., **150**, 851, 1966.
42. Parker P. D. Astrophys. J., **145**, 960, 1966.
43. Parker P. D. Astrophys. J. Lett., **153**, L85, 1968.

44. *Parker P.D.* In Proceedings of the Informal Conference on Status and Future of Solar Neutrino Research, BNL Report 50879, 1978.
45. *Parker P.D.* Частное сообщение, 1980.
46. *Parker P.D., Kavanagh R.W.* Phys. Rev., **131**, 2578, 1963.
47. *Parker P.D., Pisano D.J., Cobern M.E., Marks G.H.* Nature Phys. Sci., **241**, 106, 1973.
48. *Robson J.M.* Phys. Rev., **83**, 349, 1951.
49. *Rolfs C.* Proceedings of the International Workshop VII, Hirschegg, Austria, не опубликовано, 1979.
50. *Rolfs C., Trautvetter H.P.* Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **28**, 115, 1978.
51. *Rood R.T.* In Proceedings of the Informal Conference on Status and Future of Solar Neutrino Research, BNL Report 50879, 1978.
52. *Salpeter E.E.* Phys. Rev., **88**, 547, 1952.
53. *Slobodrian R.J., Pigeon R., Irshad M.* Phys. Rev. Lett., **35**, 19, 1975.
54. *Sosnovskii A.N., Spivak P.E., Prokofev Yu.A., Kutikov I.E., Dobrinin Yu.P.* Nucl. Phys., **10**, 395, 1959.
55. *Taylor R.J.* Nature, **282**, 559, 1979.
56. *Tombrello T.A.* Nucl. Phys., **71**, 459, 1965.
57. *Tombrello T.A., Parker P.D.* Phys. Rev., **131**, 2582, 1963.
58. *Towner I.S., Khanna F.C.* Phys. Rev. Lett., **42**, 51, 1979.
59. *Trimble V., Reines F.* Rev. Mod. Phys., **45**, 1, 1973.
60. *Ulrich R.K.* Astrophys. J., **188**, 369, 1974.
61. *Ulrich R.K.* Proceedings of the American Institute of Physics Conference: Neutrinos 1974, ed. Baltay C., Columbia University Press, New York, 1974, p. 259.
62. *Vaughn F.J., Chalmers R.A., Kohler D.A., Chase L.F.* Bull. Am. Phys. Soc., **12**, 1177, 1967.
63. *Vaughn F.J.* Phys. Rev. C, **2**, 1657, 1970.
64. Ван Нэн-Мин, Новацкий Б.Н., Осетинский Г.М., Цзен Най-Гун, Чепурченко И.А. Ядерная физика, **3**, 1064, 1966 (прежде повсюду в зарубежной литературе на эту работу ссылались как Neng-Ming et al.).
65. *Watson W.D., Salpeter E.E.* Astrophys. J., **181**, 237, 1973.
66. *Wiezorek C.* Частное сообщение Фаулеру У.А., 1979.
67. *Wiezorek C., Kräwinkel H., Santo R., Wallek L.* Z. Phys., A, **282**, 121, 1977.

ГОРЕНИЕ ВОДОРОДА В МАССИВНЫХ
ЗВЕЗДАХ*У.С. Родни и С. Рольфе***I. ВВЕДЕНИЕ**

Результаты первых исследований по ядерной физике, в частности открытие, что в ядрах содержатся огромные запасы энергии, зародили у астрофизиков подозрение в том, что реакции между атомными ядрами являются источником энергии звезд. Это подозрение вместе с открытием Гамовым [20] туннельного эффекта побудило Аткинсона и Хаутерманса [3] осуществить первое качественное теоретическое рассмотрение этой проблемы. В их статье, посвященной тому «как приготовить атомное ядро в котелке», обсуждаются как источники энергии звезд, так и нуклеосинтез химических элементов в звездах. С имеющимися в их распоряжении данными о ядрах Аткинсон и Хаутерманс пришли к заключению, что только водород способен преодолеть кулоновский барьер с легкостью, достаточной для слияния ядер при температурах звездных недр, и что при таком синтезе возникали бы в основном лишь легкие ядра. Поскольку было уже известно, что водород — самый распространенный элемент на Солнце и во Вселенной, они пришли также к выводу, что механизм генерации энергии в звездах связан главным образом с водородом [3, 4]. Кроме того, они предположили, что атомное ядро действует как некая ловушка и одновременно «котелок», захватывая четыре протона и два электрона таким образом, что в конце концов «приготавливается» ядро гелия с выделением большого количества энергии. Гелий действительно образуется из водорода, хотя и не так просто. Количественно эта проблема была впервые рассмотрена в конце 1930-х годов Вейцеккером [43, 44], Бете и Кричфилдом [7, 8]. Согласно их работам, две различные последовательности реакций способны преобразовать водород в гелий в таких количествах, чтобы выделялось ровно столько энергии, сколько необходимо для поддержания светимости звезд, а именно протон-протонная цепочка реакций и углеродно-азотный цикл. От температуры в центре звезды критическим образом зависит, какая из этих реакций оказывается преобладающим источником энергии. В звездах массами меньше солнечной основным источником энергии при горении водорода в условиях гидростатического равновесия является протон-протонная цепочка. В звездах же более массивных, чем Солнце, генерация энергии определяется углеродно-азотным циклом при условии, что в звездном веществе присутствует хотя бы один из элементов C, N или O, которые

играют роль катализатора (т. е. речь идет о звездах второго или еще более поздних поколений).

Один из самых знаменательных периодов в истории ядерной астрофизики наступил в 1926 г., когда Чарлз Лоритсен прибыл в Калифорнийский технологический институт (КТИ), чтобы продолжить свои исследования с помощью жестких рентгеновских лучей. Его интуиция и мастерство экспериментатора быстро передались нескольким наиболее одаренным студентам, в том числе молодому стремящемуся к знаниям студенту по имени Уильям Фаулер, полному энергии и энтузиазма, который прибыл в КТИ в 1934 г. Вскоре после прихода Фаулера в КТИ началось его длительное сотрудничество по ядерной физике с профессором Лоритсеном. В конце 1930-х годов это сотрудничество обрело новое измерение благодаря увлечению Фаулера развивавшимися тогда идеями об источниках звездной энергии.

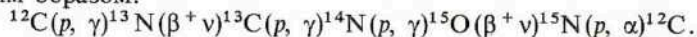
Ядерные исследования Фаулера, Лоритсена и их сотрудников значительно интенсифицировались с вводом в строй в 1938 г. высоковольтного прямого ускорителя положительных ионов, который соединял в себе идеи Ван-де-Граафа из Массачусетского технологического института и Хэрба из Висконсинского университета. Это был первый из ускорителей, построенных в течение ряда лет в Радиационной лаборатории Келлога. Один из них сохранился и работает по сей день, но и он вскоре будет заменен новым высокоточным и высокостабильным электростатическим ускорителем.

Ускорители, Фаулер, штат незаурядных сотрудников, нескончаемая вереница гостей, которые не только поддерживали кредо лаборатории «заниматься физикой — значит хорошо проводить время», но и сами следовали ему, — все это стало и остается до сих пор залогом успеха в исследованиях по ядерной астрофизике и нуклеосинтезу. Несколько поколений студентов и исследователей вышли из стен лаборатории и продолжают эту увлекательную работу в научных учреждениях всего мира.

Последующее изложение представляет собой обзор последних работ по циклам ядерных реакций, генерирующих энергию при горении водорода в массивных звездах, начиная с CNO-цикла. Большинство этих работ было выполнено в Радиационной лаборатории Келлога при участии нескольких других лабораторий. В гл. 8 этой книги Кавана описывает протон-протонную цепочку реакций, а вызванные протонами реакции с более тяжелыми, чем рассмотренные в настоящей главе, элементами описаны С. А. Барнсом в рамках более поздних стадий звездного нуклеосинтеза (гл. 10).

II. CNO-ЦИКЛЫ

Последовательность реакций углеродно-азотного цикла, предложенная первоначально Бете [8] и Вейцеккером [43, 44], выглядит следующим образом:



Потеря катализаторов С или N в этом цикле через реакцию $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$ в основном восполняется в последовательности реакций $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}(\beta^+ \nu)^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$, приводящей к двойному CNO-циклу [19]. Сечения большинства реакций CNO-цикла были измерены [5, 18] вскоре после второй мировой войны, так как в то время этот цикл считался главным источником энергии Солнца. Вследствие важности CNO-цикла как главного источника энергии звезд, более массивных, чем Солнце, а также в связи с его ролью в синтезе изотопов углерода, азота и кислорода [12] в последние годы была сделана еще одна попытка уточнить наши знания о скоростях соответствующих реакций. Ниже на ряде примеров будут проиллюстрированы самые последние достижения в этом направлении.

А. Захват протона ядром ^{15}N . Чтобы прозондировать механизмы радиационного захвата, действующие в реакции $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$, она была пересмотрена в широком диапазоне энергий пучка налетающих частиц с использованием более современных детекторов гамма-излучения [33]. Данные для преобладающего перехода в основном состоянии показывают (рис. 1), что процесс захвата определяется преимущественно двумя известными резонансами $J^P = 1^-$, и поэтому экспериментальные данные были сначала проанализированы с учетом лишь этих двух резонансов. Если принять во внимание обычную зависимость от энергии частичной и полной ширины, а также учесть интерференцию между двумя резонансами, то мы приходим к штриховой кривой на рис. 1. Определяемое таким путем значение S-фактора при нулевой энергии, $S(0)$, находится в удовлетворительном согласии с данными более ранней работы [22]. Однако рассчитанный таким образом выход реакции значительно отличается от измерений в хвостах обоих резонансов. Это расхождение можно устранить, если учесть вклад в механизм радиационного захвата также и процесса прямого захвата (сплошная линия на рис. 1). В результате экстраполированное значение $S(0)$ оказывается значительно больше, чем прежде.

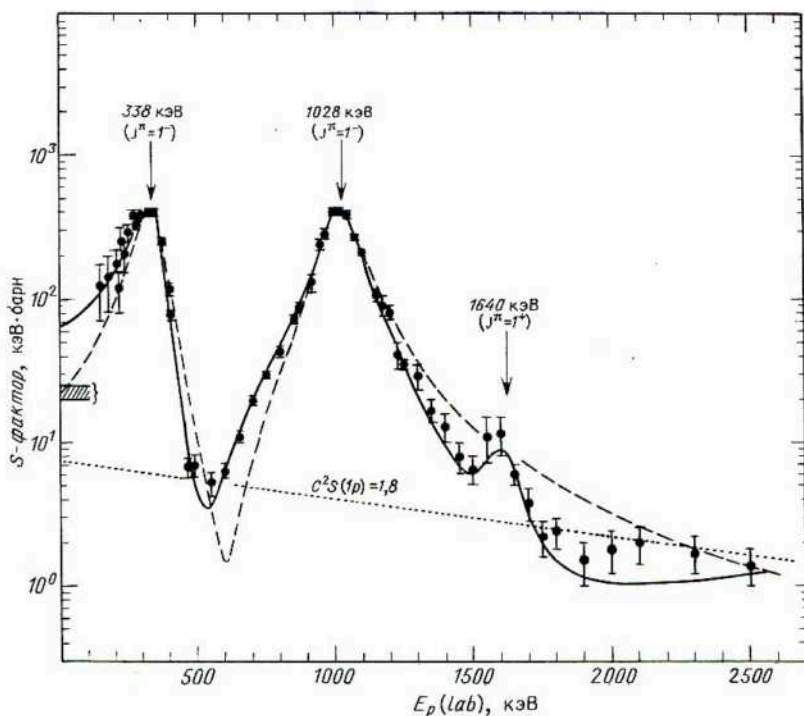
Недавние исследования реакции $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$ при низких энергиях пучка [49] подтвердили полученное ранее (в 1952 г. в работе Шардта, Фаулера и Лоритсена.—Перев.) значение $S(0)$ для этой реакции. С учетом нового значения $S(0)$ для реакции (p, γ) это приводит к тому, что каждые 880 основных CN-циклов (а не 2200, как принималось ранее) сопровождаются потерей одного ядра-катализатора в реакции $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$ [33].

Реакция $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$ является иллюстрацией к проблемам, связанным с перекрывающимися резонансами, которые могут интерферировать не только между собой, но также и с нерезонансным процессом. Интересно отметить, что для выяснения механизмов, действующих в подобных реакциях захвата, требуются измерения выходов реакции в широком и непрерывном диапазоне энергий пучка и что степень надежности экстраполяции этих данных к звездным энергиям сильно зависит от деталей, наблюдаемых в хвостах обоих резонансов $J^P = 1^-$

(рис. 1), и особенно при энергиях между резонансами. Экстраполяция одних лишь данных при самых низких энергиях с их относительно большими ошибками привела бы к большой неопределенности в $S(0)$.

Б. Тройной CNO-цикл. До недавнего времени предполагалось, что водород взаимодействует с ядром ^{17}O лишь в реакции $^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$ [9]. Справедливость этого предположения существенно зависит от принятых значений приведенных протонных ширин для двух возбужденных состояний $J^P = 1^-$ составного ядра ^{18}F при энергиях $E_x = 5604$ и 5668 кэВ вблизи пороговой энергии его протонного распада $E_x = 5610$ кэВ. Эти приведенные ширины в принципе можно определить из абсолютных сечений прямых радиационных захватов в эти состояния. Поиск таких захватов при нерезонансных энергиях в реакции $^{17}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}$ дал лишь верхние пределы для соответствующих сечений [34, 36]. Однако найденные таким путем верхние пределы для приведенных про-

рис. 1. Астрофизический S -фактор для реакции $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$. Результат аппроксимации двумя резонансами 1^- показан штриховой линией. Сплошная линия соответствует учету в описании механизма захвата протона интерференционных эффектов от процесса прямого захвата (пунктирная линия) [33]. Заштрихованная область — предыдущая работа.



тонных ширин оказались значительно ниже принимавшихся прежде значений.

В результате этих исследований было показано, что скорость реакции $^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$ должна быть по крайней мере в 60 раз ниже прежней оценки. На этом основании был сделан вывод, что при рассмотрении взаимодействия водорода с ядром ^{17}O нельзя пренебречь реакцией $^{17}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}$ [34, 36]. Если последующее взаимодействие водорода с ядром ^{18}O , образующимся путем β^+ -распада из ^{18}F , происходит преимущественно в реакции $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$ (см. следующий раздел), то CNO-цикл следует рассматривать как тройной цикл (рис. 2). Эти новые результаты не меняют существенно значение скорости освобождения энергии в CNO-цикле, но влияют на предсказываемые распространенности изотопов ^{17}O и ^{18}O . В частности, после того как исчерпаны запасы водорода, изотоп ^{17}O остается в большем количестве, чем считалось раньше, и поэтому может, вероятно, быть источником нейтронов при горении гелия в реакции $^{17}\text{O}(\alpha, n)^{20}\text{Ne}$.

В. Взаимодействие водорода с ядром ^{18}O . Чтобы обосновать упомянутую выше гипотезу о взаимодействии водорода с ядром ^{18}O , необходимо иметь сведения о двух конкурирующих реакциях — $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$ и $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$. Результаты детального исследования реакции $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$ уже опубликованы [29], завершено также исследование реакции $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$ [45]. Результирующая зависимость S -фактора от энергии для последней реакции показана на рис. 3, где указан также выход прямого радиационного захвата, измеренного вплоть до минимальных энергий $E_p = 80$ кэВ. Верхние пределы для интенсивностей резонансов при энергиях $E_R = 95$ и 23 кэВ были получены из других экспериментальных данных.

Была рассчитана зависимость отношения скоростей этих двух конкурирующих реакций от температуры звездного вещества [45]. Результаты расчета представлены на рис. 4, из которого следует, что как при низких температурах $T_9 \leq 0,02$, так и при высоких $T_9 \geq 0,7$ взаимодействие водорода с ^{18}O осуществляется почти полностью посредством реакции (p, α) . Однако при промежуточных температурах одно из ядер-катализаторов CNO-цикла теряется через реакцию $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$ в кислородной части CNO-цикла (рис. 2) на каждые 150 реакций этой части цикла, что связано со свойствами резонанса при $E_R = 151$ кэВ (рис. 3).

Если последующее взаимодействие водорода с ^{19}F будет происходить преимущественно в реакции $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ [19], то катализаторы CNO сохранятся, и тем самым будет реализована четвертая ветвь горения водорода в CNO-цикле:



С другой стороны, если нельзя пренебречь конкурирующей реакцией $^{19}\text{F}(p, \gamma)^{20}\text{Ne}$ (см., однако, [19]), то катализаторы CNO будут безвозвратно теряться в этой реакции и отдельные ветви CNO-цикла в конце

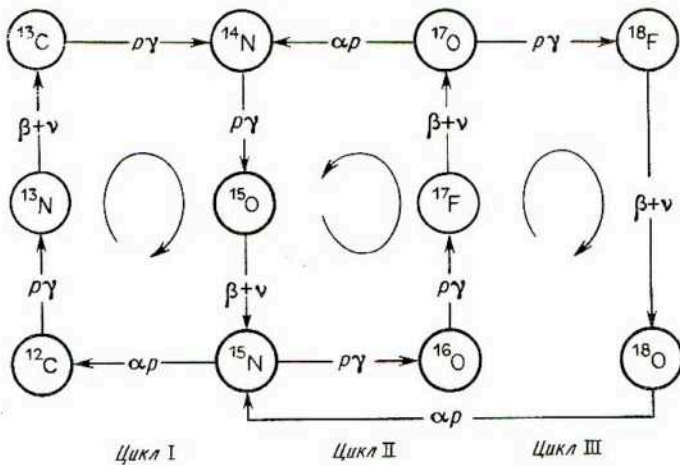
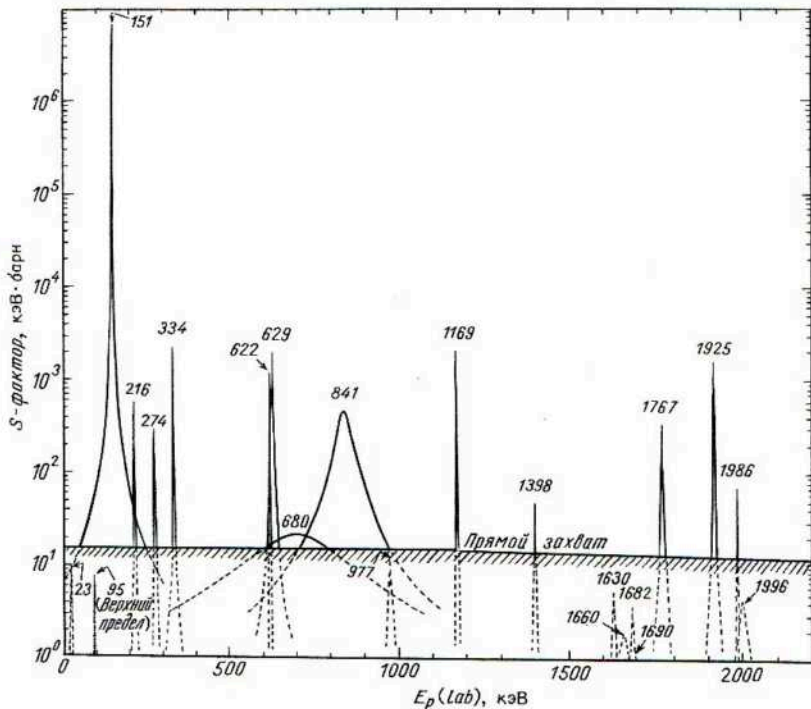


Рис. 2. Иллюстрация трех ветвей CNO-цикла, действующих при превращении водорода в гелий. Предполагается, что горение ^{18}O происходит только в реакции $^{18}\text{O} (p, \alpha) ^{15}\text{N}$ [33, 36].

Рис. 3. Астрофизический S-фактор для резонансов и процесса прямого захвата в конечные связанные состояния [45] для реакции $^{18}\text{O} (p, \gamma) ^{19}\text{F}$.



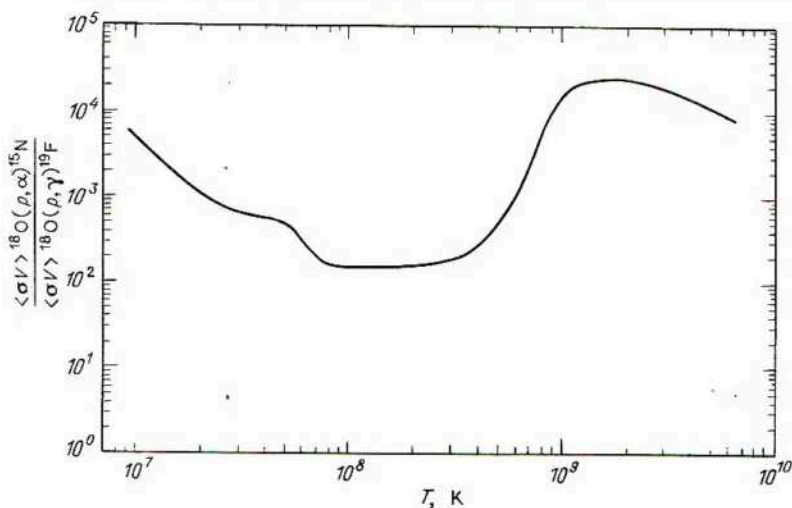


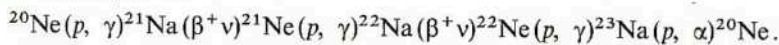
Рис. 4. Отношение скоростей реакций $^{18}\text{O}(p, \alpha) ^{15}\text{N}$ и $^{18}\text{O}(p, \gamma) ^{19}\text{F}$ в звездах как функция температуры звездного вещества [45].

концов перестанут быть источником энергии при горении водорода. Поэтому крайне желательны экспериментальные исследования обеих реакций взаимодействия ^{19}F с водородом при энергиях пучка ниже 0,25 МэВ. Такие исследования могли бы представить также интерес в связи с определением места синтеза ядра ^{19}F .

Если реакции CNO-цикла протекают достаточно быстро, например на взрывных стадиях эволюции звезд, то ядра, неустойчивые относительно β -распада, такие, как ^{13}N , не успевают распасться, будут участвовать в ядерных реакциях. В этом случае CNO-цикл, подобно многоголовой гидре, превращается в монстра, состоящего из множества переплетенных циклов [12]. Определение скоростей большого числа ядерных реакций в звездах, во многих из которых участвуют неустойчивые ядра, представляет в этом случае чрезвычайно серьезную экспериментальную задачу.

III. НЕОНОВЫЙ ЦИКЛ

В тех звездах второго поколения, в недрах которых температура T_9 превышает 0,05, начинают играть роль дополнительные циклы горения водорода, как, например, предложенный Мэрионом и Фаулером [30] неоновый цикл. Последовательность реакций этого цикла выглядит следующим образом:



Вследствие довольно высоких кулоновских барьеров в этих реакциях

неоновый цикл оказывается относительно несущественным источником энергии в звездах. Однако он имеет важное значение для нуклеосинтеза изотопов Ne и Na. Например, он может облегчить понимание аномалии Ne-E, т. е. обнаруженного в образцах метеоритного вещества [28] сильного избытка изотопа ^{22}Ne ($^{20}\text{Ne}/^{22}\text{Ne} < 1,52$). Образование как ^{21}Ne , так и ^{22}Ne представляет интерес и по другой причине, поскольку реакции (α, n) на этих ядрах в процессе последующего горения гелия в звездах могут быть источниками нейтронов, которые необходимы для синтеза более тяжелых элементов в s-процессе.

Экспериментальные данные о скоростях реакций неоновой цикла в недрах звезд появились лишь в последнее время. Исследования, проведенные в КТИ, показали, что скорость реакции $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$ в звездах достаточно велика по сравнению со скоростью конкурирующей реакции $^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$, чтобы гарантировать осуществление цикла [48]. Стали известны также некоторые данные недавних исследований реакций (p, γ) на изотопах Ne, но для окончательной оценки астрофизической значимости неоновой цикла следует подождать результатов текущих экспериментов.

А. Подпороговый резонанс при захвате протона ядром ^{20}Ne . Первая реакция неоновой цикла $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ изучалась в широком диапазоне энергий пучка [37]. Первые результаты свидетельствовали о том, что в скорость протекания этой реакции в звездах основной вклад вносят прямые захваты на возбужденные состояния, а не хвосты резонансов при более высоких энергиях (рис. 5). Однако затем было понято, что уровень 2425 кэВ (рис. 5), расположенный всего лишь на 7 кэВ ниже пороговой энергии протонного распада, мог бы вносить значительный вклад в полную скорость реакции. Прежние данные указывали, что его ширина находилась в пределах $\Gamma \approx \Gamma_\gamma = 0,7 - 3,0$ эВ, а новые исследования прямых захватов дали для приведенной протонной ширины значения $\theta_p^2(l=0) = 0,9$ [37]. Учитывая эти данные и предполагая одноуровневый профиль Брейта-Вигнера, легко рассчитать вклад высокоэнергичного хвоста подпорогового резонанса. Такие расчеты [35] показали (рис. 5), что высокоэнергичный хвост уровня 2425 кэВ будет преобладать в скорости реакции в звездах и что это должно проявиться в эксперименте при поиске перехода из возбужденного состояния 2425 кэВ в основное состояние ядра ^{21}Na при $E_p \geq 0,5$ МэВ. Единственным признаком такого перехода должна быть предсказанная характерная зависимость интенсивности γ -излучения от энергии: S-фактор должен уменьшаться с ростом энергии пучка. Результаты эксперимента подтвердили эти выводы, что видно на рис. 5, на котором аппроксимирующая зависимость (штрихпунктирная линия) была получена для резонансной γ -ширины, равной $\Gamma_\gamma = 0,31$ эВ [35]. Эти результаты иллюстрируют важность учета вкладов даже подпороговых резонансов в полные скорости реакций в звездах.

Возможность влияния на скорости ядерного горения в звездах свя-

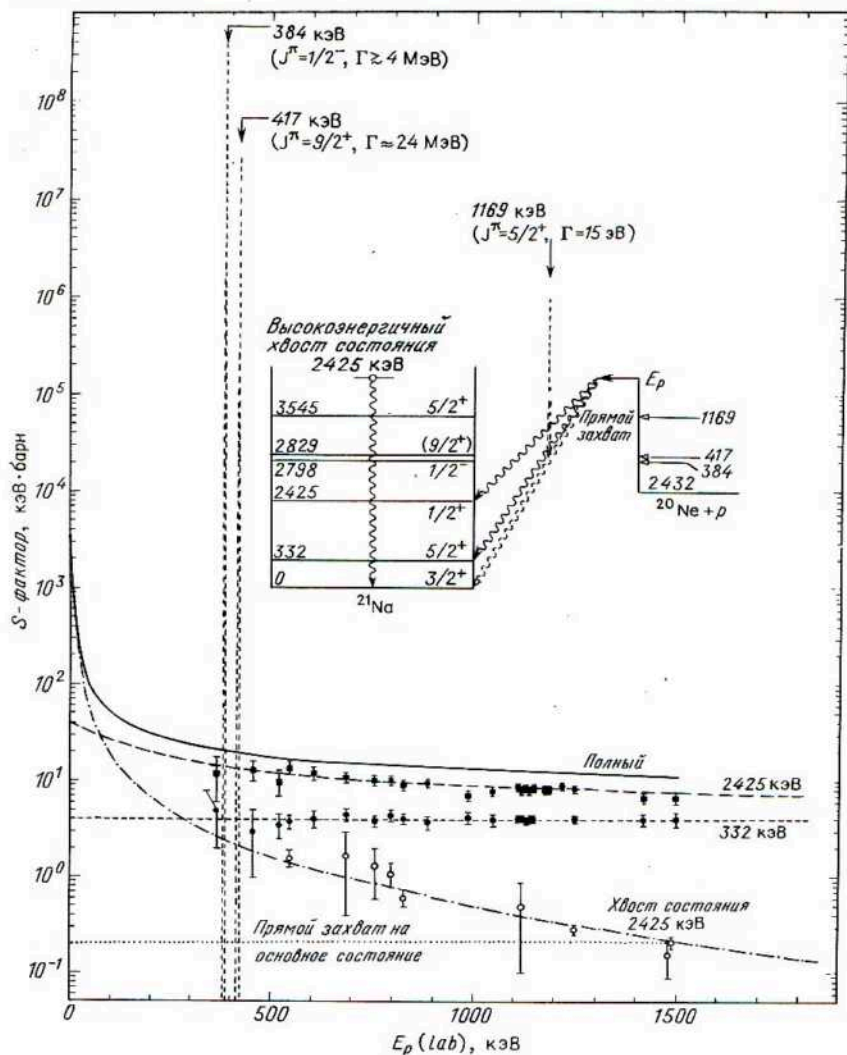


Рис. 5. S -факторы для реакции $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ [35, 37]. Штриховыми линиями, проходящими вблизи экспериментальных точек для переходов в состоянии в 332 и 2425 кэВ путем прямого захвата, показаны расчетные зависимости в случае прямых радиационных захватов. Штрихпунктирная линия дает расчетную зависимость для высокоэнергичного хвоста резонанса 2425 кэВ; этой кривой аппроксимированы экспериментальные данные с использованием свободного параметра Γ . Возможный переход путем прямого захвата в основное состояние имел бы почти такую же энергетическую зависимость, как прямой захват с переходом в состояние 332 кэВ (пунктирная линия). Для сравнения показаны также зависимости S -фактора для наблюдавшихся резонансов.

занных состояний, близких к порогам, была отмечена уже давно. Так, еще в 1957 г. Марион и Фаулер [30] сделали предварительную оценку вклада состояния 2425 кэВ в скорость реакции $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$ в звездах. Однако в то время было мало точных данных о ядерных свойствах этого состояния, и поэтому расчетная скорость реакции была довольно неопределенной. Для реакции $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ они также сообщили о том, что существует состояние составного ядра ^{15}O , близкое к порогу протонного распада. Однако в ходе последующего экспериментального изучения свойств этого состояния обнаружилось, что его влияние на полную скорость реакции в звездах пренебрежимо мало [5]. Эффекты, вызванные такими подпороговыми резонансами, были впервые обнаружены в эксперименте Дайером и Барнсом [15] при изучении реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. В этом случае расположенное на 45 кэВ ниже порога α -распада связанное состояние интерферирует с вышележащим несвязанным состоянием. Влияние подпорогового резонанса на интенсивность реакции, по-видимому, никогда ранее не наблюдалось в реакциях захвата заряженных частиц.

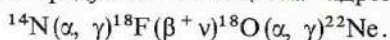
Следует подчеркнуть, что наблюдение в лаборатории высокоэнергичного хвоста связанного состояния 2425 кэВ оказалось возможным благодаря почти максимально допустимым значениям парциальных ширин, а также тому обстоятельству, что это состояние может быть образовано s -волновыми протонами. Точное положение уровня относительно порога имеет важное значение для скорости реакции в звездах, но не для лабораторных измерений (рис. 5). Что же касается момента количества движения, то если бы для образования из ^{20}Ne обсуждаемого возбужденного состояния понадобились d -волновые протоны, вклад в реакцию высокоэнергичного хвоста был бы в сто раз меньше. В этом случае подпороговое состояние не повлияло бы заметно на скорость реакции в звездах, а его высокоэнергичный хвост было бы невозможно обнаружить в эксперименте.

Б. Реакция $^{21}\text{Ne}(p, \gamma)^{22}\text{Na}$. Реакция $^{21}\text{Ne}(p, \gamma)^{22}\text{Na}$ была исследована Бергом и др. [6] при энергиях протонов между 0,40 и 1,65 МэВ, а недавно при еще более низких энергиях — вплоть до $E_p = 80$ кэВ [21]. В диапазоне энергий, перекрытом в [21], были обнаружены резонансы при энергиях 277 и 356 кэВ и получены верхние пределы величины $\omega\gamma$ для других низкоэнергичных резонансов, ожидаемых на основе данных об энергетических уровнях ^{22}Na [17]. Чтобы определить скорость реакции в звездах при низких температурах, необходимо исследовать процессы прямого захвата в связанные состояния ^{22}Na , а также в возможное резонансное состояние при $E_p = 18$ кэВ.

В. Синтез ^{22}Ne . Реакция $^{22}\text{Ne}(p, \gamma)^{23}\text{Na}$ изучалась с помощью ускорителя в Калифорнийском университете в Лос-Анджелесе. Были найдены многочисленные резонансы до минимальных энергий $E_p = 436$ кэВ [23]. Эти исследования были затем распространены на интервал энер-

гий протонов от 80 до 350 кэВ [21], в котором ожидалось восемь резонансов в соответствии с данными об энергетических уровнях ^{23}Na [17]. Однако ни один из этих предполагаемых резонансов не наблюдался [21]. С другой стороны, в соответствии со статистической теорией Хаузера-Фешбаха можно ожидать, что некоторые из этих резонансов должны вносить значительный вклад в скорости реакций в звездах. Отсюда следует вывод, что основанные на статистических моделях оценки скоростей ядерных реакций могут значительно превышать истинные скорости, особенно для таких реакций, скорость которых определяется лишь несколькими резонансами вблизи порога.

При изучении прямого захвата в реакции $^{22}\text{Ne}(p, \gamma) ^{23}\text{Na}$ [23] наблюдалось γ -излучение, соответствующее переходу путем прямого захвата в состояние $J^P = 1/2^+$ с энергией возбуждения 8822 кэВ в ядре ^{23}Na (возможный звездный резонанс при $E_p = 30$ кэВ), причем интенсивность перехода указывала на приведенную одночастичную ширину $\theta_p^2(l=0) = 0,05$. Поскольку этот резонанс имеет достаточно большую интенсивность, для широкого интервала звездных температур изотоп ^{22}Ne будет быстро разрушаться в неоновом цикле. Таким образом, если бы ^{22}Ne синтезировался только в этом цикле, вещество Солнечной системы было бы бедно изотопом ^{22}Ne . Содержание ^{22}Ne на Земле ясно показывает, что этот изотоп должен был образоваться в каком-либо другом процессе, например при взаимодействии гелия с преобладающим продуктом CNO-цикла — ядром ^{14}N в цепочке реакций



IV. Mg-Al-ЦИКЛ И НУКЛЕОСИНТЕЗ ^{26}Al

Ли и др. [25–27] показали, что некоторые включения в углистом хондрите Альенде содержат Mg в основном с нормальным изотопным отношением $^{24}\text{Mg}/^{25}\text{Mg}$, но с избытком изотопа ^{26}Mg , который коррелирует с отношением содержаний элементов Al/Mg в этих же включениях. Такая корреляция убедительно свидетельствует о том, что избыточный ^{26}Mg первоначально попал во включения в виде радиоактивного изотопа ^{26}Al (период полураспада $\tau_{1/2} = 7,2 \cdot 10^5$ лет), последующий распад которого и привел к наблюдаемому аномальному содержанию ^{26}Mg . Согласно наиболее разумной интерпретации этой аномалии, некоторое количество свежесинтезированного вещества попало в вещество Солнечной системы как раз перед началом ее конденсации. Среди гипотез о происхождении этого инородного вещества — одиночная вспышка близкой сверхновой (которая, возможно, также послужила толчком к образованию Солнечной системы), большое число вспышек сверхновых и другие астрофизические процессы, в которых синтезируется ^{26}Al . Во всех этих случаях короткий период полураспада ^{26}Al ограничивает временной интервал между синтезом этого изотопа и его попаданием во включения метеорита Альенде.

Степень достоверности указанных гипотез зависит от того, приводят ли различные сценарии к синтезу ^{26}Al в количествах, достаточных для объяснения данных по метеориту Альенде. Большинство из выполненных к настоящему времени расчетов нуклеосинтеза связывает образование ^{26}Al со взрывным горением углерода, кислорода и кремния [11, 41], взрывным горением гелия [13] и горением углерода в условиях гидростатического равновесия [1]. Общий результат этих расчетов таков: $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} < 10^{-3}$. Если измеренное отношение $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} = 5 \cdot 10^{-5}$ типично для всех включений метеорита Альенде [25–27], то теоретическое отношение $< 10^{-3}$ оставляет не очень много времени для перемешивания или разбавления ^{26}Al перед его внедрением в вещество Солнечной системы.

Малое теоретическое значение отношения $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$, получаемое для перечисленных выше стадий ядерного горения в звездах, связано прежде всего с присутствием нейтронов в окружающем веществе, которые с большой скоростью разрушают ^{26}Al в реакции $^{26}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$. По этой причине более предпочтительным выглядит синтез ^{26}Al в среде, обогащенной протонами. Действительно, последующие расчеты нуклеосинтеза ^{26}Al и установления равновесных отношений между изотопами в процессе горения водорода посредством Mg–Al-цикла привели к отношениям $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} \gtrsim 1$ при температурах $T_9 \lesssim 0,4$ в широком интервале концентраций протонов в зоне горения [2, 31, 42]. Такой высокий выход допускает гораздо более продолжительную задержку или значительно более высокую степень разбавления до попадания ^{26}Al в вещество Солнечной системы. Перспективным местом синтеза ^{26}Al выглядит также гидростатически равновесный слой горения водорода на последней стадии эволюции предсверхновой при условии, что продукты горения выбрасываются в заключительном взрыве сверхновой без значительного их изменения.

В качестве основного затравочного изотопа в рассматриваемом цикле предполагается ^{24}Mg , который восстанавливается посредством реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ (рис. 6). При температурах $T_9 \lesssim 0,4$ периоды распада всех радиоактивных изотопов малы по сравнению с характерными временами ядерного горения, за исключением основного состояния ядра ^{26}Al . Изомерное состояние $0^+ (^{26}\text{Al}^m)$ при $E_x = 228$ кэВ имеет период β -распада $\tau_{1/2} = 6,3$ с, на много порядков величины меньше периода β -распада основного состояния $5^+ (^{26}\text{Al}^0)$. Возникает вопрос: должно ли это изомерное состояние рассматриваться как отдельный вид атомных ядер в списке нуклидов, участвующих в расчетной сети реакций нуклеосинтеза, или оно приходит в состояние статистического теплового равновесия с основным состоянием? Уорд и Фаулер [42] показали, что при звездных температурах $T_9 > 1$ состояния $^{26}\text{Al}^0$ и $^{26}\text{Al}^m$ быстро приходят в равновесие и что можно с уверенностью пользоваться скоростью распада ^{26}Al , следующей из представления о тепловой равновесной смеси этих состояний. Однако при более низких температурах равновесие между этими двумя уровнями не

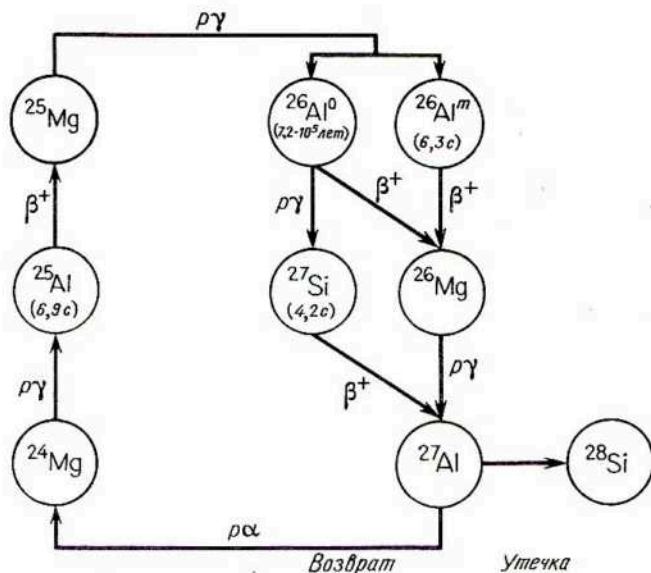
достигается, и поэтому основное состояние и изомерное состояние ^{26}Al должны рассматриваться как независимые ядерные компоненты в астрофизических условиях при $T_9 \leq 0,4$ (рис. 6).

В условиях низкотемпературного Mg–Al-цикла скорости реакций (p, γ) и (p, α) на изотопах Mg и Al в звездах (рис. 6) имеют ключевое значение как для определения отношения содержаний изотопов алюминия $^{26}\text{Al}^0/^{27}\text{Al}$, так и для синтеза изотопов Mg. Современные данные о звездных скоростях соответствующих ядерных реакций при $T_9 \leq 0,4$ ($E_p \leq 0,4$ МэВ) представлены ниже.

А. Реакция $^{24}\text{Mg}(p, \gamma)^{25}\text{Al}$. Эта реакция была подробно изучена до минимальных энергий $E_p = 0,2$ МэВ [39]. Экстраполяция ее скорости от измеренных энергий к более низким представляется надежной, так как не известны какие-либо возбужденные состояния вблизи порога протонного распада.

Б. Образование ^{26}Al в основном состоянии. В Mg–Al-цикле изотоп ^{26}Al образуется посредством реакции $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$ (рис. 6). Эта реакция может приводить к образованию ^{26}Al как в основном состоянии ($^{26}\text{Al}^0$), так и в изомерном состоянии ($^{26}\text{Al}^m$). Вследствие короткого периода полураспада $^{26}\text{Al}^m$ его синтез в протекающем при низкой температуре цикле не связан с присутствием ^{26}Al в ранней Солнечной систе-

Рис. 6. Последовательность ядерных реакций и β -распадов для низкотемпературного Mg–Al-цикла [42]. Указаны периоды полураспада всех радиоактивных изотопов. Реакция $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ приводит к утечке ядер из Mg–Al-цикла.



ме*. Поэтому необходимо знать лишь долю тех радиационных захватов, которые в конечном счете приводят к распаду в основное состояние. Основываясь на экспериментальных данных де Нейса и др. [14] ($E_p = 0,3-2,0$ МэВ), Уорд и Фаулер [42] рассчитали долю $f_0(^{26}\text{Al})$ переходов в основное состояние ^{26}Al . Результаты (сплошная линия на рис. 8) показывают, что с ростом температуры налетающие протоны звездного вещества начинают взаимодействовать с образованием резонансных состояний, которые распадаются преимущественно в изомерное состояние в отличие от наинизшего изученного в [14] резонанса при энергии 317 кэВ.

Эта реакция была изучена при еще более низких энергиях протонов: $E_p = 80-350$ кэВ [16]. Были обнаружены новые резонансы (рис. 7) при энергиях 198, 255 и 304 кэВ, причем последний из них оказался неизвестным ранее возбужденным уровнем составного ядра ^{26}Al . Рассчитанная с учетом этих данных величина $f_0(^{26}\text{Al})$ показана на рис. 8 штриховой линией. Среди этих новых наблюдавшихся в эксперименте низколежащих резонансов преобладает при низких звездных температурах резонанс с энергией 198 кэВ, что и приводит к уменьшению f_0 до $f_0(^{26}\text{Al}) = 0,68$. Поскольку наблюдаемый верхний предел для $\omega\gamma$ -силы ожидаемого при энергии 134 кэВ резонанса (рис. 7) на три порядка величины ниже его максимально возможного значения, этот резонанс не играет существенной роли в звездах при низких температурах. Однако в случае постулированного резонанса при энергии 97 кэВ наблюдаемый верхний предел для $\omega\gamma$ равен его максимально возможному значению, вследствие чего этот резонанс мог бы преобладать в скорости реакции в звездах при температурах вблизи $T_9 = 0,1$. Поскольку схема γ -распада этого резонанса не известна, величина $f_0(^{26}\text{Al})$ рассчитывалась для двух крайних случаев — при 0 и 100%-ной степени заселенности основного состояния ^{26}Al при распаде резонансного состояния [16]. Результаты расчета (пунктирные кривые на рис. 8) ясно показывают, что для уменьшения огромной неопределенности в величине $f_0(^{26}\text{Al})$ при низких температурах необходимы дополнительные экспериментальные исследования. Эти исследования должны дать информацию о числе состояний вблизи порога протонного распада (рис. 7), о схемах их γ -распадов и соответствующих значениях J^P , а также о скоростях прямых захватов в эти и связанные (т.е. лежащие ниже порога протонного распада.—*Перев.*) состояния.

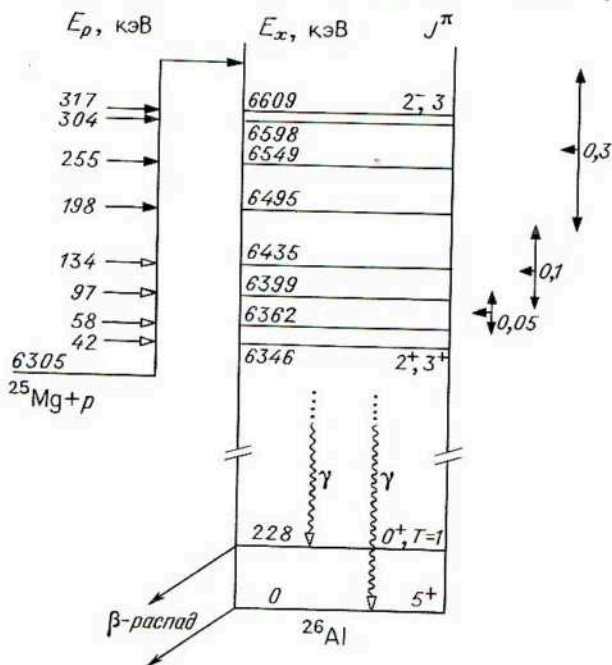
В. Реакция $^{26}\text{Mg}(p, \gamma)^{27}\text{Al}$. Эта реакция была изучена в интервале энергий $E_p = 0,29-2,6$ МэВ [17], а недавно она исследовалась при еще более низких энергиях протонов: $E_p = 80-350$ кэВ [10]. Чтобы наши знания о протекании этой реакции при низких температурах в звездах были полными, требуются новые эксперименты по примерно такой же

* Однако он играет важную роль при синтезе ^{26}Mg в Mg-Al-цикле.

программе, которая необходима для изучения реакции $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$.

Г. Разрушение ^{26}Al в его основном состоянии. Имеющиеся экспериментальные данные о структуре уровней составного ядра ^{27}Si выше порога его протонного распада [17] позволили рассчитать скорость реакции $^{26}\text{Al}(p, \gamma)^{27}\text{Si}$ в звездах на основе статистического подхода Хаузера–Фешбаха [47]. Как отмечалось выше, этот формализм может приводить к сильному завышению скоростей реакций при низких температурах [42]. Поэтому экспериментальное определение скорости реакции $^{26}\text{Al}(p, \gamma)^{27}\text{Si}$ было бы важным звеном в установлении места нуклеосинтеза ^{26}Al . В качестве первого шага к осуществлению такой экспериментальной программы необходимо изготовить мишень из ^{26}Al , используя, например, реакцию $^{26}\text{Mg}(p, n)^{26}\text{Al}$ с последующим химическим выделением ^{26}Al . При облучении мишени из 500 мг ^{26}Mg пучком протонов с энергией $E_p = 20$ МэВ и силой тока 100 мкА должно производиться 5 мкг ^{26}Al в сутки [10].

Рис. 7. Диаграмма энергетических уровней ядра ^{26}Al вблизи порога протонного распада. Резонансы наблюдались вплоть до минимальной энергии $E_p = 198$ кэВ [14], а для ожидаемых резонансов при 97 и 134 кэВ были получены верхние пределы величины $\omega\gamma$ [16]. Показаны также эффективные в астрофизических условиях интервалы энергий для различных температур в звездах T_* .

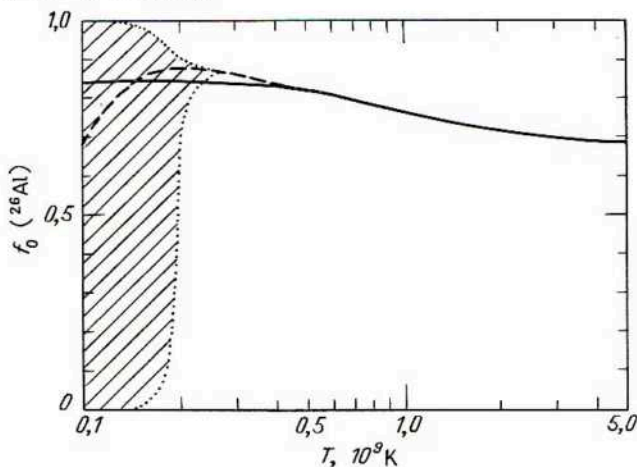


Следует подчеркнуть, что помимо астрофизического интереса скорости реакции $^{26}\text{Al}(p, \gamma)^{27}\text{Si}$, ее сравнение со скоростью реакции $^{26}\text{Mg}(p, \gamma)^{27}\text{Al}$ дало бы информацию о ядерной симметрии, полезную при разработке теоретических моделей для расчета скоростей ядерных реакций. Дело в том, что ядра-мишени в этих реакциях отличаются по изотопическому спину ($I = 1$ для ^{26}Mg и $I = 0$ для ^{26}Al), тогда как ядра-продукты являются зеркальными (их изотопический спин одинаков).

Д. Восстановление ^{24}Mg . Реакция $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ замыкает Mg–Al-цикл (рис. 6). Были найдены резонансы в этой реакции вплоть до минимальных энергий 505 кэВ, но ничего не известно о многочисленных резонансах, ожидаемых при еще более низких энергиях протонного пучка [17]. Таким образом, экспериментальное исследование этой реакции при низких энергиях было бы чрезвычайно полезным. Вследствие малого значения полных ширин этих резонансов такие исследования для межрезонансных значений энергии могли бы также дать информацию о механизме (если такой существует) прямой реакции (p, α) при энергиях ниже кулоновского барьера.

Е. Утечка из Mg–Al-цикла. Реакция $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ приводит к утечке ядер из Mg–Al-цикла (рис. 6). Свойства этой реакции хорошо известны при энергиях выше $E_p = 203$ кэВ [17]. Между порогом протонного распада и резонансом при энергии 203 кэВ ожидаются только четыре дополнительных резонанса.

Рис. 8. Температурная зависимость доли переходов f_0 (^{26}Al), приводящих к образованию ^{26}Al в основном состоянии в реакции $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$. Сплошная линия из работы [42], штриховая линия учитывает результаты наблюдений низлежащих резонансов [16]. Пунктирные линии указывают на степень неопределенности в современных данных, обусловленную ожидаемым резонансом при энергии 97 кэВ (рис. 7) [16].



V. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Рассмотренные в предыдущих разделах примеры показывают, что сечения ядерных процессов, протекающих в звездах в условиях гидростатического равновесия, очень малы при характерных для звездного вещества энергиях частиц и что их нельзя определить путем прямых лабораторных измерений с использованием самых современных методов. Обычно применяемая процедура [38] состоит в том, что ядерные реакции изучаются в широком интервале энергий пучка, начиная от самых малых доступных для практического исследования до более высоких энергий. Сечения реакций при столь низких энергиях относятся к наименьшим из измеряемых в лаборатории, и для их определения часто требуются большое время интегрирования и особые усилия, направленные на снижение фона. Полученные данные затем экстраполируют к области звездных энергий, руководствуясь теоретическими соображениями. Однако экстраполированные таким образом скорости реакций представляют собой лишь нижние пределы. Резонансы при низких энергиях вблизи порога распада ядра-продукта на исходные частицы могут значительно увеличить экстраполированную скорость реакции. Такие резонансы невозможно детектировать в прямых лабораторных измерениях, потому что выходы реакций очень малы.

При поисках таких потенциальных звездных резонансов возбужденные уровни составного ядра вблизи порога частичного распада должны изучаться с помощью других реакций. Необходимо исследовать несколько ядерных реакций, чтобы избежать смещенной или неполной выборки этих уровней составного ядра. В подобных исследованиях используются стандартные методы ядерной спектроскопии для установления числа уровней, их схем γ -распада, определений величины J^P и частичных ширин. Если эта информация известна из эксперимента, то вклад резонансов в звездные скорости реакций может быть рассчитан вполне надежно (п. III.A).

Следует подчеркнуть, что процесс прямого радиационного захвата является мощным инструментом в этих исследованиях [32]. Для реакций захвата процесс прямого захвата с переходом в конечные связанные состояния часто вносит важный вклад в скорости реакций в звездах, особенно если число резонансов невелико. Наблюдения обусловленных прямым захватом переходов в состояния вблизи частичного порога также дают информацию (или пределы) для соответствующих приведенных ширин, связанных с испусканием частиц, которые имеют решающее значение для расчета полных скоростей реакций в звездах. Для пороговых состояний с высокими орбитальными моментами ($l > 3$) ожидаемые сечения прямого захвата довольно малы (даже в случае максимальных приведенных ширин, связанных с испусканием частиц), и поэтому приведенные ширины этих состояний трудно определить в эксперименте. Однако вследствие больших центробежных барьеров влияние таких состояний на полные скорости реакций в звездах часто незначительно.

Из рассмотренных здесь нескольких примеров с очевидностью следует, что в целом предстоит еще много работы по исследованию гидростатически равновесного горения устойчивых изотопов в звездах. В случае неустойчивых изотопов экспериментальные сведения о скоростях соответствующих ядерных реакций практически отсутствуют. За исключением реакции (p, γ) на ${}^7\text{Be}$ ($\tau_{1/2} = 55$ сут) [24, 46], в этой области пока не было выполнено никаких других исследований. Ясно, что для определения скоростей реакций с участием неустойчивых изотопов должны быть разработаны новые экспериментальные методы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Arnett W.D., Wefel J.P. *Astrophys. J. Letters*, **224**, L139, 1978.
2. Arnould M., Hillebrandt W., Thielemann F.K. Preprint MPI-PAE Munich: Max-Planck-Institut, 1978, p. 157.
3. Atkinson R.d'E., Houtermans F.G. *Z. Phys.*, **54**, 656, 1929.
4. Atkinson R.d'E., Houtermans F.G. *Astrophys. J.*, **73**, 250, 308, 1931.
5. Barnes C.A. *Adv. Nucl. Phys.*, **4**, 133, 1971.
6. Berg H.L., Hietzke W., Rolfs C., Winkler H. *Nucl. Phys. A*, **276**, 168, 1977.
7. Bethe H.A., Critchfield C.L. *Phys. Rev.*, **54**, 248, 1938.
8. Bethe H.A. *Phys. Rev.*, **55**, 103, 434, 1939.
9. Brown R.E. *Phys. Rev.*, **125**, 347, 1962.
10. Buchmann L. Diplomarbeit, University of Münster, West Germany, 1980.
11. Cameron A.G.W., Truran J.W. *Icarus*, **30**, 447, 1977.
12. Caughlan G.R. In *CNO Isotopes in Astrophysics*, Reidel, Netherlands, 1977, p. 121.
13. Chance E.M., Harris M.J. *Astron. Astrophys.*, **74**, 247, 1979.
14. De Neijis E.O., Myer M.A., Reinecke J.P.L., Reitmann D. *Nucl. Phys. A*, **230**, 490, 1974.
15. Dyer P., Barnes C.A. *Nucl. Phys. A*, **233**, 495, 1974.
16. Elix K., Becker H.W., Buchmann L., Görres J., Kettner K.U., Wiescher M., Rolfs C. *Z. Phys.*, **A293**, 261, 1979.
17. Endt P.M., van der Leun C. *Nucl. Phys. A*, **310**, 1, 1978.
18. Fowler W.A. *New Uses of Low Energy Accelerators*, Washington, D.C.: National Academy of Science, 1968.
19. Fowler W.A., Caughlan G.R., Zimmerman B.A. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **13**, 69, 1975.
20. Gamow G. *Z. Phys.*, **52**, 510, 1928.
21. Görres J. Diplomarbeit, University of Münster, West Germany, 1978.
22. Hebbard D.F. *Nucl. Phys.*, **15**, 289, 1960.
23. Hietzke W.H. Ph. D. thesis, California State University, Los Angeles, 1975.
24. Kavanagh R.W., Tombrello T.A., Mosher J.M., Goosman D.R. *Bull. Am. Phys. Soc.*, **14**, 1209, 1969.
25. Lee T., Papanastassiou D.A., Wasserburg G.J. *Astrophys. J. Letters*, **211**, L107, 1977.
26. Lee T., Papanastassiou D.A., Wasserburg G.J. *Geochim. Cosmochim. Acta*, **41**, 1473, 1977.
27. Lee T., Papanastassiou D.A., Wasserburg G.J. *Astrophys. J. Letters*, **220**, L21, 1978.
28. Lee T. *Rev. Geophys. Space Sci.*, **17**, 1591, 1979.
29. Lorenz-Wirzba H., Schmalbrock P., Tautvetter H.P., Wiescher M., Rolfs C. *Nucl. Phys. A*, **313**, 346, 1978.
30. Marion J.B., Fowler W.A. *Astrophys. J.*, **125**, 221, 1957.
31. Norgaard H. *Astrophys. J.*, **236**, 895, 1980.

32. Rolfs C. Nucl. Phys. A, **217**, 29, 1973.
33. Rolfs C., Rodney W.S. Nucl. Phys. A, **235**, 450, 1974.
34. Rolfs C., Rodney W.S. Astrophys. J. Letters, **194**, L63, 1974.
35. Rolfs C., Winkler H. Phys. Letters B, **52**, 317, 1974.
36. Rolfs C., Rodney W.S. Nucl. Phys. A, **250**, 295, 1975.
37. Rolfs C., Rodney W.S., Shapiro M.H., Winkler H. Nucl. Phys. A, **241**, 460, 1975.
38. Rolfs C., Trautvetter H.P. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **28**, 115, 1978.
39. Trautvetter H.P., Rolfs C. Nucl. Phys. A, **242**, 519, 1975.
40. Trautvetter H.P., Wiescher M., Kettner K.U., Rolfs C., Hammer J.W. Nucl. Phys. A, **297**, 489, 1978.
41. Truran J.W., Cameron A.G.W. Astrophys. J., **219**, 226, 1978.
42. Ward R.A., Fowler W.A. Astrophys. J., **238**, 266, 1980.
43. Weizsäcker C.F. von Z. Phys., **38**, 176, 1937.
44. Weizsäcker C.F. von Z. Phys., **39**, 633, 1939.
45. Wiescher M. Ph. D. thesis, University of Münster, West Germany, 1980.
46. Wiezorek C., Kräwinkel H., Santo R., Wallek L. Z. Phys., **A282**, 121, 1977.
47. Woosley S.E., Fowler W.A., Holmes J.A., Zimmerman B.A. Preprint OAP-422, California Institute of Technology, Pasadena, 1975.
48. Zyskind J., Rios M., Rolfs C. Astrophys. J. Letters, **243**, L53; **245**, L97 (erratum), 1981.
49. Zyskind J., Parker P. Nucl. Phys. A, **320**, 404, 1979.

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В СИЛЬНО ПРОЭВОЛЮЦИОНИРОВАВШИХ ЗВЕЗДАХ

С. А. Барнс

I. ВВЕДЕНИЕ

Крупномасштабные особенности кривой естественной распространенности атомных ядер в виде зависимости их содержаний от атомной массы, приведенной в гл. 3 (рис. 2), наводят на мысль, что наиболее вероятным источником большинства ядер являются последовательности более или менее дискретных процессов, протекающих в недрах звезд, т.е. отдельных групп ядерных реакций. С учетом современных данных эти процессы, перечисленные Бербиджами, Фаулером и Хойлом в 1957 г. [15], называются теперь следующим образом: водородное, гелиевое, углеродное, неоновое, кислородное и кремниевое горение, а также *s*-, *r*-, *p*- и *l*-процессы.

При горении водорода происходит слияние четырех протонов с образованием ядра ${}^4\text{He}$; этот процесс осуществляется либо в протон-протонной цепочке реакций (гл. 8), либо в циклах ядерных реакций с участием углерода, азота и кислорода (возможно, также и более тяжелых ядер) в качестве катализаторов (гл. 9). Подавляющее количество энергии, требуемой для поддержания огромной светимости звезд в течение большей части их жизни, обеспечивается процессом синтеза гелия из водорода, который протекает сначала в центральных ядрах звезд, а затем в относительно тонких сферических слоях, окружающих гелиевые ядра, т.е. области вблизи центра звезды, заполненные «золотом», оставшейся от горения водорода.

Когда вследствие сжатия под действием собственной гравитации гелиевое ядро проэволюционировавшей звезды становится достаточно горячим и плотным, в нем начинается горение гелия. При этом происходит слияние ядер гелия и образуются углерод и кислород. Затем в зависимости от массы звезда либо полностью разрушится при взрывообразном загорании углерода в условиях сильного вырождения звездного вещества, либо начнется горение углерода в гидростатически равновесном режиме, когда сила тяжести в точности уравновешивается тепловым давлением. Если звезда «переживет» горение углерода, то затем в ее эволюции может быть короткая стадия, в которой образовавшийся при горении углерода неон подвергается фотодиссоциации на компоненты ${}^{16}\text{O} + {}^4\text{He}$. Освобождающиеся таким путем α -частицы могут соединяться с недиссоциировавшими ядрами неона и образовывать ${}^{24}\text{Mg}$. Если до этого момента сохранится какое-либо количество углеро-

да, то он полностью перерабатывается в кислород. В результате такого процесса, называемого теперь горением неона, у звезды появляется центральное ядро, состоящее в основном из ^{16}O и ^{24}Mg .

В ходе дальнейшего сжатия температура ядра звезды повышается до тех пор, пока не начнется слияние ядер кислорода с выделением α -частиц, протонов и нейтронов, которые участвуют в образовании целого ряда элементов примерно от ^{28}Si до Sc.

Эти последовательные эволюционные стадии звезды сменяют друг друга через все уменьшающиеся промежутки времени, и стадия горения кислорода, возможно, сливается со следующей эволюционной стадией горения кремния, которое протекает при температурах несколько миллиардов кельвинов за очень короткое время. В результате фотодиссоциации от атомных ядер отделяются α -частицы, протоны и нейтроны и становится возможным образование целого ряда элементов вплоть до элементов, лежащих слегка позади железного пика на кривой распространенности.

В районе железа энергия связи на нуклон достигает максимума, и поэтому на фоторасщепление ядер элементов, лежащих за железным пиком, требуется затратить больше энергии, чем выделится при добавлении нуклонов к ядрам. По этой причине, а также вследствие значительного увеличения кулоновских барьеров с возрастанием Z нуклеосинтез с участием заряженных частиц должен в основном закончиться на стадии эволюции звезды, которая соответствует образованию элементов вблизи железного пика. Элементы тяжелее железа преимущественно должны быть продуктами нуклеосинтеза при захвате нейтронов.

В отсутствие дальнейших источников ядерной энергии, которые необходимы для создания теплового давления, препятствующего сжатию ядра звезды под действием гравитации, ядро должно неизбежно коллапсировать (гл. 20). Коллапс ядра звезды, по-видимому, сопровождается сильным гидродинамическим «отскоком», в результате которого во внешние области звезды распространяется ударная волна, поджигающая несгоревшее ядерное топливо и выбрасывающая большую часть массы звезды в межзвездное пространство в виде гигантского взрыва — вспышки сверхновой звезды. Большие усилия были затрачены на расчеты нуклеосинтеза как на стадии предсверхновой, так и сверхновой (см., например, [106] и гл. 17 настоящей книги).

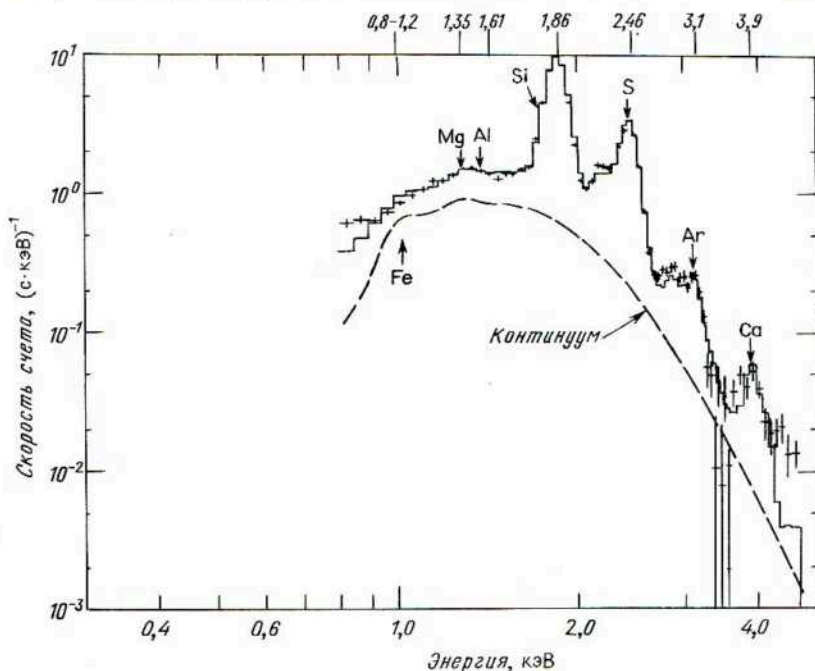
Новое замечательное подтверждение правильности самой основы такого представления об эволюции звезд дали недавние исследования оптических волокон в Cas A — остатке сверхновой, вспыхнувшей 300 лет назад. В этих волокнах обнаружен значительный избыток серы, аргона и кальция по отношению к более легким элементам — именно такой химический состав ожидается в той части звезды, которая прошла через стадию горения кислорода [19, 20] (см. также [53]). На рис. 1 показан рентгеновский спектр остатка сверхновой Тихо, вспыхнувшей в 1572 г., для которого характерно значительное усиление линий кремния, серы,

аргона и кальция [12] (см. также работу [45] о рентгеновском спектре Cas A). Эти объекты, возможно, взорвались еще до образования в них железа, но не исключено, что железо «скрывается» в пока еще непрозрачных частях туманности или в компактном остатке.

Перечисленные выше *s*-, *r*-, *p*- и *l*-процессы — это соответственно захват нейтронов с большим (*slow* — медленный) и коротким (*rapid* — быстрый) характерным временем, образование редких богатых протонами (*proton*) тяжелых ядер в основном в реакции (γ, n) с некоторыми модификациями за счет реакций (γ, p) и (γ, α) и, наконец, образование очень легких (*light*) ядер Li, Be и B, которые легче разрушаются, чем образуются в термоядерных реакциях. Вероятнее всего, эти легкие ядра образуются в реакциях скалывания более распространенных ядер, таких, как углерод, азот и кислород, однако место протекания этого процесса пока еще установлено не достаточно надежно (гл. 16).

Уильям Фаулер (для большинства из нас просто Вилли) многие десятилетия играл ведущую роль в разработке и выяснении описанной выше удивительной картины нуклеосинтеза. Хотя многие фрагменты этой картины еще не закончены, а некоторые, вероятно, даже неверны, в основных чертах она столь убедительна, что, несомненно, будет

Рис. 1. Рентгеновские наблюдения на спутнике «Эйнштейн» остатка сверхновой Тихо (1572 г.), демонстрирующие большой избыток Si, S, Ar и Ca [12].



и впоследствии оставаться частью накапливающегося запаса знаний о Вселенной. Фаулер был не только одним из творцов этой величественной картины нуклеосинтеза и источника звездной энергии, но долгое время он был также ярким сторонником и главным участником работ по определению скоростей наиболее важных для астрофизики ядерных реакций. Он оперативно перерабатывал поступающие из лабораторий всего мира экспериментальные данные к виду, пригодному для использования астрофизиками во всем мире, и в то же время ему удавалось убеждать своих коллег-экспериментаторов в особой ценности проводимой ими тщательной, иногда даже героической работы в лаборатории ядерной физики. Вряд ли кто-либо усомнится в том, что довольно солидной подборкой точных скоростей астрофизических ядерных реакций более всего мы обязаны Фаулеру.

Эта глава будет в основном посвящена лабораторным определениям скоростей тех ядерных реакций, которые важны для гелиевого, углеродного, неоновомго, кислородного и кремниевомго горений. Многие связанные с этой проблемой вопросы до некоторой степени освещены в хорошо известных обзорах Фаулера и др. [33, 34], а также в обзорах [8, 9, 22, 83, 100].

II. ГОРЕНИЕ ГЕЛИЯ

А. Реакции с участием α -частиц в астрофизике. Как отмечалось выше, после истощения запасов водорода в ядре звезды он продолжает гореть в слое, который окружает это ядро, состоящее в основном из гелия. Если в веществе, из которого сконденсировалась звезда, присутствовали углерод, азот или кислород, то в процессе последующего горения водорода почти весь углерод и кислород перерабатываются в азот (см. гл. 9), и поэтому в ядре звезды, помимо гелия, будет содержаться также 1–2% (по массе) азота.

По мере того как водород продолжает гореть в слое, масса гелиевого ядра увеличивается и оно, постепенно сжимаясь, становится плотнее и горячее. Оболочка звезды, напротив, расширяется, приспособляясь к увеличивающейся светимости (выходу энергии) звезды, и ее расширение оказывается столь сильным, что температура поверхности звезды даже падает. Такие звезды известны, это красные гиганты.

В конце концов гелиевое ядро становится достаточно горячим ($\sim 1,5 \cdot 10^8$ К) и плотным ($\sim 5 \cdot 10^4$ г/см³) для того, чтобы началось слияние ядер гелия с образованием ^{12}C ; этот процесс обычно называется тройной α -реакцией (3α -реакцией). В свою очередь ^{12}C может захватить α -частицу и превратиться в ^{16}O . Казалось бы, разумно предположить, что радиационные захваты α -частиц продолжаютс я и дальше: $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$, $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$ и т. д., однако характерное время захвата α -частиц ядром ^{16}O оказывается очень большим, за исключением очень массивных звезд и очень высоких температур. Таким образом, гелий преобразуется преимущественно в ^{12}C и ^{16}O в относительных количе-

ствах, зависящих от соотношения между сечениями 3α -реакции и реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$.

Присутствующий в ядре звезды ^{14}N активно реагирует с He и образует ^{18}F , который после позитронного распада переходит в ^{18}O . Следует ожидать, что будут протекать также либо реакция $^{18}\text{O}(\alpha, n)^{21}\text{Ne}$, либо в зависимости от температуры реакция $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$, причем при более высоких температурах первая из этих реакций предпочтительнее. Реакции $^{18}\text{O}(\alpha, n)$, $^{21}\text{Ne}(\alpha, n)$, $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)$ и $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$ являются потенциальными источниками нейтронов для нуклеосинтеза в s -процессе, причем многие «конструкторы» звездных моделей отдают предпочтение реакции $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)$.

Однако некоторые специалисты по ядерной астрофизике в качестве главного источника нейтронов для s -процесса предпочитают реакцию $^{13}\text{C}(\alpha, n)$. В этом случае серьезная проблема связана с тем, что нейтроны захватываются присутствующим в звездном веществе изотопом ^{14}N , запасы которого еще не успели истощиться в реакциях с гелием (сечение этой реакции очень велико), а получить ^{13}C , не произведя значительно большего количества ^{14}N , нелегко, как мы видели при обсуждении горения водорода в CNO-цикле. В п. IIЕ рассматривается способ преодоления этой трудности.

Б. Тройная α -реакция. Определение скорости 3α -реакции — прекрасный пример своего рода косвенного ядерно-физического экспериментирования, которое иногда необходимо для получения важных для астрофизики результатов. Из структуры энергетических уровней ядра ^{12}C (рис. 2) видно, что энергия системы $^8\text{Be} + \alpha$ располагается чуть ниже второго возбужденного состояния ^{12}C , спин и четность которого 0^+ , т.е. значения, подходящие для его образования в резонансной реакции $^8\text{Be} + \alpha$. Еще до экспериментального обнаружения возбужденного состояния ядра ^{12}C вблизи 7,6 МэВ Хойл показал [47] из чисто астрофизических соображений, что для образования в процессе горения гелия достаточного количества ^{12}C должно существовать возбужденное состояние ядра ^{12}C вблизи порога его распада на $\alpha + ^8\text{Be}$. Затем было показано [23], что спин и четность этого состояния равны 0^+ .

Поскольку радиационная ширина состояния 7,6 МэВ значительно меньше его α -ширины, а также α -ширины основного состояния ядра ^8Be , то радиационный распад состояния 7,6 МэВ не приводит к сильному нарушению его теплового равновесия с гелием. Поэтому равновесную концентрацию ядер ^{12}C во втором возбужденном состоянии с достаточной точностью можно определить методами статистической физики

$$n(^{12}\text{C}^{**}) (2\pi\hbar^2/M_{12}^{**} kT)^{3/2} = n^3(^4\text{He}) (2\pi\hbar^2/M_4 kT)^{9/2} \exp(-Q/kT), \quad (1)$$

где $n(^{12}\text{C}^{**})$ и $n(^4\text{He})$ — число ядер ^{12}C во втором возбужденном состоянии и ядер ^4He соответственно в единице объема; M_{12}^{**} и M_4 — массы $^{12}\text{C}^{**}$ и ^4He и $Q = (M_{12}^{**} - 3M_4)c^2$. Поскольку $M_{12}^{**} \approx 3M_4$, с достаточ-

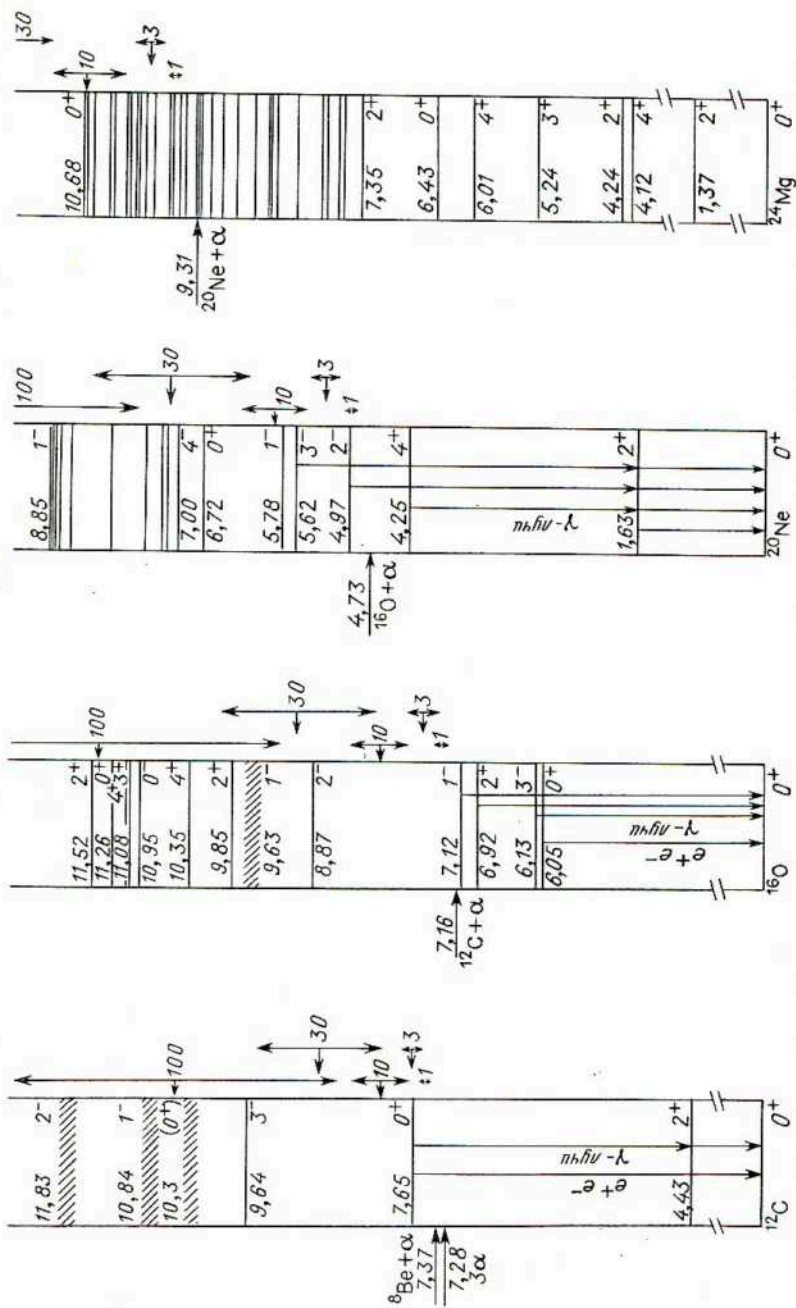


Рис. 2. Энергетические уровни ядер ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne и ^{24}Mg . Показаны пороги испускания α -частиц и интервалы наиболее эффективных энергий для температур от $1 \cdot 10^8$ до $100 \cdot 10^8$ К. Использованы данные из подборок Ф. Айзенберг-Зелюва, а также Р. М. Эндла и С. ван дер Лейна.

ной точностью

$$n(^{12}\text{C}^{**}) = n^3(^4\text{He}) 3^{3/2} (2\pi\hbar^2/M_4 kT)^3 \exp(-Q/kT). \quad (2)$$

Скорость 3α -реакции пропорциональна величине

$$n(^{12}\text{C}^{**})(\Gamma_{\text{rad}}/\hbar), \quad (3)$$

где $\Gamma_{\text{rad}} = \Gamma_{\text{pair}} + \Gamma_{\gamma}$. Значение Γ_{rad} было определено экспериментально как произведение трех раздельно измеряемых величин

$$\Gamma_{\text{rad}} = (\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma)(\Gamma_{\text{pair}}/\Gamma)^{-1}\Gamma_{\text{pair}}, \quad (4)$$

значения которых приведены в табл. 1. Принятое Альбургером [2] на основе этих данных значение Γ_{rad} составляет $(3,67 \pm 0,46) \cdot 10^{-3}$ эВ с ошибкой около 13%.

Другой необходимой для определения скорости 3α -реакции величиной является Q . Было осуществлено несколько точных ее определений путем измерения энергии возбуждения второго уровня ядра ^{12}C и использования таблицы атомных масс для нахождения разности масс между основным состоянием ^{12}C и тремя атомами ^4He . Приведенное в табл. 2 взвешенное среднее этих измерений составляет $(7654,07 \pm 0,19)$ кэВ для энергии возбуждения состояния $^{12}\text{C}^{**}$ и $(379,38 \pm 0,20)$ кэВ для величины Q . Путем введения ядер ^{12}B в твердотельный счетчик Барнс и Николс [10] осуществили прямое определение Q , не зависящее от точности значений атомных масс. Около 1,5% всех β -распадов ядра ^{12}B приводит ко второму возбужденному состоянию ядра ^{12}C , которое в свою очередь распадается в основном с испусканием трех α -частиц. Измерение полной энергии этих трех появляющихся одновременно α -частиц и дает прямое значение Q . Полученный таким способом результат $Q = (379,6 \pm 2,0)$ кэВ хорошо согласуется с взвешенным средним других измерений, хотя имеет более низкую оцениваемую точность. Погрешность в значении Q теперь настолько мала, что соответствующую

Таблица 1

ИЗМЕРЕНИЯ Γ_{rad} ДЛЯ $^{12}\text{C}^{**}$

Величина	Значение, эВ	Ссылки
Γ_{pair}	$(6,05 \pm 3,9) \cdot 10^{-5}$	[26, 91, 92]
$\Gamma_{\text{pair}}/\Gamma$	$(6,8 \pm 0,7) \cdot 10^{-6}$	[2, 74, 79]
$\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma$	$(3,3 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}$	[1]
$\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma$	$(2,82 \pm 0,29) \cdot 10^{-4}$	[87]
$\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma$	$(3,5 \pm 1,2) \cdot 10^{-4}$	[37]
$\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma$	$(4,20 \pm 0,22) \cdot 10^{-4}$	[17]
$\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma$	$(4,30 \pm 0,22) \cdot 10^{-4}$	[30]
$\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma$	$(4,15 \pm 0,34) \cdot 10^{-4}$	[59]
$\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma$	$(4,13 \pm 0,11) \cdot 10^{-4}$	[64]

Таблица 2

ИЗМЕРЕНИЯ $Q(^{12}\text{C}^{**}-^3\text{He})$		
Реакция	Энергия возбуждения, кэВ	Ссылки
$^{12}\text{C}(p,p')^{12}\text{C}^{**}$	$E_{\text{exc}} = (7656,2 \pm 2,1)$	[6]
$^{12}\text{C}(p,p')^{12}\text{C}^{**}$	$E_{\text{exc}} = (7655,9 \pm 2,5)$	[90]
$^{15}\text{N}(p,\alpha)^{12}\text{C}^{**}$	$E_{\text{exc}} = (7654,2 \pm 1,6)$	[57]
$^{12}\text{C}(p,p')^{12}\text{C}^{**}$	$E_{\text{exc}} = (7655,2 \pm 1,1)$	[50]
$^{12}\text{C}(p,p')^{12}\text{C}^{**}$	$E_{\text{exc}} = (7654,00 \pm 0,20)$	[73]
Взвешенное среднее	$E_{\text{exc}} = (7654,07 \pm 0,19)$	
Выведенное значение	$Q = (379,38 \pm 0,20)$	
Реакция	Значение Q (при прямом измерении)	Ссылка
$^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C}^{**} \rightarrow 3\alpha$	$Q = (379,6 \pm 2,0)$ кэВ	[10]

щая ей неопределенность скорости 3α -реакции составляет всего около 1% при $T = 2 \cdot 10^8$ К, и это несмотря на то, что Q входит в скорость реакции под знаком экспоненты. Таким образом, получается удивительный результат: скорость 3α -реакции, которую, по-видимому, невозможно определить путем прямых измерений в лаборатории, тем не менее принимается известной с точностью лучше 15%, по крайней мере для области энергий α -частиц, где справедливо выражение (3).

В. Реакция $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. Как уже упоминалось, относительные количества углерода и кислорода, образующиеся в процессе горения гелия, в значительной степени определяются 3α -реакцией и реакцией $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. К сожалению, до сих пор имеются значительные неопределенности в скорости последней из этих реакций.

На рис. 2 видно, что имеется состояние 1^- ядра ^{16}O , расположенное всего на 45 кэВ ниже порога распада ^{16}O на $^{12}\text{C} + \alpha$. Это подпороговое состояние, вероятно, вносит преобладающий вклад в сечение реакции при энергиях около 300 кэВ, т.е. при наиболее эффективных энергиях, соответствующих горению гелия в звездах. Чтобы определить приведенную α -ширину подпорогового состояния, Дайер и Барнс [31] измерили сечение реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ вплоть до наименьшей энергии в системе центра масс $E_{\text{cm}} = 1,4$ МэВ, при которой был четко виден усиливающий эффект интерференции между упомянутым подпороговым состоянием и резонансом при $E_{\text{cm}} = 2,4$ МэВ.

Для извлечения из этих данных приведенной α -ширины подпорогового состояния с энергией 7,1 МэВ (его γ -ширина известна из резонансного γ -рассеяния) были использованы различные модели механизма реакции: R -матричная модель, включающая два состояния 1^- с энергиями 7,1 и 9,6 МэВ, а также фиктивное состояние 1^- с более высокой энергией для описания фона [31, 107]; K -матричная модель [49]

и «гибридная» модель, объединяющая свойства R -матричной и потенциальной моделей [55]. Для S -фактора реакции, определяемого формулой $S = E\sigma \exp(2\pi Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v)$, гибридная модель дает значение $0,08 (+0,05, -0,04)$ МэВ·барн. Другие модели приводят к значениям, которые согласуются с этим результатом в пределах ошибок, хотя и имеют большую погрешность в связи с тем, что требуют определения дополнительного параметра из входных данных реакций $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ и $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$. Недавно гибридная модель была пересмотрена (гл. 11) и получены результаты, согласующиеся с приведенными выше.

Кроме относительно большой ошибки в результатах, которая обусловлена ограниченной точностью исходных данных, имеются и другие причины для беспокойства. Так, при измерениях параметров реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)$ Дайер и Барнс наблюдали наряду с преобладающим электрическим дипольным ($E1$) излучением также и электрическое квадрупольное ($E2$) излучение. Согласно проявляющейся в измерениях общей тенденции и теоретическим расчетам [99], основывающимся на предположении о прямом радиационном захвате, квадрупольное излучение должно быть несущественным при звездных энергиях. Однако дополнительный вклад в квадрупольное излучение при звездных энергиях может быть обусловлен хвостом подпорогового состояния 2^+ ядра ^{16}O с энергией возбуждения $6,9$ МэВ при условии, что это состояние имеет большую приведенную α -ширину. Лучшая оценка интенсивности такого вклада в квадрупольное излучение показывает, что при звездных энергиях оно не должно превышать примерно 50% дипольного излучения.

Были предприняты попытки определить безразмерную приведенную α -ширину θ_α^2 подпороговых состояний с помощью так называемых реакций передачи α -частиц, таких, как $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}$ и $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$. Результаты этих измерений попадают в интервал от $0,03$ вплоть до значений, близких к 1 (см., например, [11, 76]). Часть этого разброса, без сомнения, отражает различие в выборе значений других параметров задачи, которые сильно влияют на θ_α^2 , но слабо изменяют величины $\sigma(E)$ и $S(E)$. По-видимому, следует приводить значения именно S -факторов, так как их связь с сечением не зависит от используемой модели. Однако остается несколько неясным вопрос о том, как преобразовывать спектроскопические показатели, полученные из одноуровневого анализа упомянутых реакций передачи, в параметры многоуровневой R -матричной модели, такие, как безразмерные приведенные ширины.

Только более полные и более точные измерения могут существенно уменьшить статистические ошибки получаемых результатов и неопределенности в модели изучаемой реакции. Угловые распределения в более широком интервале энергий, по-видимому, могли бы помочь в понимании того, насколько важны эффекты квадрупольных переходов, проявляющиеся в интерференции с прямым радиационным захватом или, возможно, с хвостами более высоких резонансов.

Предварительные результаты, полученные в Мюнстере (ФРГ) для сечения $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, согласуются [80] с результатами Барнса и Дайера.

Г. Реакции $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)$ и $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)$. В ядре ^{20}Ne не известен уровень энергии, близкий к порогу распада на $^{16}\text{O} + \alpha$, причем такой, который мог бы при характерных для гелиевого горения температурах служить резонансом в реакции $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$. На рис. 2 видно, что единственный уровень с энергией 4,97 МэВ, расположенный вблизи эффективного интервала звездных энергий, имеет спин и четность 2^- — комбинацию, которую невозможно получить из $^{16}\text{O} + \alpha$. В результате при температурах ниже $3,5 \cdot 10^8$ К скорость реакции $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ меньше, чем реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, даже если принять во внимание оценку вклада прямого радиационного захвата [97, 98]. При температурах выше $6 \cdot 10^8$ К реакция $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ будет протекать очень быстро, но будут иметь важное значение также и многие другие ядерные реакции, такие, как горение углерода, и этот процесс сильно отличается от простого горения гелия.

Реакция $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$, напротив, характеризуется многими вероятными резонансами в области температур, соответствующих горению гелия в звездах. Группа из Мюнстера — Торонто — Штутгарта исследовала область энергий α -частиц от 0,85 до 4,05 МэВ [85] и обнаружила несколько резонансов, которые не были выявлены в предыдущих работах [24, 88], в том числе резонанс при лабораторной энергии 0,97 МэВ. Хотя скорость реакции $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$ в звездах все еще известна плохо (из-за нескольких резонансов, возможных при еще более низких энергиях α -частиц), эта реакция при соответствующих гелиевому горению температурах, по-видимому, протекает все же быстрее, чем реакция $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$, несмотря на более высокий кулоновский барьер для пары частиц $^{20}\text{Ne} + \alpha$. Поэтому горение гелия оказывается неэффективным процессом для образования ^{20}Ne .

Д. Реакция $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$ и нейтронный избыток. Самое последнее исследование этой реакции при низких энергиях проведено в работе [25], где перекрыт диапазон энергий α -частиц с нижней границей, доходящей до 0,5 МэВ. При энергии $E_\alpha(\text{lab}) = 0,57$ МэВ был обнаружен новый резонанс, соответствующий известному ранее состоянию ядра ^{18}F с энергией возбуждения 4,86 МэВ (рис. 3). В этой работе были также подтверждены прежние данные об интенсивности резонанса с энергией возбуждения 5,30 МэВ.

Астрофизическая скорость реакции $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)$ теперь, по-видимому, хорошо определена известными резонансами при энергиях 4,86 и 5,30 МэВ, а также более высокими возбужденными состояниями, несмотря на существование многих других состояний вблизи порога распада на $^{14}\text{N} + \alpha$. Состояния с энергиями 4,96, 4,75 и 4,65 МэВ имеют изотопический спин 1 и могут быть образованы лишь за счет примесей состояний с различными изоспинами, которые, как ожидается, малы. Кроме того, состояние с энергией 4,96 МэВ не проявилось в эксперименте [25], состояние с энергией 4,75 МэВ имеет спин и четность 0^+ , которые представляют комбинацию, невозможную в системе $^{14}\text{N} + \alpha$, а состояние с энергией 4,65 МэВ имеет столь высокий момент импульса,

что для протекания реакции потребовалось бы по крайней мере $l_\alpha = 4$. Перейдем теперь к подпороговым состояниям. Состояние 4,40 МэВ имеет момент импульса и четность 4^- , поэтому для протекания реакции потребовалось бы $l_\alpha \geq 3$, что сильно уменьшает вероятность реакции на хвосте этого состояния. Другие подпороговые состояния лежат настолько ниже эффективной энергии α -частиц E_0 , что они, вероятно, не столь существенны, как состояние с энергией 4,86 МэВ, достигаемое α -частицами с энергией 0,57 МэВ (в системе центра масс $E_0 = 354$ кэВ при $T_8 = 2$). Предполагавшаяся ранее возможность инициирования гелиевой вспышки реакцией $^{14}\text{N} + ^4\text{He}$ (а не 3α -реакцией) исключается современными данными.

Скорость реакции $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$ достаточно велика, чтобы перерабатывать ^{14}N в ^{18}F в процессе горения He. После превращения ^{18}F посредством позитронного распада в ^{18}O последует реакция $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ или реакция $^{18}\text{O}(\alpha, n)^{21}\text{Ne}$, которая, однако, начинается при более высокой температуре, поскольку она имеет порог, близкий к 0,7 МэВ. Недавние измерения Траутветтера и др. (см. [83]) указали на существование нескольких новых резонансов (α, γ) при энергиях ниже порога испускания нейтрона. Существование этих резонансов гарантирует, что реакция $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ будет эффективна при температурах, соответствующих горению гелия, и что, кроме того, скорость реакции (α, γ) будет больше скорости реакции (α, n) при температурах ниже примерно $6 \cdot 10^8$ К. Ско-

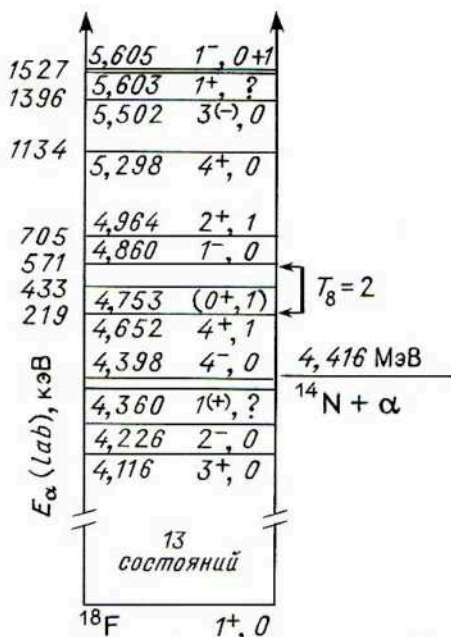
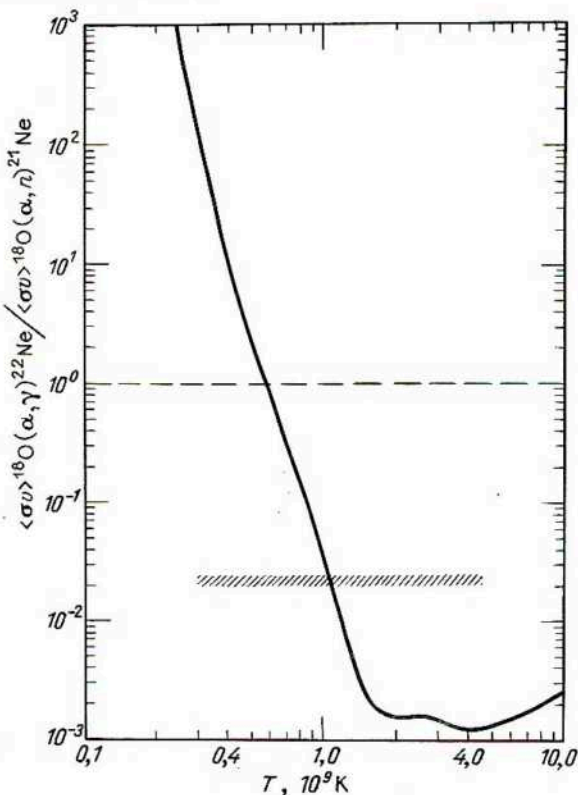


Рис. 3. Энергетические уровни ядра ^{18}F вблизи порога испускания α -частиц. (Данные из подборки Ф. Айзенберг-Зелюва.)

рости этих двух реакций сопоставлены на рис. 4, где также указана область, в которой скорости реакций хорошо определены экспериментально.

На стадиях звездной эволюции, следующих за горением гелия, большинство исходных ядер, таких, как ^{12}C и ^{16}O , имеют одинаковое число нейтронов и протонов ($N = Z$). В процессах с очень коротким характерным временем для продуктов ядерных реакций будет также в основном выполняться равенство $N = Z$, по крайней мере в среднем. Относительно малое количество ^{22}Ne (или ^{18}O , если горение гелия происходит при температуре, не достаточно высокой для образования ^{22}Ne), играет важную роль в сложной сети ядерных реакций, поскольку ядро ^{22}Ne имеет относительный нейтронный избыток $(N - Z)/(N + Z)$, примерно равный 9% (11% в случае ^{18}O). Такой нейтронный избыток и около 0,02

Рис. 4. Сравнение усредненных по тепловому движению частиц скоростей реакций $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ и $^{18}\text{O}(\alpha, n)^{21}\text{Ne}$. Заштрихована область температур, в которой отношение скоростей этих реакций надежно измерено экспериментально. (С. Рольфс, частное сообщение.)



массы звездного вещества в виде первичных элементов С, N и O, присутствовавших еще до горения водорода, позволяют образоваться в наблюдаемых относительных количествах обогащенным нейтронами изотопам элементов от кремния до железа. Изотоп ^{14}N , который образуется при горении водорода путем переработки всех исходных изотопов С, N и O, имеет важное значение для определения тонких деталей кривой распространенности нуклидов, образующихся в процессе звездного нуклеосинтеза.

Е. Реакции образования нейтронов. В качестве главного источника нейтронов для *s*-процесса одной из первых была предложена реакция $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$. Правда, сразу же выявились серьезные трудности, связанные с тем, что сечение захвата нейтронов главным продуктом горения водорода в CNO-цикле — изотопом ^{14}N в реакции $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$, очень велико. Появляющийся в результате этой реакции протон мог бы в принципе пойти на образование еще одного ядра ^{13}C из ядра ^{12}C , однако со сравнимой вероятностью он может пойти также на образование нового ядра ^{14}N в реакции $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{C}$. Далее, ядро ^{14}C подвергается β -распаду, в результате которого вновь появляется поглотитель нейтронов ^{14}N . Значение реакции $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ как важного источника нейтронов было восстановлено в работах Шварцшильда и Хэрма [86] и Сандерса [84]. Эти авторы показали, что на стадии эволюции звезд с двумя слоевыми источниками энергии возникает неустойчивость, и предположили, что эта неустойчивость может служить причиной переноса вновь образовавшегося водорода от внешней границы водородного слоевого источника к внутреннему слоевому источнику, в котором в результате 3α -реакции образуется ^{12}C . Если допустить, что к каждому атому углерода добавляется один атом водорода, то изотоп ^{13}C мог бы возникнуть указанным путем без образования заметных количеств ^{14}N . Любой процесс, постулируемый в качестве источника нейтронов, должен, конечно, пройти экспериментальную проверку, которая позволила бы убедиться, что в нем действительно выделяются, а не поглощаются нейтроны.

При звездных энергиях скорость реакции $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ определена, по-видимому, достаточно хорошо [7, 28, 77].

Сейчас среди теоретиков, «конструирующих» звездные модели, вероятно, наиболее популярна в качестве источника нейтронов для *s*-процесса реакция $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, которая имеет порог 482 кэВ в системе центра масс, т.е. достаточно низкий для протекания реакции на поздних стадиях горения гелия в условиях тепловых вспышек.

Принятые в настоящее время скорости реакции $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ основаны на измерениях Хааса и Бейра [35, 36] и Мэка, Эшери и Барнса [58]. При определении скорости реакции как функции температуры не учитывалась структура отдельных близко расположенных резонансов, т.е. реакция описывалась в приближении усредненного континуума, образованного перекрывающимися уровнями составного ядра. В на-

стоящее время такой метод считается наилучшим. Однако Берман и др. [13] обнаружили острый резонанс в реакции $^{26}\text{Mg}(\gamma, n)^{25}\text{Mg}$ при энергии, всего на 54 кэВ превышающей порог нейтронного распада. Спин и четность этого резонансного состояния они предварительно приняли равными 1^- . Кроме того, они отметили, что это состояние может вносить преобладающий вклад в астрофизическую скорость реакции $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ при условии, что его α -ширина окажется значительной. В этом случае экстраполяция от более высоких энергий может привести к занижению сечения реакции. С другой стороны, если бы наиболее эффективная энергия взаимодействия оказалась между резонансами составного ядра, то экстраполяция от более высоких энергий привела бы к завышению астрофизической скорости реакции.

Эта ситуация фокусирует внимание на одной из наиболее трудных, с точки зрения ядерного астрофизика-экспериментатора, областей диаграммы нуклидов — на области ядер с оболочками $s-d$. Это та область, в которой наверняка существуют несколько возбужденных состояний, близких к порогам частичных распадов. Число таких резонансных состояний не слишком велико для применения усредненного статистического описания, но все же достаточно для того, чтобы была заметной вероятность преобладания в астрофизическом выходе реакции одного или двух резонансов вблизи частичного порога. Ситуация такого рода не нова в ядерной астрофизике: несколько подобных случаев уже были успешно исследованы. Однако разбор каждого такого случая представляет большую самостоятельную проблему и требует очень много времени. Связанные с испусканием частиц ширины, необходимые для описания таких близких к порогу состояний, можно иногда определить из других ядерных реакций. Недавно разработанный и иногда очень эффективный метод заключается в определении сечений прямого радиационного захвата для переходов из континуума в рассматриваемое состояние. В этом случае сечение прямо пропорционально приведенной связанной с испусканием частиц ширине состояния, причем коэффициенты пропорциональности известны (см., например, [81, 82] и гл. 9). Если ширины относительно велики, то с разумной надежностью безразмерные приведенные ширины, связанные с испусканием частиц, можно определить из реакций передачи α -частиц.

Существует несколько других реакций с участием α -частиц, которые при определенных обстоятельствах могли бы оказаться важными источниками нейтронов: $^{17}\text{O}(\alpha, n)^{20}\text{Ne}$, $^{18}\text{O}(\alpha, n)^{21}\text{Ne}$, $^{21}\text{Ne}(\alpha, n)^{24}\text{Mg}$, $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$ и др. Однако из-за недостатка места мы не имеем возможности рассмотреть здесь скорости этих реакций.

III. ГОРЕНИЕ УГЛЕРОДА, НЕОНА И КИСЛОРОДА

А. Реакции между тяжелыми ионами в астрофизике. Горение гелия приводит к росту звездного ядра, состоящего главным образом из углерода и кислорода, а также из 1–2% (по массе) изотопов ^{18}O и ^{22}Ne ,

образовавшихся в результате последовательных захватов α -частиц изотопом ^{14}N . Звездное ядро окружено слоем, в котором продолжается горение гелия. Когда температура и плотность звездного ядра становятся достаточно большими, начинается слияние ядер углерода и образуются неон, натрий и магний, а также примесь алюминия и кремния, которые появляются в результате захвата α -частиц, протонов и нейтронов, освобождающихся при горении углерода. К моменту истощения запасов углерода становится возможной реакция между углеродом и кислородом, но в целом эта реакция не играет существенной роли вследствие того, что ее кулоновский барьер высок по сравнению с кулоновским барьером реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

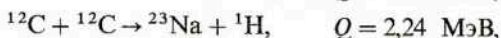
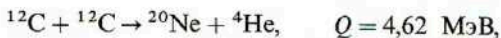
Характер горения углерода сильно зависит от массы звезды. В массивных звездах углерод может загораться и продолжать горение в условиях гидростатического равновесия. В звездах массой всего лишь несколько солнечных масс углерод загорается в условиях сильного вырождения электронов, если, конечно, в звездах столь малой массы вообще может образоваться углеродно-кислородное ядро. Поскольку давление в таком звездном ядре в основном определяется вырожденными электронами, оно не увеличивается заметно при загорании углерода, тогда как температура, напротив, быстро возрастает. Тем самым звезда утрачивает обычную способность восстанавливать гидростатическое равновесие путем расширения и охлаждения в ответ на начальное возрастание температуры. Согласно расчетам, в результате углерод-углеродной ядерной реакции температура должна столь сильно повыситься и должно выделиться столько энергии (прежде чем ядро звезды успеет заметно расшириться), что звезда полностью разрушится. Такой взрыв называется углеродно-детонационной сверхновой. Бывают ли вспышки сверхновых такого типа в природе, пока неизвестно.

Если звезда «переживет» горение углерода и уцелеет, то после истощения запасов углерода температура и давление в ее ядре будут подниматься до тех пор, пока не начнется фотодиссоциация ^{20}Ne под действием высокоэнергичных γ -квантов из хвоста распределения Планка. Энергия отрыва α -частицы от ^{20}Ne относительно мала (4,7 МэВ), поэтому такой процесс может протекать при умеренных температурах. Освобождающиеся α -частицы будут взаимодействовать с неонами и другими присутствующими в звездном веществе атомными ядрами и так будет продолжаться до исчерпания запасов неона. Хотя скорость этого процесса известна недостаточно хорошо, это, однако, не очень критично, так как температура в конце концов повысится настолько, насколько необходимо для начала реакции. После истощения запасов неона произойдет очередной подъем температуры, пока не начнется ядерное горение кислорода.

Таким образом, после короткой стадии горения неона в ядре звезды начинается горение кислорода. За горением кислорода при еще более высоких температурах следует горение кремния, и в результате образуются элементы вплоть до скандия. С повышением температуры

и плотности по мере развития обсуждавшихся выше последовательных процессов характерные времена этих процессов становятся все короче и один процесс может переходить непосредственно в другой.

Б. Горение углерода. Основные реакции горения углерода следующие:



Значение Q для последней реакции отрицательно, поэтому она оказывается самой медленной при астрофизических температурах. В первых же исследованиях этих реакций [3, 4, 14] были обнаружены сильные резонансы как в самих реакциях, так и в упругом рассеянии. В настоящее время для многих реакций между тяжелыми ионами известны различные резонансы, разделенные обычно интервалами энергии в несколько мегаэлектронвольт и расположенные при энергиях, превышающих кулоновский барьер. Однако лишь реакция $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ и в меньшей степени реакция $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ имеют сильные резонансы также и при подбарьерных энергиях с разделением по энергии всего в несколько сотен килоэлектронвольт. Малые межрезонансные расстояния и относительно большие парциальные ширины упругого рассеяния привели уже вскоре после открытия этих резонансов к выводу об их квазимолекулярной природе, т. е. к представлению о том, что они являются следствием молекулярноподобных внутренних движений в конфигурации, состоящей из двух или более обособленных ядер. Хотя мы еще недостаточно хорошо понимаем эти резонансы, квазимолекулярный характер все же, вероятно, останется частью будущего завершенного объяснения этих резонансов с промежуточной структурой.

Чтобы получить представление о тех энергиях в системе центра масс, при которых требуется проводить исследования, прежде всего необходимо построить математические модели взрывного и гидростатически равновесного горения углерода в звездах. Такие модели дают типичные значения температур и давлений. В свою очередь по мере уточнения данных о сечениях реакций будут совершенствоваться и сами модели. Наиболее эффективная энергия для протекания астрофизической ядерной реакции примерно равна энергии, при которой произведение проникаемости кулоновского барьера и высокоэнергичного хвоста теплового распределения Максвелла – Больцмана достигает максимума. Этот максимум называется пиком Гамова. Наиболее эффективная энергия определяется из выражения

$$E_0 = [\pi\alpha Z_1 Z_2 kT (Mc^2/2)^{1/2}]^{2/3}, \quad (5)$$

где Z_1 и Z_2 – атомные номера сталкивающихся ядер, α – постоянная тонкой структуры, а M – приведенная масса [33]. Типичные температуры и характерные времена приведены в табл. 3. В случае гидростатически

равновесного горения энергия E_0 приблизительно равна 33 кТ и остается большой (около 21 кТ) даже для взрывного горения.

Из табл. 3 следует, что гидростатически равновесное горение могло бы происходить при энергиях, заметно меньших, чем достигнутые при самых последних измерениях, доведенных до $2,4 \text{ МэВ}$ [52]. Выше, в п. II.В, для «исправления» крутой (связанной с проникаемостью кулоновского барьера) зависимости сечения от энергии был введен S -фактор. Для рассматриваемых здесь достаточно тяжелых ионов сечения реакций иногда выражают через модифицированный S -фактор:

$$\tilde{S}(E) = S(E) \exp(-gE) = E\sigma(E) \exp[-2\pi Z_1 Z_2 e^2 / h v] \exp(-gE), \quad (6)$$

где появляется дополнительный множитель $\exp(-gE)$, учитывающий влияние конечных размеров ядра на проникаемость барьера. В отличие от $S(E)$ \tilde{S} -фактор зависит от модели, поскольку определяется значением радиуса взаимодействия. Для рис. 5 было принято $g = 0,46 \text{ МэВ}^{-1}$. Темными кружками и светлыми квадратами на рис. 5 нанесены данные работ [89] и [75] соответственно. Светлые кружки — данные [65], которые можно было бы интерпретировать на основе предположения о резком подъеме \tilde{S} при низких энергиях.

Исходя главным образом из этих и более ранних данных о реакциях $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ и $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, Мишо [66,67] разработал модель, включающую отталкивающее ядро и довольно далекодействующий мнимый потенциал. Эта модель воспроизводила предполагаемый подъем \tilde{S} для реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ и предсказывала аналогичные подъемы для реакций $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ и $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ при энергиях ниже тех, для которых в то время имелись экспериментальные данные.

Более поздние измерения реакций $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ [27] и $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ [40, 52] не подтвердили существование предсказанных подъемов \tilde{S} . К такому же выводу привели и последние исследования многих других реакций между тяжелыми ионами. В настоящее время не найдено подтверждений этого эффекта, названного Мишо поглощением под барьером. Два вида крестиков на рис. 5 представляют выборочные данные из работ [40, 52], которые относятся к низким энергиям. Данные [52] были

Таблица 3

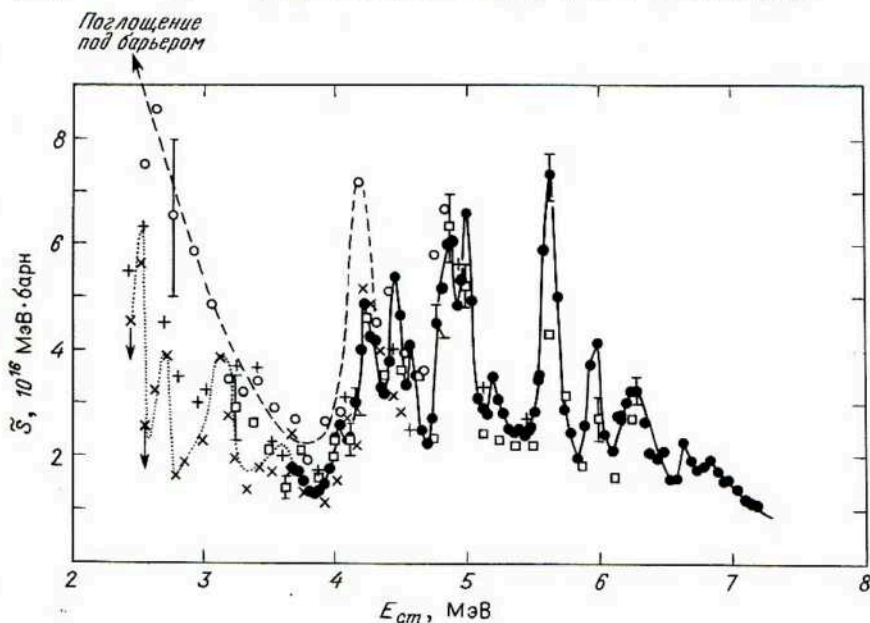
ПАРАМЕТРЫ ТЕРМОЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ УГЛЕРОДА В РЕАКЦИИ $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

Параметр	Гидростатическое горение	Взрывное горение
Характерная температура	$\approx 6 \cdot 10^8 \text{ К}$	$\approx 2 \cdot 10^9 \text{ К}$
Наиболее эффективная энергия E_0	$\approx 1,7 \text{ МэВ}$	$\approx 3,7 \text{ МэВ}$
Эффективное сечение	$\approx 5 \cdot 10^{-14} \text{ барн}$	$\sim 10^{-5} \text{ барн}$ (в пределах, доступных для измерения)
Характерное время	(грубая оценка) $\sim 10^{12} \text{ с}$	$\sim 1 \text{ с}$

нормированы по результатам Калифорнийского технологического института (КТИ) вблизи 3,8 МэВ.

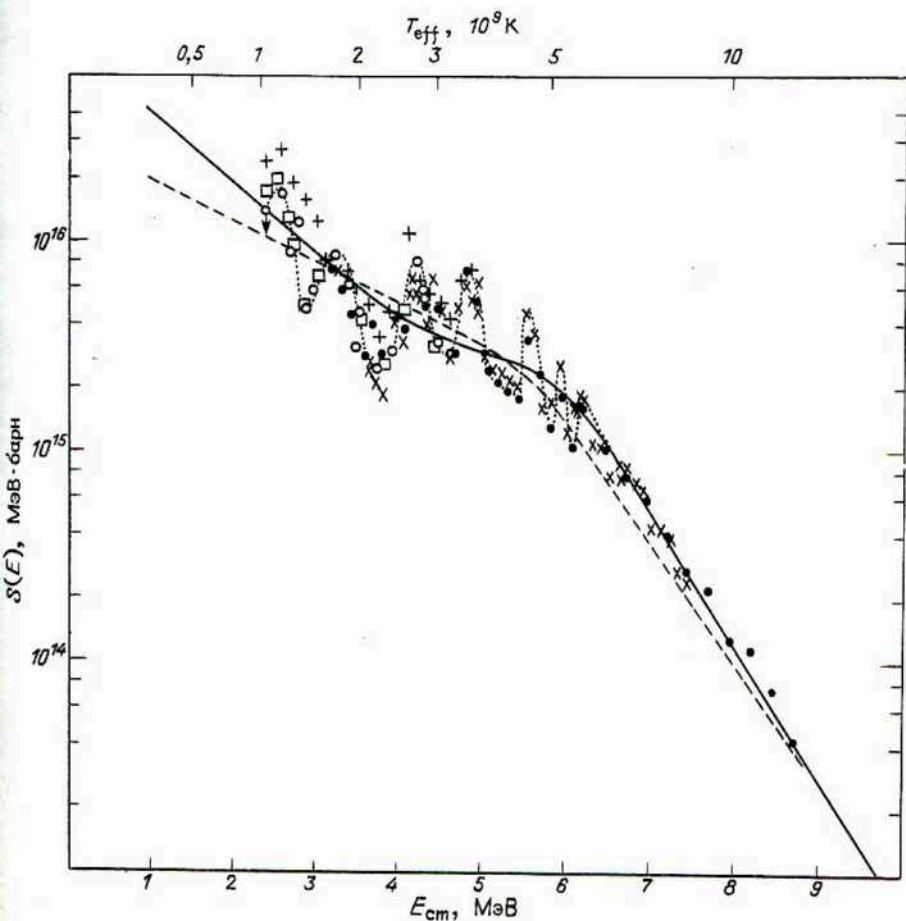
Выполненный Чужином и Барнсом [27] анализ ясно показал, что крутой подъем \tilde{S} -фактора при использовании для расчета сечения потенциала Мишо возникает вследствие наличия у мнимой части этого потенциала длинного «хвоста». Если используются оптические потенциалы, в которых характерная длина изменения мнимого и действительного компонентов примерно одинакова, указанный эффект не появляется (по крайней мере при интересующих нас энергиях). Отсутствует крутой подъем \tilde{S} -фактора при низкой энергии и в моделях потенциала с граничными условиями для сходящихся волн. В таких моделях реакция (поглощение) достигается введением условия, что существуют лишь сходящиеся волны для радиусов, меньших некоторого радиуса взаимодействия, выбранного в пределах эффективности действительного потенциала. Предсказываемые сечения, к счастью, нечувствительны к значению радиуса взаимодействия. Простые модели такого рода были изучены Р. М. Виландом и автором (1974 г., не опубликовано) и Кристенсенем и Свитковским [21]. С использованием всего лишь

Рис. 5. Модифицированный S -фактор $\tilde{S}(E) = S(E) \exp(-gE)$ как функция кинетической энергии в системе центра масс для полного сечения реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Видны сильные резонансы промежуточной структуры, характерные для реакций $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Показаны также сильно различающиеся интерпретации поведения \tilde{S} при низких энергиях. Темные кружки — данные [82], квадратики — данные КТИ [75], светлые кружки — [65], косые крестики — [52], прямые крестики — [40].



двух подгоночных параметров было получено в среднем довольно хорошее согласие с поведением $S(E)$ -фактора. Фаулер и др. [34] также получили в среднем хорошее согласие с энергетической зависимостью

Рис. 6. $S(E)$ -фактор как функция энергии в системе центра масс для реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Пунктирная линия грубо показывает проявление промежуточной структуры в сечении реакции. Штриховая линия – результат расчета в модели потенциала с граничным условием для сходящихся волн и с параметрами, соответствующими данным об упругом рассеянии [21]. Сплошная линия – расчет с использованием предложенной Фаулером и сотрудниками модели потенциала в виде комплексной прямоугольной потенциальной ямы [34] с $R = 7,50$ ферми, $W = 0,75$ МэВ и с потенциалом отталкивания 5,8 МэВ. Прямые крестики – выход частиц (Пенсильвания), точки – выход частиц (КТИ), косые крестики – выход γ -излучения (Лаваль), кружки – выход γ -излучения (Мюнстер).

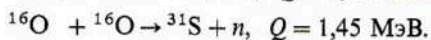
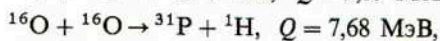
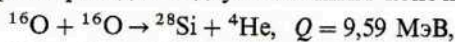


данных для реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Они пользовались моделью комплексной потенциальной ямы всего лишь с тремя параметрами: радиусом и действительным и мнимым потенциалами. Было найдено, что действительный потенциал в этой модели должен быть потенциалом отталкивания. Результаты работы [34] показаны на рис. 6.

Описания с помощью модели комплексной потенциальной ямы и модели сходящихся волн согласуются друг с другом в пределах множителя 2; именно такого расхождения можно было ожидать, поскольку сильные резонансы вносят некоторую неопределенность в выбор потенциалов. Такие простые модели, конечно, не могут описать резонансы промежуточной структуры, которые выявляются вплоть до самых низких энергий, достигнутых пока в измерениях, и, вероятно, существуют при еще более низких энергиях. Если это подтвердится, то при энергиях, встречающихся в астрофизике, скорость реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ может быть в значительной степени неопределенной, потому что резонансы разделены по энергии несколькими сотнями килоэлектронвольт, а ширина пика Гамова при температурах вблизи $6 \cdot 10^8$ К составляет всего около 500 кэВ. Однако в среднем сечения предсказываются описанными приближениями довольно хорошо.

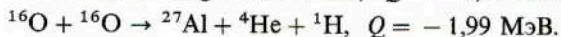
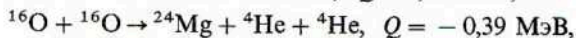
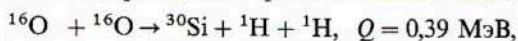
Хотя и были получены разумные приближения для среднего изменения с энергией характеристик реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, мы все еще далеки от понимания ядерных реакций такого типа, даже в области энергий под кулоновским барьером. В качестве предварительной попытки понять механизм реакций между тяжелыми ионами при подбарьерных энергиях мы изучили большое число таких реакций. На рис. 7 представлены данные для некоторых реакций с участием ^{12}C в качестве одного из реагентов. Можно заметить, что сглаженные по энергии зависимости $S(E)$ подразделяются грубо на две группы: для реакций $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$ и $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ они имеют меньшие наклоны при низких энергиях, чем для реакций $^{12}\text{C} + ^{10}\text{B}$ и $^{12}\text{C} + ^{11}\text{B}$. Форма кривых $S(E)$ большинства остальных изученных нами реакций больше похожа на ту, которая соответствует последней паре реакций, хотя реакция $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ ближе к первой группе. Такие различия в поведении кривых $S(E)$, возможно, связаны с числом «валентных» нуклонов вне замкнутых подболочек. Однако в настоящее время у нас нет количественного описания зависимостей $S(E)$ в целом.

В. Горение кислорода. Главными реакциями слияния двух ядер ^{16}O при энергиях несколько мегаэлектронвольт являются те реакции, которые приводят к двухчастичным конечным состояниям:



При температурах в недрах звезд могут вносить некоторый вклад также

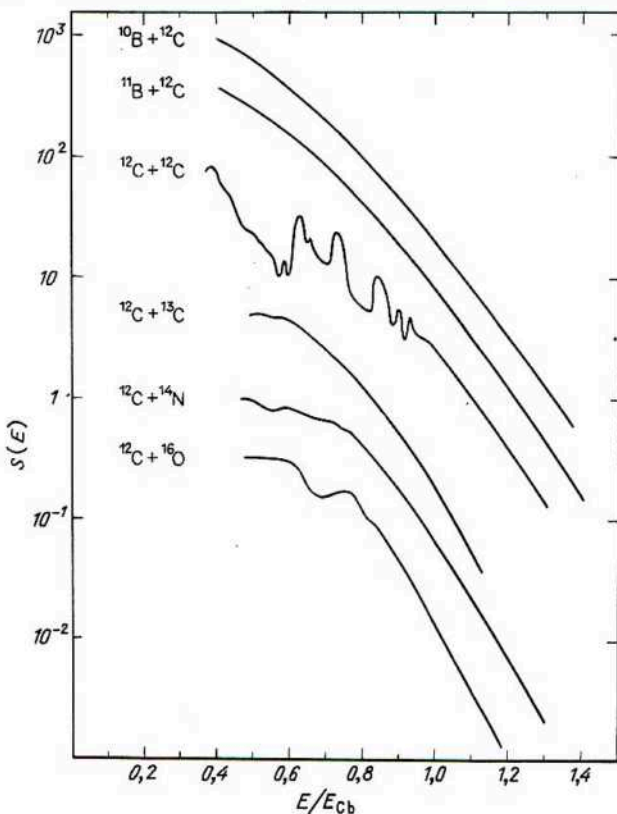
и несколько реакций с трехчастичными конечными состояниями:



При лабораторных энергиях, которые обычно значительно выше энергий, представляющих интерес для астрофизики, трехчастичные каналы играют более важную роль.

Аппроксимация Фаулера и др. [34] для данных Спинки и Уинклера [89] показана на рис. 8. Она выполнена с помощью той же модели комплексной прямоугольной потенциальной ямы, которая использовалась и для исследования реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Эта аппроксимация представляет хороший ориентир для экстраполяции к энергиям, предста-

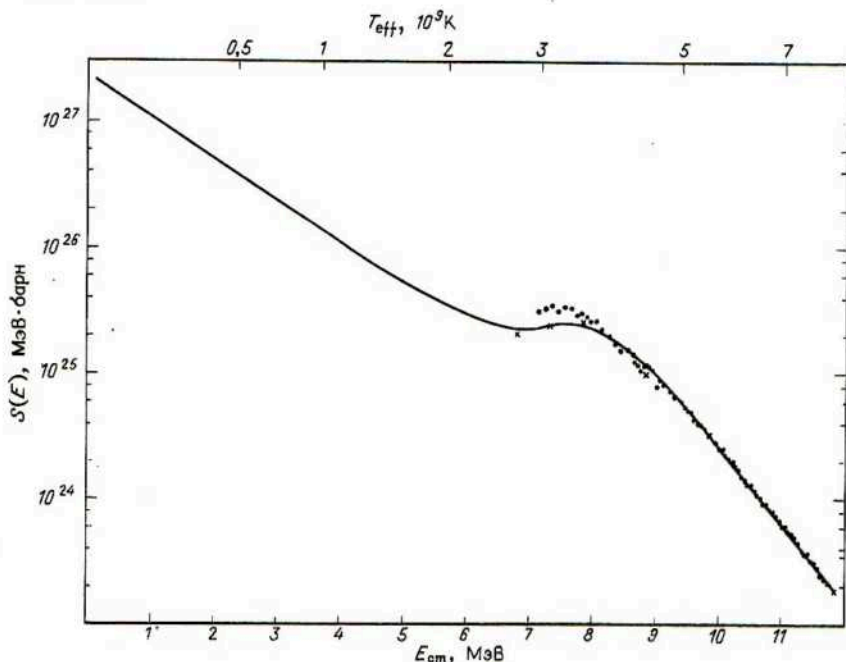
Рис. 7. Значения S -факторов в относительных единицах для полных сечений ядерных реакций между ^{12}C и тяжелыми ионами при субкулоновских энергиях. Большие различия формы подобных кривых пока не объяснены.



вляющим интерес для астрофизики и значительно меньшим, чем исследованные в лаборатории. В данном случае астрофизический интерес представляют энергии примерно до 3,5 МэВ в системе центра масс.

В настоящее время имеются значительные расхождения между сечениями, измеренными различными авторами. Спинка и Уинклер получили при максимальной в их эксперименте энергии 11,85 МэВ для полного сечения реакции значение 400 ± 100 мбарн путем подсчета протонов, α -частиц и нейтронов. Это значение было подтверждено в работе Ву [110], который нашел, что при энергии 11,85 МэВ сечение равно $400 \pm \pm 70$ мбарн. Он регистрировал характерное γ -излучение от ядер-конечных продуктов реакции и вносил поправку на ненаблюдаемые переходы. Таким же методом Халке и др. [48] получили значение 450 ± 100 мбарн при энергии 11,85 МэВ. Эти три результата хорошо согласуются между собой. Однако в некоторых экспериментах сечения, измеренные для несколько более высоких энергий, дают после экстраполяции к энергии 11,85 МэВ (с учетом формы зависимости сечения от энергии

Рис. 8. Множитель $S(E)$ для полного сечения реакций $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$. Черные кружки и крестики — данные [89], полученные по γ -излучению и α -частицам соответственно. Сплошная линия — приближение Фаулера с использованием комплексного прямоугольного потенциала [34]. (Действительная часть потенциала V в этой модели описывает силы отталкивания.) $R = 7,96$ ферми, $V_1 = -7,5$ МэВ, $W_1 = 0,50$ МэВ.



из работы [48]) более низкие значения.

В работах [18, 54] получены значения 200 ± 15 мбарн при энергии 12,25 МэВ и 270 ± 20 мбарн при энергии 12,28 МэВ соответственно. В обеих работах был использован метод регистрации γ -излучения, но не были внесены поправки на ненаблюдаемые переходы. С помощью детектирования конечных ядер были соответственно найдены значения 410 ± 40 мбарн при 13,5 МэВ [104] и 435 ± 30 мбарн при 14,92 МэВ [56]. Если, однако, проэкстраполировать два последних результата к энергии 11,85 МэВ, то сечения окажутся равными 205 и 145 мбарн.

Все три перечисленных метода связаны с рядом трудностей. При детектировании легких частиц (в основном протонов и α -частиц) приходится учитывать испускание сразу двух частиц, поскольку при лабораторных энергиях возможно одновременное испускание двух протонов, двух α -частиц, протона и α -частицы и т. д. Погрешность, приведенная Спинкой и Уинклером, перекрывает два предельных случая: в одном предполагается, что все протоны и α -частицы появляются в реакциях с образованием только трех частиц, а в другом — только двух частиц. Полученное ими сечение равно среднему между этими предельными случаями. В методе регистрации γ -излучения требуется тщательный подсчет ненаблюдаемых переходов, который должен учитывать образование конечных ядер в основных состояниях, возможность распадов через каскады, не содержащие ни одной из изученных γ -линий, и потерю отсчетов вследствие одновременного детектирования двух или нескольких γ -квантов от одного каскада. Метод детектирования конечных ядер, по-видимому, в принципе наиболее перспективен для получения точных результатов. К сожалению, его использование значительно затрудняется с понижением энергии налетающих частиц, что связано, во-первых, с быстрым ростом вклада упругого рассеяния, во-вторых, с резким уменьшением сечений реакций и, в-третьих, с уменьшением кинетической энергии конечных ядер.

Неопределенность в сечении для энергий вблизи 12 МэВ было бы разумно считать равной множителю 2. Такая неопределенность не настолько велика, чтобы внести коренные изменения в принятую картину горения кислорода в звездах. Однако трудно оценить неопределенность, которую следовало бы приписать экстраполяции к более низким энергиям. По энергетической зависимости измерения Ву довольно хорошо согласуются с измерениями Спинки и Уинклера в интервале энергий, перекрытом в обеих работах. Тем не менее, пока недостаточно информации, по которой можно было бы оценить неопределенность в теоретической форме энергетической зависимости S -фактора для реакций между тяжелыми ионами при низких энергиях.

IV. ГОРЕНИЕ КРЕМНИЯ

А. Конечная стадия нуклеосинтеза в массивных звездах. Вслед за стадией горения кислорода по мере роста температуры и плот-

ности происходит фотодиссоциация присутствующих в звездном веществе сложных атомных ядер и освобождаются α -частицы, протоны и нейтроны, которые реагируют с неуспешными диссоциировать ядрами и образуют еще более тяжелые ядра, включая ядра, соответствующие железному пику на кривой распространенности элементов. Этот процесс описывается разветвленной сетью взаимодействий, составленной из многих сотен ядерных реакций, и называется горением кремния.

Самые быстрые ядерные реакции горения кремния, вероятно, достигают состояния квазиравновесия, т.е. прямые и обратные ядерные реакции по существу уравнивают друг друга. Устанавливающиеся в этих случаях концентрации атомных ядер зависят от плотностей нейтронов, протонов и α -частиц, а также от масс и от сумм по возбужденным состояниям ядер при соответствующих температурах. Более медленные ядерные реакции не достигают квазиравновесия, так как для них изменения температуры и плотности вещества оказываются слишком быстрыми. При «замораживании» ядерных реакций, т.е. их прекращения по мере падения температуры в процессе расширения сверхновой, скорости отдельных реакций становятся особенно важными для определения конечных концентраций нуклидов. Возрастающая мощность ЭВМ уже сейчас позволяет включать в расчеты динамической эволюции звезды большую сеть ядерных реакций.

Вследствие того что энергетический выход такой усложненной последовательности ядерных реакций не очень велик, а светимость звезды, которая на данной стадии эволюции является гигантом, огромна, горение кремния быстро перерабатывает вещество внутренних областей звезды в железо. Запасы ядерной энергии, необходимые для поддержания теплового давления и равновесия центрального ядра звезды, исчерпываются, и поэтому должен начаться коллапс ядра. В высокой степени эндонергетический процесс фотодиссоциации железа сначала на α -частицы, а затем и на нуклоны еще больше увеличивает скорость коллапса, отбирая выделяющуюся при сжатии тепловую энергию. Согласно приведенному в гл. 19 и 20 обсуждению, ожидается, что температура и давление в ядре звезды должны возрасти до значений, достаточных для нейтронизации звездного вещества, т.е. превращения протонов в нейтроны с поглощением электронов и испусканием нейтрино. Детальные расчеты коллапса ядра звезды предсказывают «отскок» (гидродинамическое отражение от центра звезды.—*Перев.*), которому, возможно, способствует вспышка нейтринного излучения, возникающая в результате превращения протонов в нейтроны, и который генерирует распространяющуюся от центра звезды сильную ударную волну. При распространении наружу ударная волна внезапно повышает температуру вещества и поджигает не успевшее сгореть ядерное топливо, способствуя дальнейшему нуклеосинтезу и выбрасывая большую часть массы звезды в межзвездное пространство.

Последние расчеты Вусли и Уивера (гл. 17) свидетельствуют о том,

что возникший на эволюционной стадии предсверхновой ядерный состав вещества не очень сильно меняется в процессе взрыва сверхновой. Тем не менее нет сомнений, что в некоторой степени нуклеосинтез осуществляется также и во время взрыва звезды, причем именно в это время образуются короткоживущие радиоактивные нуклиды. Очень интересна возможность выброса в межзвездное пространство отдельных слоев взрывающейся сверхновой в более или менее обособленном виде, т. е. без заметного перемешивания с другими слоями. При таких обстоятельствах области с неоднородным химическим составом содержали бы в себе информацию об истории протекавших в них процессов нуклеосинтеза.

Как упоминалось во введении, имеются веские свидетельства в пользу того, что именно так и происходит. Некоторые области в остатке сверхновой Cas A, возраст которого 300 лет, обогащены кислородом, серой, аргоном и кальцием, практически не содержат водорода и гелия и характеризуются сильным дефицитом углерода, азота, неона и магния [19, 20]. Помимо кремния (появление спектральных линий которого не ожидалось в изучаемой области оптического спектра) главными продуктами горения кислорода считаются сера, аргон и кальций. Кроме того, в числе множества замечательных результатов орбитальной обсерватории «Эйнштейн» были получены рентгеновские спектры Cas A [45] и остатка сверхновой Тихо [12], которые указывают на повышенное содержание кремния, серы, аргона и кальция.

Согласно довольно старой гипотезе, образование Солнечной системы было, вероятно, инициировано ударной волной, генерированной взрывом сверхновой. Интересным следствием этой гипотезы, на которое также обращали внимание многие авторы, являются недавно открытые и описанные в гл. 6 удивительные изотопные аномалии, которые обусловлены частичной неоднородностью вещества сверхновой.

Б. Статистическая модель ядерных реакций. Горение кремния включает буквально сотни ядерных реакций между α -частицами, протонами, нейтронами и всеми ядрами от $A \approx 28$ до $A \approx 65$. Поэтому необходимо разработать модель ядерной реакции, которая позволяла бы описывать и систематизировать экспериментальную информацию о скоростях ядерных реакций. Такая модель важна еще и потому, что многие входящие в процесс горения кремния реакции содержат в качестве мишеней либо короткоживущие радиоактивные ядра, либо ядра, находящиеся в результате теплового возбуждения в очень неустойчивых возбужденных состояниях. В некоторых случаях проблему радиоактивной мишени можно обойти, обратив ход ядерной реакции и воспользовавшись свойством инвариантности относительно обращения времени. Однако это не помогает, если как исходное ядро-мишень, так и конечное ядро-продукт реакции имеют короткие времена жизни.

Статистическая модель ядерных реакций Хаузера и Фешбаха [38] (см. также [105]) хорошо подходит для их общего описания. Многочис-

ленные исследования показали, что прямые ядерные реакции не играют существенной роли для той совокупности ядер и тех интервалов энергий, которые характерны для астрофизики. Поэтому мы сосредоточим внимание на ядерных реакциях, протекающих через составное ядро.

Основное выражение Хаузера–Фешбаха для сглаженного по энергии сечения реакции

$$I^\mu + j \rightarrow k + L^\nu \quad (7)$$

имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{jk}^{\mu\nu}(E_j^\mu) &= \pi(\lambda_j/2\pi)^2(2J_J + 1)^{-1}(2J_I^\mu + 1)^{-1} \times \\ &\times \sum_{J, P} (2j + 1) T_J^\mu(J, P) T_k^\nu(J, P) / \sum_{c, p} T_c^p(J, P). \end{aligned} \quad (8)$$

В этом выражении нижние и верхние индексы у величины $\bar{\sigma}$ указывают на ее отношение к реакции (7), в которой ядро-мишень I находится в возбужденном состоянии μ , а конечное ядро L — в состоянии ν . Принято также, что при рассматриваемых здесь энергиях частиц j и k не имеют возбужденных состояний. В лабораторных условиях μ обычно соответствует основному состоянию, тогда как конечные ядра могут находиться в многих различных состояниях ν . Символом $\lambda_j/2\pi$ обозначена приведенная длина волны де Бройля для пары частиц I^μ и j при энергии E_j^μ в системе центра масс. Через J_j и J_I^μ обозначены собственные моменты импульса соответственно частицы j и ядра I в состоянии μ , J — спин и P — четность резонансных состояний составного ядра. Величина $T_c^p(J, P)$ — коэффициент проницаемости, который описывает вероятность диссоциации составного ядра в состоянии (J, P) на частицу c и ядро C в состоянии p .

Сумма в знаменателе в правой части выражения (8) включает все состояния, которые могут быть достигнуты при энергии E_j^μ . Каждый из коэффициентов проницаемости включает неявное суммирование по орбитальному моменту и, если необходимо, по спину. Если область энергий возбуждения конечного ядра находится выше тех энергий, для которых известны положения, спины и четности возбужденных состояний, то в суммы войдут интегралы по областям энергий с неизвестными состояниями. Чтобы вычислить эти интегралы, необходимо получить аналитические выражения для плотности возбужденных состояний как функции E , J и P . Большинство авторов использовали разновидность модели ферми-газа со «сдвигом», вносящим поправку на проявление в ядерных силах эффектов, подобных спариванию нуклонов.

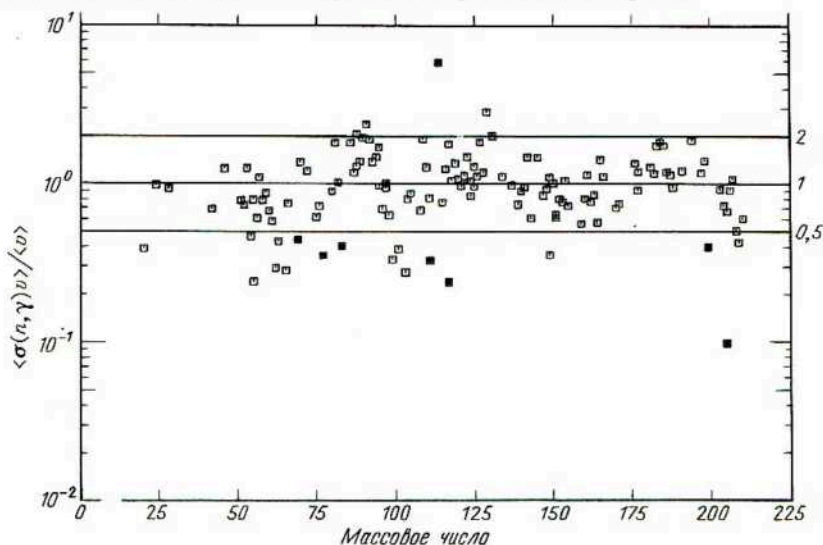
Принятая, например, Холмсом и др. [44] и Вусли и др. [109] формула для плотности уровней имеет вид

$$\begin{aligned} \rho(E, J) = \rho(E)F(J) &= \frac{\exp\{2[a(E - \delta)]^{1/2}\}}{12\sqrt{2qa^{1/4}(E - \delta)^{5/4}}} \times \\ &\times \{^{1/2}(2J + 1)q^{-2} \exp[-J(J + 1)/2q^2]\}. \end{aligned} \quad (9)$$

В этом выражении $q^2 = (I/\hbar^2)[(E-\delta/a)]^{1/2}$, где I — момент инерции ядра, обычно рассматриваемого в этом случае как твердое тело. Параметр сдвига δ и параметр a выражаются в [43, 44] через поправки на спаривание и оболочечные эффекты в полуэмпирической массовой формуле Камерона — Элкина [16]. Второй множитель в формуле (9) обычно называется спиновой функцией распределения или спиновым обрезывающим множителем.

Другим существенным компонентом в формуле для сечения являются коэффициенты проницаемости, поэтому необходимо создать алгоритм их расчета. Для нахождения волновых функций, по которым можно рассчитать коэффициенты проницаемости, обычно используется в каком-либо виде оптический потенциал. В подходе Фаулера и его сотрудников [44, 109] коэффициенты проницаемости рассчитывались с помощью волновых функций для эквивалентного ядерного потенциала в виде прямоугольной ямы, глубина и радиус которой подбираются так, чтобы яма была эквивалентна (по величине результирующего сечения) размытию границы потенциала Вудса — Саксона [68, 69]. Главное достоинство такого метода в том, что он относительно экономичен по времени счета и, по-видимому, дает результаты, хорошо согласующиеся с большинством экспериментальных данных. На рис. 9 приведено сравнение расчетных и экспериментальных скоростей реакций (n, γ). Почти

рис. 9. Отношение усредненных по тепловому движению частиц расчетных и измеренных сечений реакций (n, γ) для большого набора элементов при $kT = 30$ кэВ [44]. Обратите внимание, что большинство расчетных сечений лежат в пределах множителя 2 по отношению к измеренным значениям. Часть сильнее всего отклоняющихся значений — вероятно, неправильные измерения.

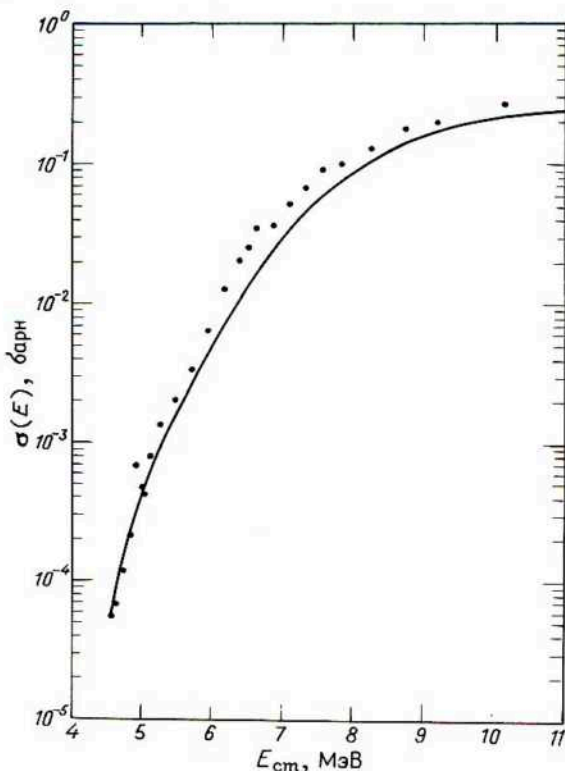


все экспериментальные данные воспроизводятся в расчетах в пределах множителя 2.

Следует ожидать, что для описания некоторых случаев могут потребоваться видоизменения такой простой модели. Некоторые поправки и переделки этой модели рассматриваются ниже наряду с обсуждением проверки статистических моделей ядерных реакций в случае взаимодействия заряженных частиц.

В разработку статистических моделей ядерных реакций внесли вклад также и многие другие авторы, включая Трурана, Мишо и др. [68, 101–103]. Манн [60] разработал статистическую модель ядерной реакции на основе стандартного оптического потенциала Вудса–Саксона. Созданные им программы HAUSER-4 [61] и HAUSER-5 [62] были использованы автором и сотрудниками в КТИ, а также эксперимен-

Рис. 10. Сравнение расчетов сечения по методу Хаузера–Фешбаха с измеренным сечением реакции $^{46}\text{Ti}(\alpha, n)^{49}\text{Cr}$ [46]. Зависимость сечения этой реакции от энергии в основном определяется коэффициентами проницаемости для α -частиц (за исключением области энергий, очень близкой к нейтронному порогу при $E_{\text{см}} = 4,379$ МэВ).



тальными группами в Мельбурнском университете и в других местах для расчета теоретических сечений и сравнения их с экспериментом. Тилеманн [96] предложил альтернативные выражения потенциала и плотности уровней, которые, как утверждается, должны улучшить возможности теории в предсказании сечений для ядер, расположенных далеко от области стабильности. Однако в настоящее время нет удовлетворительного способа проверить экспериментально основанную на моделях ядерных реакций далекую экстраполяцию в направлении от области стабильности.

В. Реакции между заряженными частицами, конкурентные пики и поправки к моделям реакции. Чтобы проверить разрабатывавшиеся в начале прошлого десятилетия теоретические статистические модели ядерных реакций, была предпринята программа измерения абсолютных сечений как функций энергии налетающих частиц (так называемых функций возбуждения) для большого числа ядерных реакций, протекающих при горении кремния. Эта программа осуществлена, например, в работах [46, 78]. Наряду с аналогичными исследованиями в Колорадском университете и в Университете штата Огайо было быстро установлено, что модель Хаузера-Фешбаха дает приемлемое описание функций возбуждения, даже если в потенциалах используются глобальные параметры. На рис. 10 в качестве примера показана одна из таких кривых. Обычно функции возбуждения имеют довольно бесструктурный вид и могут служить для проверки зависимости от энергии лишь нескольких парциальных ширин (часто всего одной).

С помощью модели реакций, разработанной в неопубликованном, но широко тогда циркулировавшем отчете [108], были рассчитаны сечения большинства реакций горения кремния с участием заряженных частиц. Эти расчеты предсказали для многих реакций пикообразное поведение сечений в районе нейтронного порога. Первый из таких, как они теперь называются, конкурентных пиков* был сразу же обнаружен Манном и др. [63] в реакции ${}^{64}\text{Ni}(p, \gamma){}^{65}\text{Cu}$ в области энергий, где расположены несколько порогов реакции ${}^{64}\text{Ni}(p, n){}^{64}\text{Cu}$ с низкими моментами импульса. Наблюдавшийся конкурентный пик оказался раза в 3 меньше предсказанного. Манн и др. [63] отметили, что это расхождение можно было бы устранить за счет поправок на флуктуации ширин.

Экспериментаторы быстро осознали, что реакции, в которых проявляются конкурентные пики, должны быть более чувствительным тестом для модели ядерных реакций, чем реакции без таких пиков,

* Пороговые эффекты в сечениях, усредненных по многим уровням составного ядра, вовсе не являются истинными острыми пиками (*cusps*) и совсем не похожи на изученные Вигнером пики, возникающие, когда порог располагается вблизи одиночного уровня. Наблюдаемые здесь особенности в поведении сечений мы называем конкурентными пиками (*competition cusps*) как по традиции, так и потому, что при грубом рассмотрении они имеют форму пиков.

поскольку в первом случае для воспроизведения наблюдаемых особенностей в изменении сечения требуется правильное описание всех существенных парциальных ширин. Программа исследования таких пиков была осуществлена в нашей лаборатории [32, 111–115], а также в других лабораториях [5, 39, 51, 93, 94].

Как и в упомянутом первом эксперименте, наблюдаемые амплитуды падения сечения в окрестности пика оказались, как правило, в 3–10 раз меньше предсказываемых представленной выше простой статистической моделью. Были количественно рассмотрены следующие три возможных объяснения этого расхождения: неполное смешивание состояний с разными изоспинами, поправки на флуктуации ширин и возникновение резонансов формы в оптическом потенциале.

Для проверки гипотезы изоспинового смешивания изучались конкурентные пики как для реакций (α, γ) , так и для реакций (p, γ) . При реакциях (p, γ) на мишенях с $N > Z$ в составном ядре образуются как состояния с $T^>$, так и с $T^{<*}$. Если изотопический спин сохраняется в составном ядре, то состояния с $T^>$ не могут распадаться с испусканием нейтрона. Поэтому открытие канала нейтронного распада не повлияет на реакции (p, γ) , идущие через состояния с $T^>$, и амплитуда пика окажется уменьшенной. Если, с другой стороны, состояния с $T^>$ будут полностью смешаны с плотным распределением состояний $T^{<}$, то амплитуда пика не уменьшится. В этом случае пик будет таким же, как в случае, если бы изотопический спин не учитывался вообще. Для α -частиц $T=0$, в результате чего образуются только состояния с T_0 , и поэтому степень смешивания изоспина не оказывает влияния на пики для реакций (α, γ) . В эксперименте было обнаружено, что конкурентные пики как для реакций (p, γ) , так и для реакций (α, γ) меньше предсказываемых примерно в одинаковое число раз. Таким образом, из эксперимента не следует необходимость неполного смешивания изотопического спина для пиков в реакциях (p, γ) . Кроме того, имеются дополнительные аргументы в пользу того, что при рассматриваемых энергиях возбуждения изоспиновое смешивание должно быть практически полным.

Далее было проанализировано влияние поправок на флуктуации ширин [41, 42, 70, 71, 95]. В общем случае эти поправки уменьшают предсказываемую амплитуду конкурентных пиков в 2–3 раза. В своей работе мы воспользовались приближением Тепела и др. [95], из которого следует, что главную роль играет «чистая» канал-канальная корреляция между входным каналом и каналом истинного упругого рассеяния. В этом приближении сечение дается выражением

$$\bar{\sigma}_{jk} \approx (V_j V_k / \sum_c V_c) [1 - \delta_{jk} (W_j - 1)], \quad (10)$$

где W_j — коэффициент усиления для сечения истинного упругого рассеяния, δ_{jk} — символ Кронекера и для краткости опущены различные мно-

* Через $T^>$ и $T^{<}$ обозначены соответственно $(T_i + 1/2)$ и $(T_i - 1/2)$, где T — изотопический спин ядра-мишени в основном состоянии.

жители, связанные со спинами и моментами импульса. Исправленные с учетом флуктуаций коэффициенты проницаемости V_j определяются выражением

$$V_j = T_j [1 + V_j (\sum_c V_c)^{-1} (W_j - 1)]^{-1}. \quad (11)$$

Если эффект упругого усиления незначителен, то $W_j = 1$, $V_j = T_j$, и выражение для $\bar{\sigma}_{jk}$ принимает обычный для модели Хаузера-Фешбаха вид. Для облегчения решения уравнения (11) в его правой части можно приближенно заменить V_c на T_c , что дает

$$V_j \approx T_j [1 + T_j (\sum_c T_c)^{-1} (W_j - 1)]^{-1}. \quad (12)$$

Точность конечного результата можно повысить методом итераций, однако необходимость в этом редко возникает на практике. Основываясь на численных экспериментах с парциальными ширинами, Тепел и др. [95] нашли, что хорошее приближение для W_j дается простым выражением

$$W_j \approx 1 + 2(1 + T_j^{1/2})^{-1}. \quad (13)$$

После вычисления величин V_c они подставляются вместо T_c в выражение Хаузера-Фешбаха, и таким образом рассчитываются сечения с учетом флуктуаций ширин.

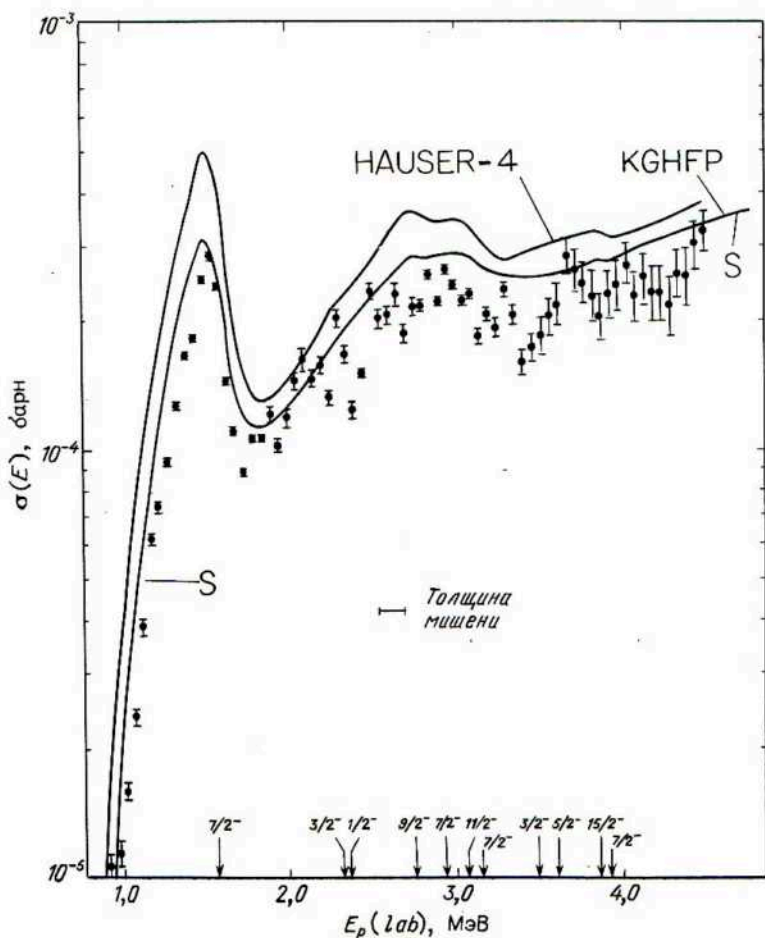
Обычно мы сравнивали свои экспериментальные результаты с результатами, полученными путем расчета как по программе HAUSER-4, так и в рамках модели Фаулера и его сотрудников, реализованной в виде программы KGHFP (*Kellog Global Hauser-Feshbach Program*). Эта программа была написана Циммерман в сотрудничестве с Фаулером, Холмсом, Пауэлсоном и Вусли. На рис. 11 показан конкурентный пик для реакции $^{51}\text{V}(p, \gamma)^{52}\text{Cr}$ и сравнение его с двумя упомянутыми моделями. Нет серьезных оснований предпочесть одну из этих моделей другой. В большинстве случаев обе модели при использовании глобальных потенциалов описывают данные эксперимента в пределах множителя 2.

Иногда необходимы дополнительные поправки к вычислениям по программе KGHFP. Вследствие того что в этой модели используются внутренние волновые функции в приближении «черного» ядра, поглощение оказывается очень большим и резонансы формы не возникают. Просматривая подборку нейтронных силовых функций [72], можно установить, находится ли нейтронная силовая функция вблизи своего максимума или минимума, и внести соответствующую поправку. Такие поправки могут как увеличивать, так и уменьшать амплитуду пика вплоть до множителя ~ 3 . На рис. 12 снова показан пик для реакции $^{51}\text{V}(p, \gamma)^{52}\text{Cr}$; на этот раз он сравнивается с расчетами по программе KGHFP с учетом и без учета поправок на флуктуации ширин и поведение нейтронной силовой функции. Из сравнения видно, что в этом случае важны обе поправки. Кривая S лучше всего аппроксимирует экспе-

риментальные данные, если оценивать амплитуду пика по энергиям слева и справа от пика. Имеются некоторые свидетельства того, что введение поправок на силовую функцию налетающих протонов также улучшило бы совпадение, по крайней мере в нескольких случаях вблизи максимума резонанса формы. Однако имеющаяся в настоящее время информация недостаточна для того, чтобы внести поправки на силовые функции протонов последовательным образом.

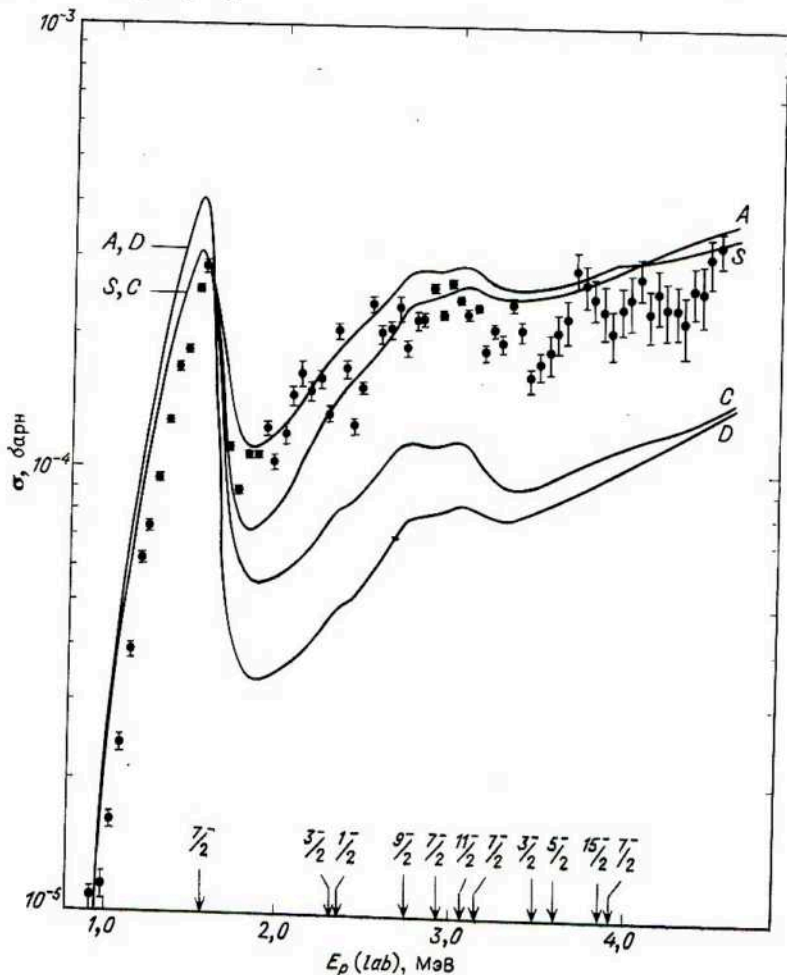
Необходимость в поправках на силовые функции отпадает при рас-

рис. 11. Конкурентный пик в реакции $^{51}\text{V}(p, \gamma)^{52}\text{Cr}$ и его сравнение с расчетами по двум различным моделям: HAUSER-4 Ф. М. Манна и KGHFP Фаулера с сотр. Главный пик расположен у порога испускания нейтрона с переходом в основное состояние $7/2^-$ ядра ^{51}Cr [115].



четах в рамках полной оптической модели. Использование для нейтронов и протонов правильных оптических потенциалов подразумевает также и неявный учет правильных силовых функций. Поправки на сило-

Рис. 12. Конкурентный пик в реакции $^{51}\text{V}(p, \gamma)^{52}\text{Cr}$ и его сравнение с различными расчетами, выполненными по программе KGHFP Фаулера и сотрудников. Плохое согласие кривых *C* и *D* с экспериментом показывает, что принятые в модели KGHFP силовые функции «черного» ядра должны быть исправлены с учетом резонанса формы для *s*-волны, для этого их необходимо умножить на 1,85—значение, полученное из независимых ядерных данных. Из кривых *A* и *S* последняя показывает лучшее согласие, если рассматривать области как выше пика, так и ниже его (по энергии). Кривая *S* учитывает поправки на флуктуации ширин [115].



вую функцию α -частиц, по-видимому, не нужны ни в одном из вариантов оптической модели, поскольку сильное поглощение в этом случае не должно приводить к возникновению резонансов формы.

Для проверки соответствия между расчетными и измеренными конкурентными пиками для ядер с большими нейтронными избытками и низкими порогами реакций (p, n) была изучена реакция $^{48}\text{Ca}(p, \gamma)^{49}\text{Sc}$ [113]. Даже в этом довольно экстремальном случае расчеты оказались в хорошем согласии с данными измерений конкурентных пиков, что указывает на возможность использования современных глобальных моделей Хаузера–Фешбаха для уверенного предсказания неизмеренных скоростей реакций при значительных нейтронных избытках. Вопрос о том, в каких пределах от области стабильности в сторону обогащенных нейтронами ядер можно доверять современным моделям, остается пока без ответа.

За последнее десятилетие ядерная астрофизика сделала огромный шаг вперед к осуществлению своей главной цели—к количественному описанию скоростей ядерных реакций для их использования во всех областях астрофизики. Нет сомнений в том, что У. Фаулер внес вклад в разработку практически всех затронутых в данной главе тем, и во многих случаях вклад его был определяющим. Автор благодарен Фаулеру за многие радости творчества и научные дискуссии за годы долгого, начавшегося еще в 1953 г. сотрудничества. Автор признателен многим студентам и коллегам в области астрофизики и ядерной геофизики, а также физики за стимулирующие и вдохновляющие дискуссии в течение последних тридцати лет. Исследование автора частично поддержано Национальным научным фондом США (РНУ 79-23638).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Alburger D.E.* Phys. Rev., **124**, 193, 1961.
2. *Alburger D.E.* Phys. Rev. C, **16**, 2394, 1977.
3. *Almqvist E., Bromley D.A., Kuehner J.A.* Phys. Rev. Letters, **4**, 515, 1960.
4. *Almqvist E., Kuehner J.A., McPherson D., Vogt E.W.* Phys. Rev. B, **136**, 84, 1964.
5. *Anderson M.R., Kennett S.R., Switkowski Z.E., Sargood D.G.* Nucl. Phys. A, **318**, 471, 1979.
6. *Austin S.M., Trentleman G.F., Kashy E.* Astrophys. J. Letters, **163**, L79, 1971.
7. *Bair J.K., Haas F.X.* Phys. Rev. C, **7**, 1356, 1973.
8. *Barnes C.A.* Nucleosynthesis by Charged Particle Reactions, in *Advances in Nuclear Physics*, vol. 4, eds. M. Baranger, E. Vogt, New York, Plenum Press, 1971, pp. 133–204.
9. *Barnes C.A.* Laboratory Approaches to Nuclear Astrophysics, in *Proceedings of the Erice School of Nuclear Physics*, March 25–April 6, 1980, ed. Sir Denis Wilkinson, F. R. S., Oxford: Pergamon Press, 1980.
10. *Barnes C.A., Nichols D.B.* Nucl. Phys. A, **217**, 125, 1973.
11. *Becchetti F.D., Jänecke J., Thorne C.A.* Nucl. Phys. A, **305**, 313, 1978.
12. *Becker R.H., Holt S.S., Smith B.W., White N.E., Boldt E.A., Mushotsky R.F., Serlemitsos P.J.* Astrophys. J. Letters, **235**, L5, 1980.
13. *Berman B.L., Van Hermert R.L., Bowman C.D.* Phys. Rev. Letters, **23**, 386, 1969.
14. *Bromley D.A., Kuehner J.A., Almqvist E.* Phys. Rev., **123**, 878, 1961.

15. Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F. *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 547, 1957.
16. Cameron A. G. W., Elkin R. M. *Can. J. Phys.*, **43**, 1288, 1965.
17. Chamberlin D., Bodansky D., Jacobs W. W., Oberg D. L. *Phys. Rev. C*, **9**, 69, 1974.
18. Cheng V. K. C., Little A., Yuen H. C., Lazarus S. M., Hanna S. S. *Nucl. Phys. A*, **322**, 168, 1979.
19. Chevalier R. A., Kirshner R. P. *Astrophys. J.*, **219**, 931, 1978.
20. Chevalier R. A., Kirshner R. P. *Astrophys. J.*, **233**, 154, 1979.
21. Christensen P. R., Switkowski Z. E. *Nucl. Phys. A*, **280**, 205, 1977.
22. Clayton D. D. *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, New York, McGraw-Hill Book Co., 1968.
23. Cook C. W., Fowler W. A., Lauritsen C. C., Lauritsen T. *Phys. Rev.*, **107**, 508, 1957.
24. Couch R. G., Shane K. C. *Astrophys. J.*, **169**, 413, 1971.
25. Couch R. G., Spinka H., Tombrello T. A., Weaver T. A. *Nucl. Phys. A*, **175**, 300, 1971.
26. Crannell H., Griffy T. A., Suelzle L. R., Yearian M. R. *Nucl. Phys. A*, **90**, 152, 1967.
27. Cujec B., Barnes C. A. *Nucl. Phys. A*, **266**, 461, 1976.
28. Davids C. N. *Nucl. Phys. A*, **110**, 619, 1968.
29. Davids C. N. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **13**, 69, 1975.
30. Davids C. N., Pardo R. C., Obst A. W. *Phys. Rev. C*, **11**, 2063, 1975.
31. Dyer P., Barnes C. A. *Nucl. Phys. A*, **233**, 495, 1974.
32. Esat M. T., Shapiro M. H., Spear R. H., Zyskind J. L., Davidson J. M. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **22**, 1246, 1977.
33. Fowler W. A., Caughlan G. R., Zimmerman B. A. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **5**, 525, 1967.
34. Fowler W. A., Caughlan G. R., Zimmerman B. A. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **13**, 69, 1975.
35. Haas F. X., Bair J. K. *Phys. Rev. C*, **7**, 2432, 1973.
36. Haas F. X., Bair J. K. *Phys. Rev. C*, **10**, 961, 1974.
37. Hall I., Tanner N. W. *Nucl. Phys.*, **53**, 673, 1964.
38. Hauser W., Feshbach H. *Phys. Rev.*, **87**, 366, 1952.
39. Hausmann H. J., Seyler R. G., Wallace P. H. *Phys. Rev. C*, **16**, 2428, 1977.
40. High M. D., Cujec B. *Nucl. Phys. A*, **282**, 181, 1977.
41. Hofmann H. M., Richert J., Tepel J. W., Wiedenmüller H. A. *Ann. Phys.*, **90**, 403, 1975.
42. Hofmann H. M., Richert J., Tepel J. W. *Ann. Phys.*, **90**, 391, 1975.
43. Holmes J. A. Ph. D. thesis, California Institute of Technology, Pasadena, 1976.
44. Holmes J. A., Woosley S. E., Fowler W. A., Zimmerman B. A. *At. Nucl. Data Tables*, **18**, 305, 1975.
45. Holt S. S., White N. E., Becker R. H., Boldt E. A., Mushotzky R. F., Smith B. W. *Astrophys. J. Letters*, **234**, L65, 1979.
46. Howard A. J., Jensen H. B., Rios M., Fowler W. A., Zimmerman B. A. *Astrophys. J.*, **188**, 131, 1974.
47. Hoyle F., Dunbar D. N. F., Wenzel W. A., Whaling W. *Phys. Rev.*, **92**, 1095, 1953.
48. Hulke G., Rolfs C., Trautvetter H. P. *Z. Phys.* **A297**, 161, 1980.
49. Humblet J., Dyer P., Zimmerman B. A. *Nucl. Phys. A*, **271**, 210, 1976.
50. Jolivet P. L., Goss J. D., Rollefson A. A., Browne C. P. *Phys. Rev. C*, **10**, 2629, 1974.
51. Kennett S. R., Anderson M. R., Switkowski Z. E., Sargood D. G. *Nucl. Phys. A*, **344**, 351, 1980.
52. Kettner K.-U., Lorenz-Wirzba H., Rolfs C. *Phys. Rev. Letters*, **38**, 337, 1977.
53. Kirshner R. P., Blair W. P. *Astrophys. J.*, **236**, 135, 1980.
54. Kolata J. J., Freeman R. M., Haas F., Heusch B., Gallman A. *Phys. Rev. C*, **19**, 2237, 1979.
55. Koonin S. E., Tombrello T. A., Fox G. *Nucl. Phys. A*, **220**, 221, 1974.
56. Kovar D. G., Geesaman D. F., Braid T. H., Eisen Y., Henning W., Ophel T. R., Paul M., Rehm K. E., Sanders S. J., Sperr P., Schiffer J. P., Tabor S. L., Vigdor S.,

- Zeidman B., Prosser F.W. Phys. Rev. C, **20**, 1305, 1979.
57. McCaslin S.J., Mann F.M., Kavanagh R.W. Phys. Rev. C, **7**, 489, 1973.
58. Mak H.B., Ashery D., Barnes C.A. Nucl. Phys. A, **226**, 493, 1974.
59. Mak H.B., Evans H.C., Ewan G.T., McDonald A.B., Alexander T.K. Phys. Rev. C, **12**, 1158, 1975.
60. Mann F.M. Ph. D. thesis, California Institute of Technology, Pasadena, 1975.
61. Mann F.M. Hauser-4, Hanford Engineering Department Laboratory Report, HEDTME-76-80, 1976.
62. Mann F.M. Hauser-5, Hanford Engineering Department Laboratory Report, HEDTME-78-83, 1978.
63. Mann F.M., Dayras R.A., Switkowski Z.E. Phys. Letters, **58B**, 420, 1975.
64. Markham R.G., Austin S.M., Shahabuddin M.A.M. Nucl. Phys. A, **270**, 489, 1976.
65. Mazarakis M.G., Stephens W.E. Phys. Rev. C, **7**, 1280, 1973.
66. Michaud G. Astrophys. J., **175**, 751, 1972.
67. Michaud G. Phys. Rev. C, **8**, 525, 1972.
68. Michaud G., Fowler W.A. Phys. Rev. C, **2**, 2041, 1970.
69. Michaud G., Scherk L., Vogt E. Phys. Rev. C, **1**, 864, 1970.
70. Moldauer P.A. Phys. Rev., **117**, 1841, 1969.
71. Moldauer P.A. Phys. Rev. C, **11**, 426, 1975.
72. Musgrove A.R. Australian Atomic Energy Commission report E277, 1973.
73. Nolen J.A. Jr., Austin S.M. Phys. Rev. C, **13**, 1773, 1976.
74. Obst A.W., Grandy T.B., Weil J. Phys. Rev. C, **5**, 738, 1972.
75. Patterson J.R., Winkler H., Zaidins C.S. Astrophys. J., **157**, 367, 1969.
76. Pühlhofer F., Ritter H.G., Bock R., Brommundt G., Schmidt H., Bethge K. Nucl. Phys. A, **147**, 258, 1970.
77. Ramström F., Wiedling T. Astrophys. J., **211**, 223, 1977.
78. Rios M., Schweitzer J.S., Anderson B.D. Astrophys. J., **199**, 173, 1975.
79. Robertson R.G.H., Warner R.A., Austin S.M. Phys. Rev. C, **15**, 1072, 1977.
80. Rolfs C. Частное сообщение, 1980.
81. Rolfs C., Rodney W.S. Astrophys. J. Letters, **194**, L63, 1974.
82. Rolfs C., Rodney W.S. Nucl. Phys. A, **250**, 295, 1974.
83. Rolfs C., Trautvetter H.P. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **28**, 115, 1978.
84. Sanders R.H. Astrophys. J., **150**, 971, 1967.
85. Schmalbrock P., Kettner K.-U., Kieser W.E., Kräwinkel H., Trautvetter H.P., Rolfs C., Azuma R.E., Hammer J.W. Частное сообщение, 1980.
86. Schwarzschild M., Härm R. Astrophys. J., **150**, 961, 1967.
87. Seeger P.A., Kavanagh R.W. Astrophys. J., **137**, 704, 1963.
88. Smulders P.J.M. Physica, **31**, 973, 1965.
89. Spinka H., Winkler H. Nucl. Phys. A, **233**, 456, 1974.
90. Stocker H., Rollefson A.A., Browne C.P. Phys. Rev. C, **4**, 1028, 1971.
91. Strehl P., Schucan T.H. Phys. Letters, **B27**, 641, 1968.
92. Strehl P., Schucan T.H. Z. Phys., **234**, 416, 1968.
93. Switkowski Z.E., Heggie J.C.P., Mann F.M. Phys. Rev. C, **17**, 392, 1978.
94. Switkowski Z.E., Heggie J.C.P., Mann F.M. Austral. J. Phys., **31**, 253, 1978.
95. Tepel J.W., Hofmann H.M., Weidenmüller H.A. Phys. Letters, **49B**, 1, 1974.
96. Thielemann F.-K. Ph. D. thesis, Technische Hochschule, Darmstadt, West Germany, 1980.
97. Toews J.W., Fowler W.A., Barnes C.A., Lyons P.B. Astrophys. J., **168**, 421, 1971.
98. Tombrello T.A. Частное сообщение, 1971.
99. Tombrello T.A. Частное сообщение, 1973.
100. Trimble V. Rev. Mod. Phys., **47**, 877, 1975.
101. Truran J.W. Astrophys. Space Sci., **18**, 306, 1972.
102. Truran J.W., Hansen C.J., Cameron A.G.W., Gilbert A. Can. J. Phys., **44**, 151, 1966.
103. Truran J.W., Cameron A.G.W., Gilbert A. Can. J. Phys., **44**, 563, 1966.
104. Tserruya I., Eisen Y., Pelte D., Gavron A., Oeschler H., Berndt D., Harney H.L. Phys. Rev. C, **18**, 1688, 1978.

105. *Vogt E.* in *Advances in Nuclear Physics*, vol. 1, eds. M. Baranger, E. Vogt, New York, Plenum Press, 1968.
106. *Weaver T.A., Woosley S.E.* *Ann. Rev. N. Y. Acad. Sci.*, **336**, 335, 1980.
107. *Weisser D.C., Morgan J.F., Thompson D.R.* *Nucl. Phys. A*, **235**, 460, 1974.
108. *Woosley S.E., Fowler W.A., Holmes J.A., Zimmerman B.A.* California Institute of Technology report OAP-422, 1975.
109. *Woosley S.E., Fowler W.A., Holmes J.A., Zimmerman B.A.* *At. Nucl. Data Tables*, **22**, 371, 1978.
110. *Wu S.-C.* Ph. D. thesis, California Institute of Technology, Pasadena, 1978.
111. *Zyskind J.L., Marrs R., Shapiro M.H., Davidson J., Barnes C.A., Fowler W.A.* *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **22**, 542, 1977.
112. *Zyskind J.L., Davidson J.M., Esat M.T., Shapiro M.H., Spear R.H.* *Nucl. Phys. A*, **301**, 179, 1978.
113. *Zyskind J.L., Davidson J.M., Esat M.T., Shapiro M.H., Fowler W.A., Barnes C.A.* *Nucl. Phys. A*, **315**, 430, 1979.
114. *Zyskind J.L., Davidson J.M., Esat M.T., Shapiro M.H., Spear R.H.* *Nucl. Phys. A*, **331**, 180, 1980.
115. *Zyskind J.L., Barnes C.A., Davidson J.M., Fowler W.A., Marrs R.E., Shapiro M.H.* *Nucl. Phys. A*, **343**, 295, 1980.

СКОРОСТЬ РЕАКЦИИ $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ ПРИ ТЕРМОЯДЕРНОМ ГОРЕНИИ ГЕЛИЯ В ЗВЕЗДАХ

Т. А. Томбрелло, С. Е. Кунин и Б. А. Фландерс

I. ВВЕДЕНИЕ

По мере истощения запасов водорода в звездном ядре в ходе термоядерных реакций условия, близкие к гидростатическому равновесию, сменяются последовательностью относительно быстрых эволюционных стадий [5]. Этот период в истории звезды начинается со сжатия, которое продолжается до тех пор, пока в ее центральных областях не станет выделяться ядерная энергия в реакциях между ядрами гелия (α -частицами). Сначала источником энергии служит образование ^{12}C в процессе $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$, детальное описание которого в работе Хойла и др. [13] послужило решающим шагом к пониманию последовательности событий, приводящих к стадии красного гиганта.

По аналогии с реакциями радиационного захвата протона, которые следуют за первой медленной реакцией протон-протонной цепочки, можно было бы ожидать, что, как только в 3α -процессе образуются ядра ^{12}C , они подвергнутся дальнейшим преобразованиям посредством последовательных захватов α -частиц. Однако структура уровней ядра ^{20}Ne , как известно, такова, что образование ядер тяжелее ^{16}O на этой стадии эволюции звезды маловероятно [5]. Тем не менее есть также неопределенность в количестве ядер ^{16}O , успеющих образоваться в реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, прежде чем последующее сжатие ядра звезды и сопутствующее ему повышение температуры приведут к интенсивному выделению энергии в реакциях между ^{12}C и ^{16}O , как описано в гл. 10. Настоящая глава посвящена неопределенности в скорости реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. Пока этот вопрос не будет решен, нельзя уверенно предсказать ни относительные количества ядер ^{12}C и ^{16}O , синтезированные в звездах, ни последующую эволюцию звезд.

Проблема определения сечения реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ в соответствующем интервале температур ($\lesssim 5 \cdot 10^8$ К) уже была очень подробно изложена [12], и поэтому здесь мы дадим лишь краткое ее описание. При характерных для этой реакции энергиях ($E = 0,3$ МэВ в системе центра масс частиц $\alpha + ^{12}\text{C}$) ожидается, что основной вклад в сечение вносит хвост связанного состояния ($7,12$ МэВ, 1^-) ядра ^{16}O . Это состояние расположено на 46 кэВ ниже порога распада на $\alpha + ^{12}\text{C}$. Прямое измерение сечения при указанных энергиях невозможно вследствие его чрезвычайной малости, а экстраполяция измерений при более высоких энергиях могла бы показаться сомнительной, поскольку при высоких

энергиях в сечении преобладает широкий (~ 1 МэВ) уровень 1^- с энергией возбуждения 9,6 МэВ.

Как мы увидим ниже, существование уровня 9,6 МэВ — счастливое обстоятельство. Наблюдая в сечении захвата α -частиц при высоких энергиях проявление интерференции между этими двумя состояниями 1^- , мы можем (по крайней мере в принципе) определить влияние на сечение реакции нижнего уровня 1^- и отсюда сделать заключение о его вкладе в сечение при более низкой энергии 0,3 МэВ. Хотя неопределенность в полученной таким способом скорости реакции все еще велика, она находится в хорошем согласии с анализом других реакций и с предсказаниями моделей ядра ^{16}O . Кроме того, как мы увидим ниже, было бы разумно не пренебрегать также вкладом в сечение захвата от связанного состояния 2^+ ядра ^{16}O при энергии 6,92 МэВ [8, 11, 12].

II. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ РЕАКЦИИ

Чтобы определить с достаточной степенью точности скорости реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ в звездах, необходима информация лишь о вероятности образования состояния 7,12 МэВ во входном канале $\alpha + ^{12}\text{C}$ (она пропорциональна α -ширине состояния Γ_α) и о вероятности его радиационного распада (пропорциональна электромагнитной ширине Γ_γ). Значение Γ_γ определено независимо при резонансных флюоресцентных измерениях [25]. Таким образом, в рамках изложенной здесь несколько упрощенной схемы необходимо определить лишь Γ_α (7,12 МэВ). Учет какого-либо вклада от уровня 6,92 МэВ точно так же сводится к нахождению величины Γ_α (6,92 МэВ).

Есть несколько различных экспериментальных подходов к определению Γ_α для интересующих нас состояний. Каждый из них требует использования таких моделей атомного ядра, которые не позволяют легко оценить степень соответствующей теоретической неопределенности. Сначала постараемся показать недостатки и достоинства каждого из способов определения Γ_α .

Хорошо известно, что разработано несколько методов параметризации сечений ядерных реакций на языке связанных состояний и резонансов в системе реагирующих частиц [14, 15, 18]. Эти методы несколько различаются, но все они исходят из ограничений, вытекающих из нерелятивистской квантовой механики и фундаментальных законов сохранения. Применение этих методов в их наиболее общем виде приводит к одинаковым результатам для наблюдаемых величин и ограничено только точностью и полнотой используемых данных. На практике, однако, необходимо ограничивать число состояний (членов), участвующих в параметризации, что приводит к ошибкам. Эффекты, связанные с ограничением числа параметров, очевидно, можно уменьшить, привлекая дополнительную информацию о конкретной реакции или умело отбирая наиболее важные члены. (Здесь можно провести аналогию с разложением косинуса в ряд Фурье: разложение по косинусам содер-

жит всего один член, тогда как для разложения по синусам требуется бесконечное число членов.)

Было предпринято несколько попыток параметризовать наборы имеющихся данных для реакций $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$ и $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ в рамках R - и K -матричных теорий [12, 14, 26] с учетом небольшого числа состояний ^{16}O . Конкретно рассматривалось поведение фазового сдвига в случае рассеяния $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$ с $l=1$ и часть измеренного сечения реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, обусловленная электрическим дипольным переходом, т. е. разложение ограничивалось учетом ближайших уровней 1^- ядра ^{16}O . Кроме того, в одной R -матричной теории были использованы также данные о β -распаде ^{16}N с переходом в состояния континуума ^{16}O [3]. Однако как R -, так и K -матричная теории связаны с трудностями. Уровень 9,6 МэВ в ^{16}O проще всего (и, по-видимому, довольно точно) может быть описан как состояние α -частицы с $l=1$ в сферически симметричном потенциале ядра ^{12}C . Хорошо известно, что такие широкие уровни можно описать надлежащим образом лишь при большом числе членов в R - и K -матричном разложении [20]. Поскольку во всех подобных попытках анализа реакций $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ и $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$ для описания состояния 9,6 МэВ было использовано не больше двух членов, это могло привести к заметным ошибкам.

Из этих соображений Кунин и др. [17] видоизменили описанный выше общий подход, представив состояние 9,6 МэВ как резонанс системы $\alpha + ^{12}\text{C}$ в сферически симметричном потенциале. В этой работе были также рассчитаны реакции, протекающие через такое состояние, и результаты представлены в виде эквивалентной R -матрицы с дополнительным членом, описывающим состояние 7,12 МэВ. Поскольку в этом методе одновременно используются R -матричная теория и описание с помощью рассеяния в поле потенциальных сил, он был назван гибридным анализом.

В общем случае при использовании трех членов в R - или K -матричной параметризации допустимые значения Γ_α (7,12 МэВ) лежат в довольно широких пределах [12, 14, 26]. Однако средние значения находятся в разумном согласии как с двучленным R -матричным разложением [3], так и с гибридным анализом [17].

Другой метод определения Γ_α основывается на спектроскопии реакций прямой передачи α -частиц. В этом методе ядро ^{12}C бомбардируется ядрами, которые с большой вероятностью содержат слабо связанную α -частицу. Систематика таких реакций указывает в целом на справедливость представления о механизме реакции как передаче α -частицы от бомбардирующего ядра к ядру-мишени. Сечение такой реакции определяется вероятностью того, что конечное состояние ^{16}O имеет конфигурацию $\alpha + ^{12}\text{C}$, т. е. приближенно величиной Γ_α [9]. В этом случае исследователь, несомненно, находится во власти используемой модели, но надежность полученных результатов все же можно оценить, рассматривая реакции, приводящие к другим состояниям ^{16}O , значения Γ_α для которых известны из других источников. Ряд попыток осуществления

данного метода с использованием реакций $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}^*$ [6–8, 19] и $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}^*$ [8, 10, 21] привел в основном к согласующимся между собой, но имеющим широкий разброс значениям Γ_α .

Наконец, можно воспользоваться одной из ядерных моделей состояний ядра ^{16}O для нахождения характеристик какого-либо определенного его состояния. Очевидно, в этом случае в качестве проверки модели может служить успешное предсказание свойств других хорошо изученных состояний. В первом расчете Γ_α (7,12 МэВ), выполненном Стефенсоном [22], для уменьшения числа свободных параметров модели были использованы характеристики других состояний 1^- . В последующих расчетах [16, 23, 24] были предсказаны характеристики многих из состояний ^{16}O с низкой энергией.

Результаты всех этих методов можно сравнивать разными способами. Поскольку различные методы параметризации приводят к прямым предсказаниям одной и той же величины — сечения при энергии $E = 0,3$ МэВ, то их лучше всего сравнивать именно по этой величине. Удобно исключить преобладающих в зависимости сечения от энергии эффект кулоновского барьера, оперируя вместо сечения захвата $\sigma_{\alpha, \gamma}$ соответствующим ему S -фактором [5]

$$S_{\alpha, \gamma}(E) = E \exp[2\pi\eta(E)] \sigma_{\alpha, \gamma}(E),$$

где η — параметр Зоммерфельда для взаимодействующих частиц. Как следует из табл. 1, различные методы дают хорошо согласующиеся между собой результаты. Однако следует отметить, что неопределенности, связанные с неполнотой или общей применимостью метода, не приведены. Последние два метода из перечисленных в табл. 1 будут обсуждены в следующем разделе. Общее согласие их результатов с другими значениями указывает на устойчивость экстраполяции сечения по отношению к модификациям метода.

В табл. 2 сравниваются приведенные (в том смысле, что исключен главный эффект — влияние кулоновского барьера [18]) ширины α -распадов для состояний 7,12 и 9,6 МэВ. Здесь также имеется общее согласие, хотя и при большем разбросе величин. При анализе прямых реакций та-

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ $S_{\alpha, \gamma}(E = 0,3 \text{ МэВ})$ ДЛЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО ЗАХВАТА, ПОЛУЧЕННЫЕ НА ОСНОВЕ РАЗЛИЧНЫХ ПАРАМЕТРИЗАЦИЙ ФАЗОВОГО СДВИГА ПРИ РАССЕЯНИИ $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$ $l = 1$ И СЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО ПЕРЕХОДА В РЕАКЦИИ $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$

Метод	$S_{\alpha, \gamma}$, МэВ·барн	Ссылки
R-матричная теория (три члена)	$0,14^{+0,14}_{-0,12}$	[12]
K-матричная теория (три члена)	$0,08^{+0,14}_{-0,07}$	[14]
Гибридный (постоянный диполь)	$0,08^{+0,05}_{-0,04}$	[17]
Гибридный (диполь $1/E'$)	0,09	Настоящая работа
Гибридный (диполь $(1/E')^2$)	0,11	» »

кой разброс можно отчасти объяснить необходимостью вычитания из распределений по углам значительного «непрямого» компонента, а также тем, что широкий уровень 9,6 МэВ труднее выделить в спектре продуктов реакции. В случае анализа реакций передачи α -частицы некоторая часть разброса результатов, возможно, является также следствием пренебрежения зависимостью от энергии налетающей частицы. Интересно отметить, что отношения, полученные на основе различных гибридных моделей, показывают большие вариации, чем соответствующие экстраполированные величины $S_{\alpha, \gamma}$, приведенные в табл. 1. К счастью, именно значения $S_{\alpha, \gamma}$ непосредственно связаны со скоростью ядерной реакции в звездах.

III. ДАЛЬНЕЙШАЯ ПРОВЕРКА ГИБРИДНОГО АНАЛИЗА

За исключением упомянутых в этом разделе модификаций, во всем остальном (как по способу анализа, так и по исходным данным) использованный здесь метод совпадает с описанным в [17]. В общем случае

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ ОТНОШЕНИЯ ПРИВЕДЕННЫХ ШИРИН, СВЯЗАННЫХ С ИСПУСКАНИЕМ α -ЧАСТИЦ, СОСТОЯНИЙ 1- С ЭНЕРГИЯМИ 7,12 и 9,6 МЭВ ЯДРА ^{16}O

Метод	$R = \left[\frac{\theta_{\alpha, 7,12} [B = S(E_0)]}{\theta_{\alpha, 9,6} [B = S(E^*)]} \right]^2$	Ссылки
<i>Теоретический расчет</i>		
Модель Нильсона	$0,09 \pm 0,05$	[22]
ОСМ	$0,12 - 0,24$	[23, 24]
SU (3)	$0,1 - 0,2$	[16]
<i>Реакция $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}^*$</i>		
9 и 12 МэВ	$0,07 - 0,16$	[19]
42 МэВ	$\sim 0,4$	[8]
90 МэВ	$0,1 - 0,2$	[6]
<i>Реакция $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}^*$</i>		
15, 21 и 24 МэВ	$0,03$	[21]
34 МэВ	$0,35 \pm 0,13$	[7]
38 МэВ	$0,1 - 0,2$	[10]
<i>Гибридный метод</i>		
Постоянная сила дипольного взаимодействия	$0,03 \pm 0,015^*$	[17]
$1/E'$	$0,11$	Настоящая работа
$(1/E')^2$	$0,23$	

* Для более точного сравнения с другими методами изменено значение входящего в граничное условие параметра B из [17].

мы принимали $B=0$ в качестве параметра, задающего граничное условие для R -матрицы, поскольку было показано, что вариации B мало влияют на результирующее значение $S_{\alpha, \gamma}$ (0,3 МэВ) [17]. Однако мы рассчитали отношения, приведенные в табл. 2, также для другого граничного условия, чтобы можно было произвести сравнение со значениями, приведенными из других источников. (Уравнение (5) в работе [17] несовместимо с выбором $B=0$, поэтому для использования здесь оно было изменено [4].)

В первоначальных расчетах гибридным методом амплитуда вклада потенциала в $R_{\alpha, \gamma}$ (т.е. без учета вклада состояния 7,12 МэВ) определялась эффективной силой дипольного взаимодействия (которое, по-видимому, обусловлено малой примесью состояния с изоспином $T=1$ к состояниям $\alpha + ^{12}\text{C}$ ядра ^{16}O с изоспином $T=0$), причем предполагалось, что эта сила не зависит от энергии возбуждения ^{16}O [17]. Это предположение могло быть источником систематических ошибок, и поэтому мы исследовали его влияние на определение $S_{\alpha, \gamma}$ (0,3 МэВ). Расчеты в двухканальном приближении, чтобы промоделировать вклад компонента с $T=1$ (который ответствен за дипольное электрическое взаимодействие с широким состоянием 9,6 МэВ), показали, что эффективная сила дипольного взаимодействия изменяется несколько медленнее, чем по закону $(1/E')^2$, где E' — разность энергии относительно состояния 1^- в ядре ^{16}O с энергией возбуждения 13,1 МэВ и с $T=1$. В связи с этим мы повторили гибридным методом анализ работы [17] с учетом зависимости силы дипольного взаимодействия от энергии в двух видах: $(1/E')$ и $(1/E')^2$.

Некоторые полученные результаты приведены в табл. 3. Для первоначального случая постоянной силы дипольного взаимодействия качество аппроксимации слабо зависит от радиуса взаимодействия s . Однако при изменении силы взаимодействия только наименьшие значения s приводят к приемлемой аппроксимации — для них полученные значения $S_{\alpha, \gamma}$ (0,3 МэВ) лежат в пределах неопределенности первоначальных оценок.

Таблица 3

ЗНАЧЕНИЯ $\chi_{\alpha, \gamma}^2$ (22 СТЕПЕНИ СВОБОДЫ) И $S_{\alpha, \gamma}$ (0,3 МЭВ) В МЭВ · БАРН ДЛЯ ДИПОЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАХВАТА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ РАДИУСА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ s И ФУНКЦИОНАЛЬНОГО ВИДА ЭФФЕКТИВНОЙ СИЛЫ ДИПОЛЯ

Функциональный вид силы дипольного взаимодействия		s , ферми		
		4,75	5,35	5,95
Постоянная	χ^2	30	22	22
	$S_{\alpha, \gamma}$	0,06	0,08	0,09
$1/E'$	χ^2	25	42	49
	$S_{\alpha, \gamma}$	0,09	0,18	0,23
$(1/E')^2$	χ^2	24	211	250
	$S_{\alpha, \gamma}$	0,11	0,31	0,43

IV. ВКЛАД СОСТОЯНИЯ (6,92 МэВ, 2⁺) В СЕЧЕНИЕ ЗАХВАТА

В работах [8, 11, 12] было высказано предположение, что в звездах квадрупольный электрический захват в хвосте резонанса 6,92 МэВ может вносить заметный вклад в скорость реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. Поскольку влияние состояния 2⁺ очень трудно наблюдать по интерференции с состояниями 2⁺ при более высоких энергиях способом, который позволил экстраполировать к низким энергиям сечение в случае электрического дипольного взаимодействия, можно сделать лишь грубые оценки эффектов электрического квадрупольного захвата при низких энергиях. В связи с тем что при низких энергиях в дипольном и квадрупольном взаимодействиях преобладают связанные уровни, можно приближенно сравнить вклады этих двух уровней, воспользовавшись их известными положениями и радиационными ширинами [1]. Приняв далее одноуровневую форму для продолжения хвоста резонанса в сторону положительных энергий и оценив кулоновскую проницаемость при радиусе взаимодействия 4,75 ферми, получим при $E = 0,3$ МэВ следующее соотношение:

$$\frac{S_{\alpha, \gamma}(E=2, 6,92 \text{ МэВ})}{S_{\alpha, \gamma}(E=1, 7,12 \text{ МэВ})} \approx 0,2 \left[\frac{\theta_{\alpha}(6,92 \text{ МэВ})}{\theta_{\alpha}(7,12 \text{ МэВ})} \right]^2.$$

Если воспользоваться отношениями приведенных ширин из ряда теоретических работ [16, 23, 24] или исследований прямых ядерных реакций [7, 8, 19, 21], то отношение $S_{\alpha, \gamma}$ этих двух состояний окажется примерно равным 0,5.

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные к настоящему времени исследования дают довольно полное представление о проблеме определения скорости реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ в звездах. Учитывая характер теоретических трудностей, нельзя надеяться на быстрый существенный прогресс в этом направлении. Вклад, вносимый в скорость реакции состоянием 6,92 МэВ, можно оценить только теоретически или путем исследования прямых ядерных реакций, но в обоих случаях имеются значительные неопределенности. Ограниченная точность экстраполяции электрического дипольного взаимодействия к низким энергиям связана больше с теоретическими неопределенностями (например, с числом членов в разложении или формой дипольной силовой функции при гибридном методе анализа), чем с точностью экспериментальных данных. Значение полной величины $S_{\alpha, \gamma}(0,3 \text{ МэВ}) = (0,1-0,2) \text{ МэВ} \cdot \text{барн}$, к которой, по-видимому, сходятся наши оценки, предполагает, что в результате горения гелия образуются примерно в равных количествах ^{12}C и ^{16}O [2] в согласии с данными о космической распространенности химических элементов.

В общей сложности авторы были сотрудниками Уильяма А. Фаулера в Радиационной лаборатории Келлога в КТИ более 30 лет. За этот период наше вначале непоколебимое убеждение держаться подальше от ядерной астрофизики — этой коварной западни было сильно поколеблено безграничным энтузиазмом и решимостью Фаулера. Вкладывая в каждую новую проблему всю душу, он не только много сделал сам для построения основ ядерной астрофизики, но и убедил горячих сторонников действовать по разработанному им плану. Он передал нам истинное понимание радости научного творчества и тем самым расширил наш горизонт до горизонта Вселенной.

Эта работа отчасти была поддержана Национальным фондом научных исследований (РНУ 79-23638).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ajzenberg-Selove F.* Nucl. Phys. A, **281**, 1, 1977.
2. *Arnett W.D.* Astrophys. J., **176**, 681, 1972.
3. *Barker F.C.* Australian J. Phys., **24**, 777, 1971.
4. *Barker F.G.* Частное сообщение, 1976.
5. *Barnes C.A.* Advances in Nuclear Physics, vol. 4, New York, Plenum Press, 1971, p. 133.
6. *Becchetti F.D.* Частное сообщение, 1979.
7. *Becchetti F.D., Flynn E.R., Hanson D.L., Sumier J.W.* Nucl. Phys. A, **305**, 293, 1978.
8. *Becchetti F.D., Jänecke J., Thorn C.E.* Nucl. Phys. A, **305**, 313, 1978.
9. *Bethe K.* Ann. Rev. Nucl. Sci., **20**, 255, 1970.
10. *Coburn M.E., Pisano D.J., Parker P.D.* Phys. Rev. C, **14**, 491, 1976.
11. *Dyer P.* Ph. D. thesis, California Institute of Technology, Pasadena, 1973.
12. *Dyer P., Barnes C.A.* Nucl. Phys. A, **233**, 495, 1974.
13. *Hoyle F., Dunbar D.N.F., Wenzel W.A., Whaling W.* Phys. Rev., **92**, 1095, 1953.
14. *Humblet J., Dyer P., Zimmerman B.A.* Nucl. Phys. A, **271**, 210, 1976.
15. *Humblet J., Rosenfeld L.* Nucl. Phys., **26**, 529, 1961.
16. *Ichimura M., Arima A., Halbert E.C., Terasawa T.* Nucl. Phys. A, **204**, 225, 1973.
17. *Koonin S.E., Tombrello T.A., Fox G.* Nucl. Phys. A, **220**, 221, 1974.
18. *Lane A.M., Thomas R.G.* Rev. Mod. Phys., **30**, 257, 1958.
19. *Loebenstein H.M., Mingay D.W., Winkler H., Zaidins C.S.* Nucl. Phys. A, **91**, 481, 1967.
20. *Nussenzweig H.M.* Nucl. Phys., **11**, 499, 1959.
21. *Pühlhofer F., Ritter H.G., Bock R., Brommundt G., Schmidt H., Bethe K.* Nucl. Phys. A, **147**, 258, 1970.
22. *Stephenson G.J.* Astrophys. J., **146**, 950, 1966.
23. *Suzuki Y.* Progr. Theor. Phys., **55**, 1751, 1976.
24. *Suzuki Y.* Progr. Theor. Phys., **56**, 111, 1976.
25. *Swann C.P.* Nucl. Phys. A, **150**, 300, 1970.
26. *Weisser D.C., Morgan J.F., Thompson D.R.* Nucl. Phys. A, **235**, 460, 1974.

ИСТОРИЯ ПРОБЛЕМЫ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО

Дж. Н. Бакал и Р. Дэвис, мл.

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая глава посвящена краткому описанию некоторых идей и событий, вылившихся в ситуацию, которую мы называем сегодня проблемой солнечных нейтрино. В основу повествования легли воспоминания многих минувших лет, поэтому оно, вероятно, содержит массу неточностей. Тем не менее мы надеемся, что эти воспоминания о приятном и удивительном времени будут в некотором отношении интересны студентам, изучающим ядерную астрофизику, и особенно близким друзьям У. Фаулера. На всех этапах описываемой ниже истории Фаулер поддерживал нас мудрыми советами и, что самое главное, вселял в нас бесценный энтузиазм и чувство юмора. Он, к примеру, неоднократно подчеркивал, что психологические аспекты науки важны ничуть не меньше, чем чисто технические.

В исследованиях, представляющих интерес с точки зрения солнечных нейтрино, теория и данные наблюдений тесно переплетены друг с другом. Например, наблюдаемое число актов захвата нейтрино в сутки в значительной мере потеряло бы свой смысл, если бы не было четко сформулированных предсказаний скорости счета. В равной степени и сами экспериментальные возможности проверки теоретических предсказаний служат важным стимулом теоретической работы. Расчеты, необходимые для решения поставленной задачи, предельно точны, специализированы и включают в себя массу всевозможных деталей; в таких расчетах, как правило, нет необходимости, когда речь идет об обычном сопоставлении с данными наблюдений, свойственном большинству других исследований в области теории эволюции звезд. Эту взаимную согласованность теории и наблюдений в области исследований, связанной с солнечными нейтрино, можно противопоставить ситуации в других областях астрономии, становление и развитие которых происходило на протяжении описываемого здесь периода времени. Действительно, открытия квазаров, источников инфракрасного излучения, радиопульсаров, рентгеновских источников и межзвездных молекул имели непосредственное и очевидное значение независимо от предшествовавшего состояния теории. Взаимная зависимость теории и наблюдений в области солнечных нейтрино особенно четко была осознана финансирующими организациями. Именно благодаря такой взаимозависимости мы сочли естественным представить здесь общую историю данного предмета

в том виде, как она сохранилась в нашей памяти.

Мы избрали необычную форму для нашего повествования. Мы будем перечислять в хронологическом порядке все наиболее яркие события каждого года в том виде, как они нам запомнились. Мы не претендуем на полноту изложения отдельных достижений и соответствующих публикаций; такая задача была бы слишком сложной для нас в настоящее время, не соответствовала бы целям настоящей книги и лишила бы описываемую здесь историю ряда интересных деталей. Вполне естественно, что мы сконцентрировали внимание на тех событиях, в которых сами принимали участие и которые поэтому лучше всего нам известны. Более подробное изложение затронутых здесь вопросов и большое количество дополнительной литературы читатель может найти в следующих работах: [38, 92, 121, 138] и гл. 8 и 9 настоящей книги — о состоянии ядерно-физических экспериментов в области низких энергий; [115] — описание некоторых экспериментов с солнечными нейтрино, которые так и не были осуществлены; [33, 94, 122] — краткое описание различных нестандартных моделей Солнца.

ПЕРИОД ДО 1962 г.

Весьма любопытным представляется тот факт, что в самых ранних публикациях по теории генерации звездной энергии с помощью ядерного синтеза не встречалось даже намека на возможность проверки основных принципов теории посредством наблюдения нейтрино. В замечательных работах Г. Бете нейтрино не были явным образом включены в схему ядерных реакций [41, 42]. К тому времени, когда эти работы были написаны, теории β -распада Ферми — Паули было уже более пяти лет. Однако принцип сохранения лептонов еще не был четко сформулирован и поэтому не было необходимости заботиться о соблюдении баланса по числу лептонов и барионов. Одной из наиболее ранних работ, посвященных обсуждению вопроса о Солнце как источнике нейтрино, явилась стимулирующая обзорная статья Крейна [54] — дипломника Фаулера и его сотрудника на самом раннем этапе его работы в Калифорнийском технологическом институте (КТИ). Крейн воспользовался геологическими данными о скорости выделения тепла в недрах Земли и показал, что эффективное сечение поглощения нейтрино лежит ниже интервала значений $10^{-32} - 10^{-35} \text{ см}^2$.

В самом начале 1950-х годов Р. Дэвис в Брукхейвенской национальной лаборатории разработал радиохимический нейтринный детектор, основанный на регистрации реакции $^{37}\text{Cl}(\nu, e^-)^{37}\text{Ar}$. Этот метод был предложен Б. Понтекорво [110] в период его работы в Чок-Ривере и затем независимо был исследован Л. Альваресом [2]. Понтекорво убедительно обосновал, почему именно хлор (или бром) могут служить хорошими детекторами нейтрино и почему использование любого из этих детекторов сделало бы вполне осуществимыми эксперименты на реакторе (Понтекорво предусмотрительно исключил солнечные нейтрино

из-за их недостаточной энергии).

Сообщение Альвареса представляет собой замечательное сочетание теоретического и экспериментального подходов. Это сообщение вполне может служить образцом того, как следует составлять предложения для проведения фундаментальных физических экспериментов. В данном случае речь шла об эксперименте по проверке теории β -распада с помощью хлорного детектора, помещенного вблизи реактора. Альварес представил подробные данные о химической стороне эксперимента и об ожидаемых эффективных сечениях захвата нейтрино и оценил фоновые эффекты. При этом он подчеркивал, что «... самая трудная экспериментальная проблема связана с необходимостью исключения всевозможных фоновых эффектов» [2]. Это утверждение остается столь же актуальным и по сей день. Интересно отметить, что на конференции по солнечным нейтрино в Ирвайне [120] Альварес упомянул о том, что еще в 1949 г. он рассматривал возможность использования хлорного детектора для наблюдений солнечных нейтрино.

Заслуживает внимания тот факт, что в предложении Понтекорво и Альвареса по использованию хлора в качестве детектора нейтрино, испускаемых реактором, явным образом предполагалось, что нейтрино и антинейтрино тождественны. В 1948 г. эксперименты Э. Файермана по поиску двойного β -распада ядра ^{115}Sn указывали на то, что нейтрино и антинейтрино вполне могли бы быть майорановскими частицами. Результаты этого эксперимента обсуждались Альваресом. Последующие более тщательные исследования двойного β -распада, в том числе и исследования самого Файермана, показали, что первоначальный эксперимент Файермана был неверен.

В процессе разработки детектора в Брукхейвенской национальной лаборатории для снижения фона космических лучей на глубину 5,8 м в песчаном грунте был помещен бак емкостью 3800 л, заполненный жидкостью CCl_4 . Этот эксперимент дал грубый верхний предел потока солнечных нейтрино при условии, что в недрах Солнца протекает CNO-цикл (этот предел составлял 10^{14} нейтрино/(см²·с) [55]). В более современных единицах это дает значение верхнего предела около 40 000 СЕН. Рецензент статьи Дэвиса сделал в то время следующий критический, но забавный комментарий:

«Любой подобный эксперимент, если он не обладает необходимой чувствительностью, не имеет никакого отношения к вопросу о существовании нейтрино. Иллюстрацией моей точки зрения служит тот факт, что никто не взялся бы писать научную статью об эксперименте, в котором экспериментатор, забравшись на гору, безуспешно попытался дотянуться до Луны и сделал вывод, что Луна находится на расстоянии более 2,5 м от вершины горы».

В 1950-х годах среди астрофизиков была общепринятой точка зрения, что основную роль в генерации энергии Солнца играет протон-протонная цепочка реакций и что протон-протонная реакция, с которой начинается эта цепочка, является единственной реакцией, генерирующей

заметный поток нейтрино. Максимальная энергия этих нейтрино составляет всего 0,4 МэВ. Посредством хлорного детектора нейтрино от протон-протонной реакции обнаружить невозможно, поскольку порог этого детектора составляет 0,86 МэВ. Единственным типом нейтрино, испускаемых Солнцем, которые имеют достаточную энергию, чтобы поглощаться хлором, представлялись нейтрино от распада ^{13}N и ^{15}O , образующихся в реакциях CNO-цикла. Несмотря на то что наблюдение солнечных нейтрино казалось делом безнадежным, Дэвис тем не менее на Гордоновских конференциях в 1950-х годах обсуждал этот вопрос с Камероном, Коузном, Фаулером, а также с Райнесом.

В начале 1958 г. произошло драматическое событие, полностью изменившее ситуацию. Холмгрен и Джонстон [86] на заседании Американского физического общества в Нью-Йорке сообщили о результатах измерения эффективного сечения реакции $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$, выполненного в Морской исследовательской лаборатории США. Значение сечения оказалось в тысячу раз выше, чем ожидалось! О следствиях этого экспериментального результата Дэвис незамедлительно узнал из писем Фаулера и Камерона. Оба они отмечали, что если в соответствии с оригинальными работами Бете происходит образование ^7Be , то это ядро посредством захвата протона может превратиться в ядро ^8B , которое, как подчеркивали Фаулер и Камерон, может быстро распасться с испусканием энергичных нейтрино. (И Фаулер, и Камерон хорошо помнят, что во время частной беседы именно Фаулер первым указал на важность эксперимента Холмгрена — Джонстона.) Возник важный вопрос о времени жизни ядра ^7Be в недрах Солнца, которое определяется суммарной скоростью захвата электронов и протонов. И Фаулер, и Камерон полагали, что эффективное сечение захвата протона окажется большим и что энергичные нейтрино от распада ядра ^8B вполне могут быть зарегистрированы с помощью хлорного нейтринного детектора. Постскрипум, написанный от руки Фаулером, выражал обычный для него оптимизм: «Ваши результаты можно воспользоваться для того, чтобы вычислить поток нейтрино, испускаемых Солнцем, и тем самым определить астрофизическим способом эффективное сечение реакции $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$!». Камерон изложил свои взгляды в сообщении на Нью-Йоркском съезде Американского физического общества [45], в краткой заметке, опубликованной в журнале *Annual Review of Nuclear Science* [46] и более подробно в приложении к своему обзорному докладу в Чок-Ривере, посвященному эволюции звезд, ядерной астрофизике и происхождению химических элементов [47]. Фаулер рассмотрел возможные приложения большого сечения реакции $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ в статье, содержавшей подробный количественный анализ всевозможных схем ядерных реакций [77]. В ответах Дэвиса на оба письма содержались расчеты ожидаемых экспериментальных эффектов. Ожидаемая скорость захвата нейтрино от распада ядра ^8B была рассчитана с помощью выражения, выведенного несколькими годами раньше физиком Брукхейвенской национальной лаборатории Э. Келли. Если бы в протон-про-

тонной печочке имел место максимально возможный выход ${}^8\text{В}$ $4,3 \cdot 10^{10}$ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$, то в 3800 л C_2Cl_4 осуществлялось бы 7,7 захвата нейтрино в сутки, т. е. 3900 СЕН! Максимум волны оптимизма, как это будет видно из последующего изложения, должен был скоро пройти, однако в течение некоторого времени эта волна еще продолжала катиться и оказывала свое непосредственное влияние на будущее.

К тому времени, когда пришли эти письма, на участке ядерного реактора лаборатории Саванна-Ривер были в основном завершены эксперименты с 3800 л C_2Cl_4 . В этих экспериментах экранирование от космических лучей осуществлялось посредством защиты толщиной 25 м водного эквивалента, и фон, составлявший 26 атомов ${}^{37}\text{Аг}$ в сутки, можно было объяснить взаимодействиями космических лучей. Стало совершенно очевидным, что для наблюдения сигнала от солнечных нейтрино хлорный детектор необходимо поместить в шахту. Это, однако, нельзя было осуществить немедленно, поскольку трудоемкая работа в Саванна-Ривер не оставляла времени для проведения других экспериментов. В это время Д. Хармер и Дэвис готовили новый эксперимент с 11 400 л C_2Cl_4 , который должен был установить, какому из вариантов теории нейтрино следует отдать предпочтение — четырехкомпонентному (Майер, Телегди и Престона) или двухкомпонентному. На необходимости создания большего детектора объемом 11 400 л настаивал В. Паули в своем письме к Марии Майер.

В конце 1959 г. резервуар емкостью 3800 л, использовавшийся для проведения первых экспериментов в Саванна-Ривер, был доставлен в Бруксгейвенскую национальную лабораторию. После некоторых небольших усовершенствований он был помещен в шахту «Барбертон-Лаймстоун-Майн» (шт. Огайо) Южно-Колумбийской химической компании. Эта шахта находилась на глубине 700 м. В ней от горных работ осталась огромная полость площадью приблизительно $2,6 \text{ км}^2$ и высотой 9,8 м. Дж. Галвин и Дэвис закончили монтаж установки в июле 1960 г., а первые эксперименты были завершены в октябре того же года. Почти сразу они обнаружили, что скорость захвата солнечных нейтрино мала (3 ± 5) атомов ${}^{37}\text{Аг}/\text{сут}$ (< 4000 СЕН), однако к концу 1960 г. уже было ясно, что поток нейтрино от распада ядра ${}^8\text{В}$ должен быть мал!

Большое разочарование вызвала работа Р. Каваны [91], занимавшегося исследованием исключительно важной реакции ${}^7\text{Ве}(\beta, \gamma){}^8\text{В}$. Посредством регистрации энергичных позитронов от распада ядра ${}^8\text{В}$ Каване удалось измерить эффективное сечение этой реакции при двух значениях энергии — 800 и 1400 кэВ, и оно оказалось неожиданно низким (0,027 кэВ · барн). Результаты этих измерений сильно повлияли на все отношения Дэвиса (как и многих других) к вопросу о возможности наблюдения солнечных нейтрино. Стало совершенно ясно, что обнаружение солнечных нейтрино является действительно трудной проблемой. Общий взгляд на ситуацию того времени отражен в заключительной фразе обзорной статьи Райнеса [115]: «Определенная вероятность получить отрицательный результат даже в экспериментах с детекторами

объемом в тысячи, а то и в сотни тысяч литров C_2Cl_4 отбивает у экспериментаторов желание браться за такие эксперименты».

1962 г.

Наше сотрудничество началось в 1962 г. Примечательно, что оно родилось благодаря Фаулеру. Он был рецензентом статьи Бакала [4], посвященной β -распаду в недрах звезд. В статье указывалось, что скорости захвата электронов в звездах могут сильно отличаться от лабораторных значений, которые использовались в большинстве расчетов, связанных с ядерной астрофизикой. Расчеты скоростей захвата электронов из состояний непрерывного спектра были выполнены с учетом влияния кулоновского поля и принципа Паули. Фаулер написал об этих расчетах Дэвису и тот в свою очередь в письме к Бакалу (в феврале 1962 г.) поставил вопрос о скорости захвата электронов ядром ${}^7\text{Be}$ в недрах Солнца. Результаты вычислений скорости захвата ${}^7\text{Be}$ появились в работе [5]. С тех пор мы постоянно задаем друг другу вопросы.

1963 г.

Первые расчеты, в которых потоки нейтрино определялись путем обращения к подробной модели Солнца, были осуществлены в работе Бакала, Фаулера, Ибена и Серса [28]. Ожидаемые потоки нейтрино от ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ они вычисляли исходя из количественной модели проэволюционировавшего Солнца. Значения этих потоков, пересчитанные к скорости захвата в резервуаре емкостью 3800 л для экспериментальной установки в шахте «Барбертон», соответствовали всего лишь 0,01 захвата в сутки (или 5 СЕН для переходов в одно лишь основное состояние, если использовать современные значения вероятностей переходов). Полученные результаты вовсе не способствовали созданию установки большей емкости, поскольку, согласно этим оценкам, даже при объеме 380 000 л скорость захвата составляла бы лишь около одного нейтрино в сутки.

Сотрудничество, установившееся в связи с расчетами нейтринных потоков, явилось типичным примером тесных контактов, характерных для стиля научной работы Радиационной лаборатории Келлога. Модель была рассчитана Серсом, который воспользовался подпрограммой расчета генерации энергии и программой для вычисления непрозрачностей, первоначальные варианты которых были разработаны Ибеном. Бакал и Фаулер усовершенствовали программу расчета генерации энергии. Потоки нейтрино Бакал вычислил вручную, располагая детальными результатами расчета модели. Бакал прибыл в Лабораторию им. Келлога летом 1962 г., чтобы организовать сотрудничество в такой форме, которая позволила бы применить новые более точные значения скорости образования и разрушения ${}^7\text{Be}$ [5, 91, 108]. Благодаря Фаулеру эта работа была осуществлена. Все трое: Бакал, Ибен и Серс — были стипендиатами-исследователями Радиационной лаборатории Келлога, руководимой Ч. Лоритсеном при активном содействии У. Фаулера и Т. Лоритсена. Однако Ибен и Серс, как и большинство других астро-

номов и астрофизиков, интересовались прежде всего не столько построением моделей Солнца, сколько изучением проэволюционировавших звезд.

В экспериментах с реакцией ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, с большой тщательностью выполненных в работе Паркера и Каваны [108], было обнаружено, что эффективное сечение этой реакции почти в два раза ниже значения, которое следовало из первоначальных измерений Холмгрена и Джонстона. В важной совместной работе Томбрелло и Паркер [140] разработали теоретическую модель реакции ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, которая легла в основу нашего современного понимания этого процесса. Все эти работы стали важным этапом в выполнении программы более точного определения ядерно-физических параметров протон-протонной цепочки реакций.

В течение некоторого времени Дэвис занимался исследованием возможностей проведения крупномасштабного эксперимента по регистрации солнечных нейтрино посредством реакции в ${}^{37}\text{Cl}$. Астрономы не проявляли особого энтузиазма к эксперименту, считавшемуся слишком дорогим. Не было и слишком больших оснований надеяться на возможность осуществления таких наблюдений, в результате которых действительно удалось бы обнаружить солнечные нейтрино.

Даже несмотря на то что перспективы наблюдения солнечных нейтрино казались весьма туманными, Дэвис горел желанием создать экспериментальную установку емкостью 380 000 л. Его часто спрашивали, почему он выбрал именно такой объем, и его доводы в пользу такого выбора не лишены некоторого интереса. Прежде всего выбранный объем в сто раз превышал объем установки в Барбертоне, так как увеличение объема детектора в 100 раз казалось вполне осуществимым. Дэвис считал, что резервуар таких размеров можно соорудить за разумное время, и верил, что его можно сделать достаточно герметичным. Герметичность совершенно необходима, чтобы предотвратить просачивание в резервуар атмосферного аргона. Общее содержание аргона в резервуаре должно было оставаться малым в ходе эксперимента, так как планировалось использовать миниатюрный пропорциональный счетчик с внутренним объемом, скажем $0,5 \text{ см}^3$. Что касается выбора места, то рассмотрение фона космических лучей привело к выводу, что помещение, способное вместить резервуар объемом 380 000 л, должно располагаться на глубине по крайней мере не меньше 1200 м. Дэвис еще не знал, удастся ли найти подходящую шахту, а если и удастся, то можно ли ею воспользоваться для проведения научного эксперимента. В начале 1963 г. Манхофен и Дэвис начали поиски глубоких шахт на территории США, невзирая на то, что теоретические прогнозы и финансовые перспективы были достаточно унылыми. В шахтоуправлении Дж. Хилл порекомендовал две шахты: золотonosную — «Хоумстейк-Голд-Майн» и медную — «Анаконда-Коппер-Майн». Посещение этих шахт убедило бруксгейвских ученых в том, что горные породы Хоумстейка, залегающие на глубине 1480 м, вполне позволяют создать достаточно большую полость, способную вместить резервуар емкостью 380 000 л, тогда как

горные породы шахты «Анаконда-Коппер-Майн» на характерной для нее глубине 1280 м позволяют эксплуатировать шурфы диаметром не более 4,5 м. Меднодобывающая компания «Анаконда» очень заинтересовалась перспективой использования своей шахты и запросила вполне приемлемую цену за подготовку требуемого цилиндрического шурфа. Сметная стоимость соответствующих горных работ, представленная компанией «Хоумстейк», вылилась в столь высокую сумму, что было решено поискать другие шахты. Следующей была серебряная шахта «Саншайн-Сильвер-Майн» («Солнечный свет») в Келлогге, шт. Айдахо (это название очень нравилось Фаулеру), и ее администрация заинтересовалась предложенным проектом. Доступные глубины в шахте «Саншайн-Майн» составляли 1650 м, прочность горных пород была достаточной, приемлемой оказалась и представленная компанией сметная стоимость. Шахта «Саншайн-Майн» представлялась вполне подходящим местом. Таким образом, хотя крупномасштабный проект еще не был утвержден, нашлось по крайней мере одно место, пригодное для эксперимента с установкой емкостью 380 000 л.

Практическое осуществление проекта эксперимента с солнечными нейтрино началось после того, как Бакал показал, что ожидаемая скорость захвата нейтрино от распада ^8B благодаря переходам на возбужденные состояния ^{37}Ag (в первую очередь благодаря сверхразрешенному переходу из основного состояния ^{37}Cl в состояние ^{37}Ag с $T=3/2$ и с энергией возбуждения около 5 МэВ) почти в 20 раз выше, чем следовало из предыдущих расчетов. Сама идея о необходимости рассмотрения переходов на возбужденные состояния возникла благодаря вопросу, заданному Б. Моттelsonом во время лекции Бакала летом 1963 г. в Институте им. Нильса Бора в Копенгагене.

Наши объединенные результаты, указывавшие на реальность эксперимента с 380 000 л жидкости, содержащей ^{37}Cl , впервые были представлены в ноябре 1963 г. на международной конференции по эволюции звезд, организованной Б. Стремгреном и А. Камероном в Институте космических исследований в Нью-Йорке (труды этой конференции были опубликованы значительно позднее [25]). Показательно для того (а возможно, и для нашего) времени, что ни описанный Бакалом и Дэвисом проект эксперимента с солнечными нейтрино, ни солнечные модели Серса [132] не были упомянуты в заключительном резюме конференции, ибо тогда (как и теперь) астрономы предпочитали заниматься исследованиями более экзотических стадий эволюции звезд.

Вскоре после этой конференции Бакал посетил Брукхейвенскую национальную лабораторию. Здесь на семинаре физического отделения он рассказал о новых результатах своих расчетов эффективного сечения захвата нейтрино ядром ^{37}Cl и вместе с Дэвисом принял участие в решающей дискуссии с Голдхабером по поводу целесообразности выделения средств на проведение полномасштабного эксперимента по регистрации солнечных нейтрино. Отчет об этом семинаре можно найти в уже опубликованных работах (см. [11, 83]). И Бакал, и Дэвис хорошо

помнят, что они очень волновались накануне совещания, поскольку Голдхабер, бывший директором Брукхейвенской национальной лаборатории, был известен своим скептическим отношением к способности астрономов сказать что-либо правильное о чем-либо интересном. Мы намеревались обсудить два вопроса. Во-первых, мы надеялись, что, быть может, ядерно-физические аспекты новых значений эффективных сечений поглощения нейтрино заинтересуют директора (Голдхабер и его жена — выдающиеся специалисты в области ядерной физики). Во-вторых, мы намеревались подчеркнуть ту мысль, что уже сама неспособность теории предсказать правильную скорость захвата в экспериментах с солнечными нейтрино является важным результатом хотя бы по той причине, что это подтвердило бы его (Голдхабера) убеждение в том, что астрофизики действительно не имеют представления о том, что они обсуждают. Сейчас мы не можем вспомнить, с чем (если он вообще с чем-нибудь был согласен) согласился Голдхабер на этом первом совещании. Однако позднее в опубликованном отчете Голдхабер публично признался, что не понял, о чем мы толковали (см. [120]). Невзирая на это, Ч. Лоритсен, являвшийся самым влиятельным человеком в области науки (и близким другом Д. Додсона), в то время председатель химического отделения в Брукхейвенской национальной лаборатории (в 1940 г. он был стипендиатом-исследователем Радиационной лаборатории Келлога), весьма успешно организовал важную для нас финансовую поддержку.

Осознание того факта, что поглощение нейтрино с переходом на высоковозбужденное аналоговое* состояние ^{37}Ag сильно повышает суммарную скорость захвата, кардинальным образом изменило точку зрения Дэвиса на возможности эксперимента с установкой емкостью 380 000 л. У него создалось впечатление, что аналоговое состояние открыло в существовавших проблемах новую замечательную грань, которая должна привлечь внимание специалистов в области физики ядра. Более того, суммарная ожидаемая скорость захвата оказывалась приблизительно 4–9 событий в сутки, так что эксперимент стал выглядеть более реалистичным. Поскольку только нейтрино от распада ^8B обладают достаточной энергией, чтобы осуществить переходы в аналоговое состояние, эксперимент должен быть очень чувствительным к потоку борных нейтрино. В свою очередь реакции, приводящие к образованию ядер ^8B , оказались очень чувствительными к температуре солнечных

* В ядерной физике аналоговыми называются такие состояния соседних по Z ядер (с одинаковым числом нуклонов), которые имеют такой же изотопический спин T и все остальные, кроме T_3 , квантовые числа, что и исходное ядро. В данном случае имеется ввиду высоковозбужденное ($E^* \approx 5$ МэВ) состояние ^{37}Cl ($T = 3/2$, $J = 3/2^+$). Это состояние ядра ^{37}Ag замечательно тем, что его волновая функция полностью аналогична волновой функции основного состояния ^{37}Cl и поэтому для борных нейтрино с энергией выше 5,8 МэВ эффективное сечение захвата значительно выше сечения захвата с переходом на низковозбужденные состояния ^{37}Ag . — Прим. перев.

недр, причем сама температура (согласно моделям Солнца) зависела от химического состава солнечного вещества и от расчетных значений непрозрачности. Тем самым хлор-аргоновый эксперимент превращался в способ измерения температуры центральной области Солнца и, по мнению Дэвиса, должен был привлечь внимание астрофизиков (в 1964 г. Бакал [6], пользуясь результатами эксперимента в Барбертоне, получил верхний предел для температуры в центре Солнца $2 \cdot 10^7$ К и показал, что измерение потока борных нейтрино с точностью 50% дало бы возможность измерить температуру в центре Солнца с точностью 10%). В связи с исключительной ролью, которую приобретал поток борных нейтрино для хлор-аргонового метода, стала также очевидной необходимость знать эффективные сечения процессов ${}^7\text{B}(\nu, \gamma){}^8\text{B}$ и ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ с точностью, сравнимой с точностью сечения реакции ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, измеренного в работе Паркера и Каваны [108]. Для этого требовались новые эксперименты с реакциями ${}^7\text{Be}(\nu, \gamma){}^8\text{B}$ и ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$.

1964 г.

Значительная часть наиболее важных теоретических идей и экспериментальных предложений были сформулированы впервые именно в 1964 г.

В марте вышли из печати две наши совместные работы [6, 56]. Первоначально мы хотели опубликовать эти две статьи в виде одной, однако нам не удалось уместить в одной статье (размером с письмо в журнал) все то, что нам хотелось сказать, поэтому мы разделили ее на две части: теоретический и экспериментальный аспекты предлагавшегося эксперимента с солнечными нейтрино. На публикации этих работ настаивал Фаулер; он чувствовал, что ознакомление научной общественности с нашими планами является необходимым этапом для получения фондов на осуществление этого проекта. В статье Бакала был рассмотрен как вопрос о калибровке предложенного детектора (т.е. об эффективных сечениях поглощения нейтрино), так и вопрос о потоках нейтрино (по результатам работы Бакала и др. [28], а также очень важного рассмотрения неопределенностей в значениях потоков, вычисленных Серсом [132]). Это рассмотрение дало возможность сделать первое количественное предсказание ожидаемой скорости захвата нейтрино для экспериментов с ${}^{37}\text{Cl}$; она оказалась равной 40 ± 20 СЕН (1 СЕН = $= 10^{-36}$ захватов в секунду на атом). В свою очередь Дэвис сообщал о результатах предварительного эксперимента с 3800 л перхлорэтилена. Измерения были проведены в шахте по добыче известняка питтсбургской компании «Плейт Гласс» г. Барбертона, шт. Огайо, на глубине 1800 м водного эквивалента. Предел, найденный в этом эксперименте, составлял 300 СЕН. Дэвис показал также, что резервуар, вмещающий 380 000 л перхлорэтилена, позволил бы измерять предсказываемую скорость захвата и что ожидаемые фоновые эффекты были бы при этом малы.

После этих статей в США имели место оживленные дискуссии и повышение активности вокруг этой проблемы. В одном из писем этого периода, адресованных Бакалу, Дэвис упомянул о недооцениваемой иногда пользе, которую принесла наша реклама (как раз только что вышла в свет статья в журнале «Тайм») для поисков подходящей для эксперимента шахты и создания хорошего резервуара для жидкого детектора: «... эти ребята, от которых зависит создание резервуара, после появления статьи в журнале «Тайм» стали воспринимать нас более серьезно».

Спустя много лет Понтекорво рассказал нам (на конференции в Ленинграде), что в Советском Союзе приблизительно в то же время он выступил на специальном семинаре по поводу наших двух работ. Он, по его словам, был единственным среди присутствовавших, кто выразил уверенность в успехе такого эксперимента.

В апреле Райнес и Кропп [118] сообщили о верхнем пределе потока нейтрино, испускаемых при распаде ^8B , полученном с помощью экспериментальной установки, предназначенной для совершенно иных целей. Предел относился к процессу упругого рассеяния на электронах нейтрино от распада ^8B . В пересчете к процессу захвата ядром ^{37}Cl верхний предел был эквивалентен 1000 СЕН. Вслед за этим Бакал [7] показал, что эксперимент по электронному рассеянию, предложенный Райнесом и Кроппом, дает возможность определить направление прихода нейтрино с точностью не хуже 10° .

Райнес с сотрудниками в то время занимался созданием большого сцинтилляционного счетчика, предназначенного для наблюдения нейтрино, образованных космическими лучами. Они работали в самой глубокой в мире (около 3000 м) знаменитой шахте «Ист-Рэнд-Пропрайетри-Голд-Майн» недалеко от Иоганнесбурга. Здесь же группа Райнеса соорудила сцинтилляционный счетчик объемом около 15 м^3 в расчете на наблюдение нейтрино от распада ^8B (см. работу [115])—очень впечатляющее предприятие.

Более подробное описание ядернофизических расчетов для эксперимента с ^{37}Cl было опубликовано в журнале *Physical Review* [8]. В этой работе приведено также всестороннее обсуждение возможностей постановки ядерно-физических экспериментов, которые позволили бы уменьшить неопределенности в расчетах эффективных сечений поглощения нейтрино. Рис. 1 этой работы представляет интерес, в частности, и с точки зрения истории этого вопроса, так как из него следует, что в то время в квартете ядер с массовым числом 37 (^{37}Cl , ^{37}Ar , ^{37}K и ^{37}Ca) было известно всего лишь несколько ядерных состояний; к настоящему же времени известны сотни состояний. В этой же работе Бакал предсказал существование стабильного с точки зрения испускания нуклонов изотопа ^{37}Ca с временем жизни по отношению к испусканию позитрона около 130 мс.

Первое время было удивительно трудно заинтересовать поисками ^{37}Ca какую-либо из групп экспериментаторов, располагавшую соответствующими техническими возможностями. Энергичные усилия, пред-

принятые нами обоими и Фаулером, были безуспешными (и обескураживающими) до тех пор, пока Ч. Барнс во время беседы в столовой Радиационной Лаборатории Келлога не высказал интересную мысль, что с экспериментальной точки зрения ^{37}Ca лучше всего изучать путем исследования запаздывающих протонов, испускаемых высоковозбужденными состояниями ^{37}K , которые образуются при позитронном распаде ^{37}Ca . В работе [22] было указано, что матричные элементы для переходов из основного состояния ^{37}Ca на возбужденные состояния ^{37}K , испускающие протоны, по-существу совпадают с наиболее важными матричными элементами, используемыми при расчете эффективного сечения захвата нейтрино от распада ^8B . Идея Барнса исследовать запаздывающие протоны оказалась как раз той экспериментальной находкой, которая стимулировала эксперименты, легшие в основу современных надежных расчетов эффективного сечения.

Июль 1964 г. явился решающим месяцем в вопросе о финансировании экспериментального проекта резервуара на 380 000 л, и важную роль в утверждении этого проекта сыграл Фаулер. 27 июля Д. Додсон в своем письме к Фаулеру обрисовал ему состояние бюджетной сметы, готовившейся в то время в Вашингтоне, и обратился к нему с просьбой дать авторитетное обоснование необходимости проведения эксперимента. Уже то, как Додсон сформулировал свой вопрос, многое говорит о представлениях, существовавших в то время. Он писал «Я полагаю, что вопрос, на который нам необходимо ответить, можно в общих чертах свести к следующему: нужно ли тратить значительную сумму ради стремления измерить нечто такое, что с большой уверенностью рассчитывают специалисты по ядерной астрофизике, и кого заботит вопрос о том, подтвердятся ли предсказания относительно температуры в центре Солнца?» Фаулер ответил 31 июля письмом, образцовым для председателя отделения. Он писал: «Я с восторгом поддерживаю бруксгейвский эксперимент с солнечными нейтрино... Наблюдение солнечных нейтрино и обнаружение их потока на Земле имеет решающее значение как для дальнейшего развития ядерной астрофизики, так и для работ в смежной области термоядерных исследований и наук о Вселенной». Далее он описал связь солнечного нейтринного эксперимента с «... целым рядом различных наземных экспериментов и расчетов, имеющих существенное практическое значение». Это официальное письмо было отпечатано и адресовано доктору Додсону. В сопутствующей записке, написанной от руки и адресованной его старому другу Дику, Фаулер выразил готовность представить дальнейшие материалы, если в этом будет необходимость.

В течение этого года были также выполнены исследования неопределенностей в предсказаниях потоков солнечных нейтрино. Серс опубликовал работу [132], посвященную исследованию влияния различных неопределенностей на результаты расчета солнечной модели. Это была очень важная статья, сильно повлиявшая на представления о новом эксперименте. Первая фраза статьи Серса содержит любопытный упрек,

адресованный его коллегам-астрономам: «Теоретические модели внутреннего строения Солнца больше уже не находятся на переднем крае теории строения и эволюции звезд». Он сделал также вывод, что поток нейтрино от распада ${}^8\text{B}$ можно найти с точностью до фактора 2, причем основная неопределенность обусловлена химическим составом первоначально однородного Солнца. Из расчетов Серса следовало, что поток нейтрино от распада ${}^8\text{B}$ составляет $(3 \pm 1) \cdot 10^7$ (см²·с)⁻¹. Похода и Ривс [109] также опубликовали результаты расчета потоков нейтрино, основанных на модели, построенной М. Шварцшильдом и Походой. В замечании при корректуре они отметили, что если пользоваться эффективными сечениями поглощения нейтрино, полученными Бакалом, то эти потоки будут соответствовать скорости захвата 38 СЕН. В своей превосходной работе Похода и Ривс указали также, что предсказываемый расчетами рост светимости Солнца (от начальной главной последовательности к современной стадии эволюции) имел бы важные следствия для истории Солнечной системы — проблемы, интенсивное обсуждение которой началось спустя десяток лет. Подробное исследование конечных ветвей протон-протонной цепочки реакций провели Паркер, Бакал и Фаулер [107], проанализировав целый ряд реакций горения дейтерия и гелия. При выполнении этой последней работы в ядерно-физическом аспекте было выявлено несколько неурядиц, наиболее существенная из которых была связана с систематическими неопределенностями в имевшихся в то время экспериментальных данных по эффективным сечениям реакции ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$.

Различные аспекты солнечной нейтринной астрономии нашли свое отражение в обзорных докладах, представленных на Втором техасском симпозиуме по релятивистской астрофизике, состоявшемся в середине декабря (см. дискуссии, содержащиеся в материалах симпозиума [12, 66, 117]).

Планы сооружения экспериментальной установки для поиска солнечных нейтрино в «Саншайн-Сильвер-Майн» рухнули за месяц до Техасской конференции 1964 г. Фонды, по-видимому, уже были выделены, однако неожиданно выяснилось, что там нет подходящей шахты. Во время конференции Б. Манхофен вновь обратился к владельцам «Хоумстейк-Майн» и попросил их пересмотреть смету. Компания быстро произвела перерасчет и представила в Брукхейвенскую национальную лабораторию весьма благоприятную оценку стоимости горных работ, составившую 125 000 долларов. Одновременно был представлен подробный чертеж скальной выработки и компания изъявила желание начать работы весной 1965 г. Мы, разумеется, очень обрадовались их планам и их стремлению к согласованным действиям. Благодаря более благоприятным возможностям пришлось просить изготовителей резервуара, которых новое место также более устраивало, пересмотреть цену за резервуар.

После Второй техасской конференции Брукхейвенскую национальную лабораторию посетили сотрудники московского Физического ин-

ститута им. П. Н. Лебедева АН СССР Г. Т. Зацепин и А. Е. Чудаков. Они внимательно ознакомились с планом эксперимента в «Хоумстейке». Эти советские ученые были весьма заинтересованы в разработке программы развития нейтронной астрономии в Советском Союзе. Они занимались разработкой хлор-аргонового эксперимента, а также больших сцинтилляционных счетчиков. Во время этого посещения Зацепин подарил нам расчетную кривую, показывавшую, как для хлор-аргонового эксперимента ведет себя в зависимости от глубины фон, вызываемый мюонами космических лучей. Нам было не только приятно, но и полезно увидеть результаты независимого расчета этого важного параметра (см. [128]). Эта встреча с Зацепиным и Чудаковым положила начало ряду ценных дискуссий с этими выдающимися учеными о развитии нейтринной астрономии и связанных с ней проблем.

Сообщение об открытии ^{37}Ca было опубликовано в конце декабря сразу в двух письмах в журнал *Physical Review Letters*. Харди и Веррол [85] и Ридер, Посканцер и Эстерлунд [114] привели результаты независимых экспериментов по обнаружению запаздывающих протонов, сопровождающих позитронный распад ядра ^{37}Ca ; измеренное время жизни (170 мс) было в удовлетворительном согласии с предсказанным значением (130 мс). Таким образом, в течение этого года был поставлен и решен вопрос о повышении эффективного сечения захвата нейтрино от распада ^8B . В памяти Бакала сохранился телефонный разговор с Посканцером (по времени достаточно удобно совпавший с перерывом на кофе в Радиационной лаборатории Келлога), в котором он признался, что обнаружение распада ^{37}Ca с временем жизни, почти совпадающим с предсказанным значением, является для него одним из самых волнующих и приятных моментов в его научной работе.

В порыве энтузиазма мы обсуждали другие возможные эксперименты. Где-то к концу 1964 г. Бакал [9] предложил программу нейтринной спектроскопии солнечных недр, для осуществления которой был необходим целый набор нейтринных детекторов. Любопытным примером пророчества может служить его предположение, что «если в эксперименте Дэвиса–Хармера нейтрино не будут обнаружены, то в этом случае окажутся еще более желательными попытки наблюдения низкоэнергичных нейтрино (от протон-протонной реакции и электронного захвата в ^7Be)». Впервые в этой работе обсуждалась также возможность использования ^7Li .

1965–1967 гг.

На теоретическом фронте этот период был относительно спокойным. Большинство астрофизиков занимались квазарами и другими проблемами, получившими название астрофизики высоких энергий. Теоретики, по-видимому, если и обращали внимание на солнечные нейтрино, то лишь с точки зрения ожидавшегося экспериментального подтверждения предсказаний теории. За этот период Изер и Камерон

[72, 73] и Вейман и Серс [147] опубликовали несколько независимых моделей Солнца. Весьма показательно для настроений, царивших в то время среди астрофизиков, то обстоятельство, что Вейман и Серс даже не воспользовались своей усовершенствованной моделью Солнца для вычисления потоков нейтрино. Потоки нейтрино, рассчитанные Изером и Камероном [72] для одной из моделей, соответствовали скорости захвата 15 СЕН. Это значение было получено исходя из имевшихся в то время оценок эффективных сечений поглощения нейтрино [8].

Одна новая идея заслуживает внимания в основном лишь благодаря простоте. Как отметил Бакал [10], скорость захвата в солнечных нейтринных единицах можно вычислить точно и без помощи солнечных моделей, если принять, что источником энергии Солнца является CNO-цикл. Каждое превращение четырех протонов в α -частицу приводит в этом случае к образованию одного нейтрино от распада ^{13}N и одного нейтрино от распада ^{15}O . В то время Бакал был обеспокоен тем, что предсказанное значение (порядка 30 СЕН), вытекавшее из гипотезы CNO-цикла, в пределах ошибок согласовывалось и с предсказаниями рассчитанных более детально моделей Солнца, из которых следовало, что протон-протонная цепочка преобладает. С помощью несколько модифицированной программы вычислений потоков нейтрино он пересчитал эти потоки исходя из подробных распечаток солнечных моделей, великодушно предоставленных ему Изером и Камероном, Ибенем, Вейманом и Серсом, а также самим Серсом. Его новый результат для скорости захвата лежал в интервале между 15 и 60 СЕН, причем наилучшая оценка была 30 СЕН. Таким образом, в то время складывалось впечатление, что даже наблюдения нейтрино с помощью хлорного детектора вряд ли позволят провести различие между CNO-циклом и протон-протонной цепочкой реакций.

В этот период был выполнен ряд важных лабораторных экспериментов по изучению поведения процессов ядерных превращений в области низких энергий, встречающихся в протон-протонной цепи (см. [92]). Фаулер сыграл главную роль в поощрении и поддержке всех этих экспериментов.

В классическом эксперименте Паркера [105], выполненном в Брукхейвенской национальной лаборатории в 1966 г., были произведены новые измерения эффективного сечения реакции $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$, являющейся ключевым звеном в образовании ^8B . Источник радиоактивного ^7Be приготовил для этого эксперимента Дэвис по новой технологии. Паркер в своих экспериментах воспользовался новым методом, гораздо более совершенным, чем применявшийся в предыдущих опытах Каваны: он включал качание мишени после облучения пучком перед кремниевым детектором, регистрировавшим α -частицы, сопровождающие распад ядра ^8B . Метод Паркера предусматривал также возможность измерения числа атомов ^7Li на мишени; для этого использовалась реакция $^7\text{Li}(d, p)^8\text{Li}$, в которой тоже образуются α -частицы. Во время длительных сеансов измерений, требовавшихся для этого эксперимента, мы оба по-

стоянно поддерживали контакт с Паркером. Наш интерес к результатам его измерений был вызван тем обстоятельством, что предсказываемое значение скорости захвата нейтрино в опытах с ^{37}Cl зависит почти линейно от скорости этой реакции. Измерения Паркера показали, что скорость реакции почти в два раза выше значения, которое следовало из более ранних пионерских экспериментов Каваны [91] — результат, весьма обнадеживающий для будущих исследователей солнечных нейтрино.

Большинство экспериментальных и теоретических исследований на протяжении этого периода были сконцентрированы на реакции $^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$ (после того как Паркер и др. [107] осознали, что в этой реакции имеются большие неопределенности). В результате были выполнены более точные измерения низкоэнергетического множителя (S -фактора) в эффективном сечении, которые повлекли за собой уменьшение в два раза предсказываемого потока нейтрино от распада ^8B по сравнению с прежними результатами (1963 и 1964 гг.). В 1972 г. Кавана [92] объединил результаты экспериментов Бейчера и Томбрелло (не опубликовано) и Двараканата, Уинклера и др., что в конечном итоге привело к S -фактору S в пять раз более высоким значением, чем рекомендованное Фаулером в 1954 г. [76] исходя из менее точных экспериментов; значение 1954 г. использовалось в первых расчетах потоков солнечных нейтрино. В 1967 г. Шавив, Бакал и Фаулер [134] отметили, что значение низкоэнергетического множителя в эффективном сечении этой реакции является «основным ядерно-физическим источником неопределенности» в теоретическом значении скорости захвата нейтрино. В связи с этим они рассчитали солнечные модели, в которых значения этого параметра различались до 50 раз!

В 1967 г. Ибен и др. [89] рассчитали скорость распада ^7Be , вызванного захватом связанных электронов, и показали, что захват электронов из связанных состояний ведет к повышению полной скорости электронного захвата в недрах Солнца почти на 20%, уменьшая тем самым почти в такой же мере предсказываемую скорость захвата протонов ядром ^7Be .

В 1965 г. Кузьмин [95] вновь поднял вопрос о возможной роли реакции $^3\text{He}(p, e^+v)^4\text{He}$ в протекании протон-протонной цепочки реакций. В принципе эта реакция может быть очень важной в связи с тем, что она сопровождается испусканием нейтрино достаточно высоких энергий (максимальная энергия 18,6 МэВ), которые имеют большие сечения поглощения ядром ^{37}Cl [6]. Кроме того, скорость этой реакции не так чувствительна к температуре, как реакций, приводящих к рождению нейтрино в распаде ^8B . Перспектива иметь дополнительный источник высокоэнергичных нейтрино вызвала у экспериментаторов интерес к этой реакции, однако тщательный анализ показал [146], что эффективное сечение захвата протона ядром ^3He в недрах Солнца очень мало и поэтому нейтрино в этой реакции рождаются слишком редко, чтобы их можно было наблюдать.

В 1966 г. в короткой, но важной статье [96] Кузьмин указал на целе-

сообразность проведения радиохимического эксперимента, основанного на использовании ядра ^{71}Ga в качестве детектора солнечных нейтрино (см. также [97]). В своей статье он главным образом рассматривал некоторые важные свойства этого детектора, среди которых отмечались низкий порог, позволяющий регистрировать основной поток нейтрино от протон-протонной реакции, большое эффективное сечение основного состояния, удобный с экспериментальной точки зрения период полураспада (11,4 сут) и относительно большая энергия K -захвата (12 кэВ) в дочернем ядре ^{71}Ge . Он благоразумно воздержался от обсуждения вопросов, связанных с возможностью приобретения и стоимостью требуемого количества галлия, — на сегодняшний день именно это является основной трудностью на пути осуществления эксперимента по регистрации солнечных нейтрино с помощью такого детектора.

На протяжении этих двух лет экспериментальная деятельность, связанная с солнечными нейтрино, была сконцентрирована на создании хлорного детектора емкостью 380 000 л. Фирма «Хоумстейк Майнинг Компани» дала разрешение Бруксейвской национальной лаборатории на строительство детектора в своей шахте уже к концу 1964 г. Работы по сооружению в скальных породах полости, предназначавшейся для монтажа установки, начались в мае 1965 г. и продолжались около двух месяцев. Для Манхофена и Дэвиса незабываемым был тот день, когда им впервые показали подземный зал площадью 9×18 м, высотой почти 10 м. Когда их привели в этот зал, они тут же стали его осматривать при помощи шахтерских ламп. Но неожиданно было включено освещение, и они увидели огромное помещения со стенами, покрытыми ограждающей сеткой, бетонированный пол с возвышениями для опорных стоек будущего резервуара и направляющий рельс для подъемного механизма на высоте 10 м. Сотрудники «Хоумстейк Майнинг Компани» были очень довольны помещением и пришли в восторг, когда узнали, что оно понравилось и бруксейвским экспериментаторам.

За изготовление резервуара взялась летом 1965 г. фирма «Чикаго Бридж энд Айрон Компани» (ЧБА). Д. Хармер, Б. Манхофен и Р. Дэвис побывали на ее заводе в Солт-Лейк-Сити и измерили поверхностную α -радиоактивность листовой стали. Выход ^{37}Ag , образующегося в перхлорэтилене под действием α -частиц, был измерен путем растворения в этой жидкости изотопа радона ^{222}Rn , являющегося источником α -частиц. В результате этих измерений был определен предел на еще допустимый суммарный поток α -частиц из стенок резервуара и самой жидкости. Альфа-частицы от естественной радиоактивности, которые в результате последовательности реакций $^{35}\text{Cl}(\alpha, p)^{38}\text{Ar}$, $^{37}\text{Cl}(p, n)^{37}\text{Ag}$ способны наряду с нейтрино приводить к образованию атомов ^{37}Ag в детекторе, вызывали большую обеспокоенность. Ядра ^{37}Ag могут возникать и в реакции $^{34}\text{S}(\alpha, n)^{37}\text{Ag}$, если в жидкости присутствует сера. Реакция с участием серы была исследована путем растворения ^{222}Rn в дисульфиде углерода [57]. После того как сталь была отобрана, фирма ЧБА изготовила составные элементы резервуара и отправила их фирме

«Хоумстейк». Все части были сконструированы таким образом, чтобы их свободно можно было опустить с помощью лифта в шахту и затем по туннелям доставить к месту установки. Позднее мы узнали от персонала ЧБА, что вначале заказ на изготовление небольшой почти стандартной цистерны у них не вызвал интереса, однако затем их увлекли цель проекта и необычное расположение. Другое существенное требование, предъявляемое к резервуару и насосной системе, состояло в необходимости обеспечить абсолютную герметичность, чтобы не допустить просачивания внутрь атмосферного аргона. У инженеров ЧБА уже был накоплен значительный опыт в использовании гелиевых теческателей с масс-спектрометрическими датчиками для испытаний на герметичность больших сосудов. Ими было создано множество всевозможных космических камер и больших сосудов Дьюара для НАСА. Когда резервуар был полностью готов, из него откачали воздух и проверили с помощью теческателя. Два насоса производительностью 2000 л/мин, разработанные и изготовленные специально для этого эксперимента компанией «Чемпамп Компани», представляли собой герметизированные роторные насосы. Ротор и турбинка каждого насоса были установлены в общем герметичном кожухе, в котором циркулировала перекачиваемая жидкость. При такой конструкции достигалась стабильная герметичность и исключалась возможность появления течи, так как были устранены вращающиеся уплотнения. С помощью этих насосов жидкость прогонялась через систему эжекторов и засасывала продуваемый через нее гелий. Система из 40 эжекторов вполне обеспечивала энергичное взбалтывание и тщательное перемешивание жидкости с очищающим гелием. Конструкция системы эжекторов была сконструирована в Брукхейвенской национальной лаборатории и испытана в брукхейвенском плавательном бассейне.

Во время разработки резервуара Дэвис получил письмо от Куховича из Варшавского университета, в котором указывалось на то, что для проверки результатов расчета эффективного сечения захвата нейтрино можно использовать в качестве источника нейтрино ^{64}Si . Период полураспада этого изотопа, составляющий 12,5 ч, слишком мал для того, чтобы им можно было воспользоваться для калибровки. Тем не менее это письмо побудило брукхейвенскую группу модифицировать внутреннюю систему трубопроводов таким образом, чтобы в центре резервуара можно было в случае необходимости установить радиоактивный источник. Это усовершенствование, по-видимому, еще очень пригодится. В 1965 г. сотрудник Брукхейвенской национальной лаборатории Мановиц предложил в качестве калибровочного источника использовать ^{152}Eu . Он указал на то, что благодаря большому периоду полураспада и использованию европия в реакторах в качестве регулирующих стержней его следует считать приемлемым и вполне доступным источником. С тех пор ученые неоднократно возвращались к вопросу о возможных применениях интенсивного нейтринного источника для проверки расчетных значений эффективного сечения захвата нейтрино, коэффи-

циента химического извлечения и эффективности процедуры счета атомов ^{37}Ag .

Сооружение резервуара было завершено летом 1966 г. На конечном этапе его подготовки была произведена тщательная очистка внутренних поверхностей. Поверхности сначала обрабатывались наполненным дробью пескоструйным аппаратом, а затем промывались специальным раствором. Чтобы убедиться, что поток α -излучения от внутренних поверхностей стенок ниже допустимого уровня, было проведено измерение активности выборочных участков поверхности с помощью пропорционального счетчика α -частиц. У счетчика не было входного окна и измеряемая площадь составляла 60×180 см. Наконец резервуар закрыли фланцем, и началось его заполнение. Десять железнодорожных цистерн перхлорэтилена одна за другой были поданы к стволу шахты. Предварительно, перед тем как выпустить вагоны с территории завода компании «Франтье Кемикл Компани» в г. Уичито, шт. Канзас, сотрудник Брукхейвенской национальной лаборатории Д. Стоннер измерил α -радиоактивность пробных образцов перхлорэтилена, взятых из каждой цистерны. К месту расположения основного резервуара (380 000 л) на расстояние около 1,5 км жидкость перевозили с помощью состава из трех цистерн емкостью 2500 л каждая, сконструированных таким образом, чтобы по своим размерам они соответствовали размерам лифта и колее транспортной системы шахты. Эту работу лифтеры шахты и пять сотрудников Брукхейвенской национальной лаборатории завершили в течение пяти недель. Затем была смонтирована приводная система, и начались длительные периоды предварительной очистки, цель которой состояла в удалении растворенного воздуха и в уменьшении объема атмосферного аргона, присутствовавшего в количествах, не превышающих нескольких десятых кубического сантиметра. Когда все эти работы были выполнены, появилась уверенность в том, что детектор действительно будет работать так, как планировалось, и что теперь можно приступать к точным измерениям потока солнечных нейтрино.

В процессе удаления из резервуара атмосферного аргона был в конечном итоге получен сравнительно небольшой аргоновый образец объемом около 6 см^3 , который был отправлен в Брукхейвенскую национальную лабораторию. К этому образцу не было проявлено большого интереса, поскольку он был тем не менее слишком велик, чтобы его можно было поместить в миниатюрный счетчик. Однако Додсон настаивал на том, чтобы его каким-либо образом все-таки измерить, поскольку это был первый образец, извлеченный из резервуара. Измерение провели в сравнительно большом счетчике и к всеобщему удивлению обнаружили, что скорость счета составляет 6 отсчетов/мин! Высокий уровень активности объяснялся присутствием в образце ^{85}Kr , принадлежавшего атмосферному криптону, растворенному в огромном объеме перхлорэтилена. Этот криптон легко удалили методом газовой хроматографии. Стоннер показал Дэвису, как установить в простой газовой хроматограф колонку активированного угля, и с тех пор эта операция

стала существенным этапом в процедуре очистки не только от ^{85}Kr , но и от ^{222}Rn .

Этот раздел был бы неполным, если бы мы не упомянули людей, помогавших осуществлению проекта. На стадии разработки и сооружения детектора существенную помощь в подготовке эксперимента с солнечными нейтрино оказал Д. Хармер, в течение года находившийся в Брукхейвенской национальной лаборатории, а молодой, но очень квалифицированный инженер К. Хоффман из Технологического института шт. Джорджия осуществлял руководство по ряду важных вопросов. Фирмы «Хоумстейк Майнинг Компани» и «Чикаго Бридж энд Айрон Компани» продемонстрировали образец плодотворного сотрудничества на стадии технического осуществления проекта, причем первая принимала активное участие в эксплуатации детектора. Из представителей фирмы «Хоумстейк», которые были непосредственно связаны с проектом, следует отметить инспекторов шахты Д. Деликейта и Дж. Уотерленда, инженера А. Гиллеса, а также Дж. Данна из управления внешних сношений. В период проектирования Дж. Данн и Д. Хау посвятили проекту четыре выпуска журнала фирмы *Sharp Bits*. Все эти люди в известном смысле внесли важный вклад в солнечный нейтринный эксперимент поддержкой, ценными советами и непосредственной помощью.

В этот период быстрыми темпами развертывалась программа разработки детекторов прямой регистрации энергичных нейтрино от распада ^8B в недрах Солнца. Выше уже упоминался один из таких детекторов — сцинтилляционный счетчик емкостью 4000 л, предназначавшийся для наблюдения солнечных нейтрино посредством регистрации процесса упругого рассеяния. Во втором детекторе в качестве поглотителя нейтрино использовался ^7Li . Нейтринная мишень состояла из металлического лития массой 0,5 т [121]. Третий детектор был создан Т. Дженкинсом с сотрудниками в «Кейз Уестерн Резерв». Эта экспериментальная установка состояла из 2000 л D_2O и должна была работать как черенковский детектор электронов, образующихся в результате захвата нейтрино дейтерием. Все эти детекторы уже были изготовлены [116], однако от них пришлось в конце концов отказаться, после того как поток нейтрино от распада ^8B , измеренный в хлор-аргоновом эксперименте, оказался низким.

1968 г.

Результаты последнего систематического расчета потоков солнечных нейтрино, появившиеся еще до первых экспериментальных результатов, были представлены в подробной работе Бакала и Шавив [34]. Эти авторы варьировали все параметры в приемлемом для того времени интервале неопределенностей и получили скорость счета, значение которой лежало между 8 и 29 СЕН (в предположении, что неопределенности складываются как статистические ошибки). Нижние значения, полученные в этой работе, обусловлены главным образом сильно возросшей

оценкой значения S -фактора реакции ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$, как упоминалось выше. В короткой заметке [18] Дж. Бакала и др. указывалось на то, что S -фактор реакции ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ также содержит большие неопределенности и с учетом этих неопределенностей предсказываемая скорость счета лежит между 7 и 49 СЕН. Авторы завершали свою статью следующими словами, которые вполне могли быть написаны и сегодня. «Мы настоятельно рекомендуем произвести дополнительные измерения в области низких энергий эффективных сечений таких реакций, как ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ и ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$, чтобы уменьшить большую неопределенность предсказаний для нейтринных экспериментов, цель которых состоит в проверке теории генерации ядерной энергии в звездах.»

Основные результаты проведенных наблюдений и пересмотренных теоретических расчетов снова были опубликованы в двух статьях в журнале *Physical Review Letters* [19, 65]. Вызывает удивление и, быть может, более чем слегка разочаровывает тот факт, что, несмотря на десятилетие многочисленных перепроверок и непрерывных усилий по уточнению различных деталей, количественные изменения, связанные либо с наблюдениями, либо со стандартной теорией, со времени выхода в свет этих работ оказались весьма незначительными (см. рис. 1–3).

Первые результаты поиска солнечных нейтрино, полученные Р. Дэвисом и др. [65] по данным первых двух циклов измерений, соответствовали верхнему пределу 3 СЕН. В статье [65] была описана действующая экспериментальная установка, а также разнообразные контрольные испытания и пределы на фоновые эффекты, эффективность извлечения ядер ${}^{37}\text{Ag}$ и эффективность счета.

В сопровождавшей работу [65] теоретической статье Дж. Бакала и др. [19] приводилось наиболее вероятное значение скорости счета $7,5 \pm 3$ СЕН и были сформулированы предположения, использовавшиеся для нахождения неопределенностей различных параметров. Несмотря на последующий тщательный анализ большого числа эффектов и параметров, опубликованных в множестве очень подробных статей, наилучшие оценки для скорости захвата, вытекающей из современной стандартной модели Солнца, никогда не выходили за эти пределы (хотя в рамках приведенных пределов было множество отклонений как в сторону больших, так и в сторону меньших значений).

Когда эти статьи вышли из печати, Э. Солпитер опубликовал в журнале *Comments on Nuclear and Particle Physics* [129] весьма penetrating обзор экспериментальных и теоретических результатов. Заслуживает внимания содержащееся в его обзоре мудрое и меткое резюме: «Таким образом, в настоящее время у нас нет ни положительных указаний на обнаружение солнечных нейтрино, ни сомнительного удовольствия от предвкушения скандала в теории эволюции звезд!».

Весьма поучительно сравнить результаты расчетов 1968 г. с более ранними результатами 1963 и 1964 гг. (см. [6, 28, 132]). В расчетах 1968 г. были приняты во внимание следующие факторы: обсуждавшееся выше возрастание низкоэнергетического множителя (S -фактора) в сече-

нии реакции ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p + p$ (поправочный множитель скорости счета около 0,6); более подробный расчет скорости протон-протонной реакции [32], в котором было использовано также более точное значение времени жизни нейтрона, измеренное в работе [51] (все вместе привело к поправочному множителю около 0,7); более точное определение отношения содержания тяжелых элементов к содержанию водорода на поверхности Солнца [99, 100] (поправочный множитель 0,5, если использовать найденное в работах [99, 100] новое значение $Z/X = 0,02$). Все эти три фактора действовали в направлении уменьшения и привели к окончательному поправочному множителю $0,6 \times 0,7 \times 0,5 = 0,21$, т. е. к снижению скорости счета от примерно 40 СЕН до вычисленного значения 7 или 8 СЕН.

Другая работа, посвященная обсуждению первых экспериментальных результатов, была опубликована Ибеном [88]. Чтобы проиллюстрировать зависимость потоков нейтрино от значений параметров, Ибен построил много разных моделей Солнца. В качестве параметра, с помощью которого можно было варьировать химический состав и добиваться согласия с результатами солнечного нейтринного эксперимента, он использовал первичную распространенность (по массе) гелия Y . Потребовав, чтобы результаты нейтринного эксперимента согласовывались с предсказаниями стандартных моделей Солнца для принятых значений параметров ядерных реакций, он нашел верхний предел для первичного содержания гелия, оказавшийся равным $Y = 0,16$. Его выводы отличались от результатов параллельного исследования Бакала и Шавив [34], которые в качестве параметра, характеризующего химический состав, выбрали фотосферное отношение содержаний тяжелых элементов к содержанию водорода (полученное из данных наблюдений) и нашли содержание гелия, согласующееся с результатами определения другими астрономическими методами (зато имеется расхождение с наблюдениями солнечных нейтрино при наиболее вероятных значениях параметров модели).

В 1968 г. Изер и Камерон впервые серьезно рассмотрели нестандартные модели Солнца, открывающие возможность получить согласие с наблюдаемым верхним пределом скорости захвата нейтрино. Они сделали предположение, что Солнце интенсивно перемешивается и в центральные области непрерывно поступает свежий водород. Благодаря этому процессу протон-протонная цепочка может протекать при более низком, чем в стандартной модели, значении температуры в центре, и в предельных случаях предсказываемую скорость захвата можно снизить до $1/4$ значения, полученного для стандартной модели. Вслед за этим почти сразу же были выдвинуты аргументы против поддержания такого экстремального перемешивания [20, 135], однако сама идея была важна, поскольку она явилась предвестницей многих связанных с ней предложений.

В сентябре 1968 г. в Москве под руководством Г. Т. Зацепина — одного из ветеранов и наиболее влиятельных энтузиастов экспериментов

с солнечными нейтрино — была организована международная конференция по физике нейтрино и нейтринной астрофизике. Для этой конференции Бакал [13], Дэвис [57] и Кузьмин и Зацепин [98] написали небольшие обзоры по различным аспектам проблемы солнечных нейтрино. Московская встреча послужила поводом для непринужденного обсуждения вопроса о том, что делать дальше в ситуации, возникшей в связи с недавним открытием расхождения между теорией и экспериментом. Дэвис представил подробный отчет об эксперименте с резервуаром емкостью 380 000 л, который включал описание конструкции детектора, описание измерений эффективности извлечения и метода счета, а также первые результаты эксперимента (скорость захвата меньше 3 СЕН). Во время конференции молодые советские физики задавали массу вопросов, касающихся деталей конструкции. Это свидетельствовало о том, что группа Зацепина активно занимается созданием в Советском Союзе хлор-аргонового детектора. Бакал не смог присутствовать на конференции, поскольку всего через девять дней после ее окончания родился его первый ребенок (доклад Бакала со всеми его каламбурами зачитал с некоторым смущением Дэвис). Не имея возможности выразить свое неофициальное мнение лично, Бакал написал в своей рукописи: «Вероятнее всего, на мой взгляд, природа сыграла с нами злую шутку и некоторые из экспериментально измеримых параметров, таких, как S_{17} , S_{11} , Z и, быть может, многих других... отличаются от первоначально принятых нами значений. Я больше всего сомневаюсь в найденном посредством экстраполяции значении параметра S_{17} . Однако я думаю, что измерения Дэвиса приведут в конце концов к значению скорости захвата, лежащей между 1 и 3 СЕН (при условии, что удастся снизить порог чувствительности), — в противном случае возникло бы серьезное противоречие с теорией внутреннего строения звезд».

Аналогичное мнение выразили Кузьмин и Зацепин [98], подчеркнув при этом, что, прежде чем делать какие-либо выводы относительно астрофизического смысла расхождения между предсказываемой скоростью захвата и экспериментальным пределом, необходимо устранить неопределенности в экспериментальных значениях параметров S_{17} и S_{34} . Они обратили особое внимание на большой разброс в значениях параметра S_{17} , возникающий при различных способах определения этого множителя при эффективном сечении (ср. с [91, 106, 138]).

В трудах конференции частично нашла отражение юмористическая нотка, с которой мы относились к предмету нашего исследования и которая была характерна для общения с коллегами. Когда А. Волфендейл спросил Дэвиса о стоимости эксперимента, тот ответил: «Десять минут времени на коммерческом телевидении (600 000 долларов)». Был показан также текст тщательно и со всеми подробностями составленного пари, которое заключили между собой покойный Мэтьюз (профессор теоретической физики Калифорнийского технологического института) и Бакал; по условиям пари Бакал обязался уплатить Мэтьюзу два доллара в том случае, если верхний предел в эксперименте с ^{37}Cl окажется

ниже 1 СЕН. Приведенная выше сумма показывает со всей очевидностью, что по крайней мере в этой области исследований эксперимент всегда ценился гораздо выше, чем теория.

1969–1977 гг.

Этот период как на теоретическом, так и на экспериментальном фронте исследований был посвящен главным образом перепроверке и обоснованию тех положений, основные контуры которых были очерчены в предыдущие пять лет. Так, в ответ на призывы авторов работы [18] Кавана с сотрудниками из Радиационной лаборатории Келлога провели новые очень тщательные измерения эффективного сечения реакции ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$, добившись более высокой точности вплоть до энергии протонов 164 кэВ. Этими измерениями они подтвердили предыдущие результаты Паркера, расширив область их применимости, и тем самым значительно повысили наше доверие к экстраполяции скорости этой ключевой реакции в сторону низких энергий. Вскоре после этого М. Двараканат [70] возвратился к своим работам в Радиационной лаборатории Келлога и ему в истинном порыве страсти удалось измерить эффективное сечение реакции ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ вплоть до энергии 33 кэВ (0,1 нанобарна). В результате он показал, что использованная ранее экстраполяция может быть плавно продолжена к низким энергиям и нет указаний на существование порогового резонанса при низких энергиях.

В этот период было предложено много различных решений проблемы солнечных нейтрино, однако ни одно из них не стало общепринятым; почти все они либо были решениями *ad hoc*, либо оказались поставленными под сомнение в результате дальнейшего анализа, либо и то и другое вместе. Не исключено, что правильным окажется одно из предположений, высказанных в течение этого периода, но даже если это так, очень трудно догадаться, которое из них могло бы быть правильным. В связи с этим мы ограничимся здесь лишь простым упоминанием некоторых наиболее интересных (или, в некоторых случаях, наиболее остроумных) предположений (обсуждение многих из этих нестандартных моделей можно найти в [33, 123]).

В список выдвинутых за это время предположений можно включить следующие: турбулентную диффузию ${}^3\text{He}$ [131]; осцилляции нейтрино [84]; избыток ${}^3\text{He}$ в недрах современного Солнца [93]; эффекты, связанные с воздействием магнитного поля [1, 36, 39, 104]; вековую неустойчивость типа такой, при которой наблюдаемая в настоящее время светимость не совпадает с современной скоростью генерации энергии [78, 79, 136]; кварковый катализ [102, 130]; очень малое содержание тяжелых элементов в солнечных недрах [36]; существование заметного магнитного момента у нейтрино [52]; тепловая неустойчивость Солнца, в результате которой современная эпоха является особым промежутком времени [69, 79]; распад нейтрино [23]; низкоэнергетический резонанс в реакции ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^2\text{H}$ [75, 79]; быстрое вращение солнечных недр [68, 124, 127]; совместное влияние вращения и магнитных полей [137]; выгорание водорода в недрах Солнца и образование гелиевого

ядра [112]; наличие у Солнца первичного ядра с высоким содержанием тяжелых элементов и массой, равной половине массы Солнца, на которое во время образования Солнечной системы в результате аккреции выпала остальная часть вещества [87]; отклонения от распределения Максвелла [53]; разделение первичного водорода и гелия [148]; аккреция вещества на черную дыру в центре Солнца [53] и мультипликативное рождение массы [103].

Разумеется, этот список опубликованных гипотез является неполным, и мы не пытались провести полный анализ литературы. Тем не менее он со всей определенностью показывает, что в рассматриваемый период времени многие астрономы и физики серьезно думали о проблеме солнечных нейтрино — ситуация прямо противоположная той, что имела место в первые несколько лет активного развития этого предмета исследований (1963–1966 гг.).

В феврале 1972 г. Райнес организовал важную конференцию по проблеме солнечных нейтрино [120, 142]. В ее программу входило рассмотрение экспериментальных аспектов проблемы. На конференции были тщательно проанализированы всевозможные детали хлор-аргонового эксперимента и рассмотрены перспективы дальнейших экспериментов. Первый день совещания проходил в конференц-зале западного Белого дома президента Никсона; это была необычная встреча, состоявшаяся благодаря неумолимой фантазии Райнеса и его организационному таланту. Вскоре после этой конференции были опубликованы две интересные теоретические гипотезы: предположение Фаулера [79] о возможном существовании резонанса в реакции ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2{}^1\text{H}$ и анализ возможного влияния внезапного перемешивания солнечных недр на поток нейтрино от распада ${}^8\text{B}$, выполненный Камероном [48]. Другой важной идеей, родившейся под влиянием этой конференции, явилось предложение Альвареса проверять хлорную систему регистрации с помощью интенсивного радиоактивного источника ${}^{65}\text{Zn}$ [3]. Он обратил внимание на то, что мощный моноэнергетический источник нейтрино можно создать посредством нейтронной активации изотопа ${}^{64}\text{Zn}$. (В настоящее время мы обсуждаем детально разработанную схему проведения этого эксперимента.)

Теперь вкратце коснемся нескольких событий того времени, к которым мы сами имели прямое отношение. Мы будем строго придерживаться хронологической последовательности, чтобы затем с наибольшей логической обоснованностью сгруппировать некоторые связанные с ними выводы.

Единица измерения скорости счета нейтрино, солнечная единица нейтринного потока (СЕН), была впервые введена в 1969 г. в статье Бакала [14], в которой указывалось на необходимость осуществления другого эксперимента по регистрации солнечных нейтрино (предпочтительно эксперимента, основанного на использовании ${}^7\text{Li}$), предназначенного, чтобы решить вопрос, является ли расхождение между теорией и наблюдениями следствием несовершенства наших астрофизических пред-

ставлений или это расхождение вызвано каким-то еще неизвестным процессом, действующим на нейтрино на их пути от Солнца к Земле.

В 1969 г. Грибов и Понтекорво [84] показали, что расхождение в два раза между теорией и экспериментом можно объяснить осцилляциями, происходящими между мюонным и электронным состояниями нейтрино. Они представили соответствующие уравнения для двухкомпонентной системы и продолжили тем самым предшествующее менее формальное обсуждение этого вопроса, проведенное Понтекорво в 1967 г. [111]. Грибов и Понтекорво обсуждали два способа усреднения нейтринных потоков: усреднение по области излучения в недрах Солнца и усреднение (предложенное И. Померанчуком) по времени регистрации нейтрино.

Однако Бакал и Фраучи показали, что гораздо важнее другой способ усреднения — усреднение по образуемому на Солнце широкому энергетическому спектру нейтрино и что некоторые из вариаций, обсуждавшиеся Грибовым и Понтекорво, вообще не будут происходить. В связи с этим Бакал и Фраучи указали на желательность осуществления новых экспериментов с солнечными нейтрино, нацеленных на регистрацию нейтрино от протон-протонной реакции или реакции $p + p + e^- \rightarrow {}^2\text{D} + \nu$, для которых неопределенности в предсказываемых потоках, возникшие из астрофизических соображений, минимальны. Они привели аргументы в пользу того, что такие эксперименты должны быть чувствительны к массе нейтрино порядка 10^{-6} эВ и таким образом дадут возможность выбрать ту или иную из существующих в физике элементарных частиц моделей смешивания нейтринных состояний.

В более современном виде Биленький и Понтекорво сформулировали ситуацию следующим образом: «... смешивание нейтрино — гораздо более естественное решение, чем любое другое из всех до сих пор предложенных как в физике элементарных частиц, так и астрофизике» [43]. Они утверждают также, что «с точки зрения физики элементарных частиц смешивание лептонов представляет собой вполне вероятную и весьма привлекательную гипотезу». И далее они отмечают, что «осцилляции нейтрино не были придуманы *ad hoc*, специально для объяснения результатов эксперимента Дэвиса и др.».

Нам бы очень хотелось проверить гипотезу о нейтринных осцилляциях с помощью галлий-германиевого эксперимента.

Вопрос о чувствительности потоков солнечных нейтрино к малым изменениям непрозрачности, уравнения состояния, эффективных сечений ядерных реакций, возраста Солнца и содержания тяжелых элементов явился предметом подробного изучения, проведенного Дж. Бакалом и др. [21] в 1969 г. Приведенные в их работе удобные формулы, выражающие зависимость предсказываемой скорости счета от различных параметров, неоднократно использовались нами и другими исследователями для быстрых оценок возможной роли различных неопределенностей в параметрах и значимости некоторых предлагавшихся решений проблемы солнечных нейтрино. (Эта статья оказалась первой ласточкой

в длинном ряду работ, явившихся результатом успешного сотрудничества между Бакалом и Ульрихом, которое продолжается и по сей день.) Аналогичные в некотором отношении результаты были получены в работе [141], авторы которой воспользовались берклиевской программой расчета эволюции звезд. В этой работе подчеркивалось, что для существования хоть какой-то надежды получить с помощью стандартных моделей такую скорость захвата нейтрино, которая не находилась бы в явном противоречии с наблюдаемым верхним пределом, начальное содержание тяжелых элементов на Солнце Z должно быть ниже 0,02.

Подробное исследование влияния вариаций химического состава и роли магнитных полей и турбулентной диффузии было проведено также в работах Абрагама и Ибена [1] и Бакала и Ульриха [36]. Бакал и Ульрих показали, что расчеты потоков нейтрино у всех активно работающих групп, несмотря на то что они выполнялись с помощью разных вычислительных программ звездной эволюции, приводят к согласующимся результатам, если надлежащим образом учесть различие в выборе параметров. В работе 1973 г. Бакал и др. [31] воспользовались новыми таблицами непрозрачности, рассчитанными группой Лос-Аламоса, и получили стандартную модель, которая предсказывала довольно низкую скорость захвата нейтрино 5,5 СЕН. Это была первая работа по солнечным нейтрино, в которой авторы расчета непрозрачности (Хьюбнер, Мэйти и Мертс), чьи результаты давно считались центральным пунктом всего этого предмета, стали соавторами статьи, посвященной проблеме солнечных нейтрино.

Различные поправки к непрозрачности, включая повышенное содержание железа, неоднократно рассматривал Уотсон [143–145]. Эти поправки, среди прочих, были учтены в моделях Бакала и Ульриха 1970 г., которые в качестве наилучшей оценки скорости захвата дали 7,8 СЕН [35].

В декабре 1970 г. оба мы присутствовали на симпозиуме по релятивистской астрофизике в г. Остине, шт. Техас. Главной сенсацией на этом симпозиуме было сообщение Дж. Вебера о возможной регистрации импульсов гравитационного излучения от удаленных источников. В ряде интересных сообщений были подробно описаны результаты поиска сигналов радио- и микроволнового излучения, приходящих одновременно с импульсами Вебера. Во время одного из этих сообщений нам пришла в голову мысль, что хлор-аргоновый детектор солнечных нейтрино позволяет получить полезное ограничение на поток падающей на Землю нейтринной энергии, который можно было бы связать с импульсами Вебера. Чуть позже мы зашли в соседний кафетерий и быстро вывели сильное ограничение на отношение потока нейтринной энергии к потоку гравитационной энергии (0,1% для нейтрино с энергией 10 МэВ; см. [26]). Отношение сигнала к шуму для хлор-аргонового детектора оказалось настолько большим (для потоков энергии, сравнимых с значениями, которые следовали из экспериментов Вебера), что отпала необходимость в проведении корреляционных экспериментов

(которые необходимы для радио- и микроволнового диапазонов).

Аналогичное исследование мы выполнили также в сотрудничестве с Эвансом, когда группа Пенсильванского университета сообщила о возможной регистрации антинейтрино от коллапсирующей звезды [101]. В нашей работе [71] было показано, что отсутствие обнаружимого потока нейтрино, связанного с антинейтринным событием, имевшим место 4 января 1974 г., трудно примирить с предположением о том, что была зарегистрирована сколлапсировавшая звезда. Сейчас мы по-прежнему верим в то, что эксперименты по наблюдению солнечных нейтрино являются прекрасными детекторами коллапсирующих звезд и что их применение для таких целей может служить дополнением к более специализированным экспериментам, проводимым с помощью детекторов гравитационных волн.

Тесную связь, существовавшую между теорией и наблюдениями (или, что, по-видимому, более правильно, между наблюдениями и предположениями, рождавшимися за коктейлем), можно проиллюстрировать на примере рождения идеи о том, что нейтрино могут быть нестабильными (т.е. способны распадаться на некоторые другие частицы) [23]. Эта идея получила свое развитие после того, как Дэвис в ноябре 1971 г. рассказал Бакалу по телефону (и в последующей памятной записке) о самом последнем цикле своего эксперимента: детектор работал уже два месяца, но не регистрировал ни одного отсчета (который можно было бы приписать либо фону, либо сигналу). Этот результат указывал на то, что в принципе, если бы счетчики в большинстве своем имели достаточно низкую фоновую скорость счета, вполне можно было бы показать, что скорость образования ядер ^{37}Ar в резервуаре равна нулю. Такая возможность естественным образом навела на мысль рассмотреть различные лагранжианы, которые бы включали описание распада нейтрино. Интерес к гипотезе о распаде нейтрино, как к одному из объяснений низкой скорости счета, несколько угас в последние годы, поскольку теперь создается впечатление, что в резервуаре, по всей вероятности, наблюдалась конечная (отличная от нуля) скорость образования аргона (ноябрьский результат 1971 г. был статистической флуктуацией).

К рассматриваемому периоду относится ряд усовершенствований, которые в конечном итоге в значительной степени повысили чувствительность эксперимента. Разумеется, размеры детектора были уже зафиксированы, а химическое извлечение определено почти количественно. Оставалась единственная возможность повысить чувствительность хоумстейкского детектора — каким-либо образом уменьшить фоновые эффекты. Фоновая скорость счета составляла 10 отсчетов в месяц в области аргонового пика (полная ширина на полувысоте пика), поэтому необходима была почти нулевая скорость фонового счета, чтобы существенно повысить чувствительность.

Ключом к значительному усовершенствованию счетной системы явилось предложение Г. Гармайера. После семинара в Калифорнийском технологическом институте мы отправились поплавать в спортивном

бассейне. Отдыхая у края бассейна, мы беседовали с Гармайером. Он рассказал о том, что специалисты по рентгеновской астрономии разработали для пропорциональных счетчиков метод дискриминации по времени нарастания импульса, который дал возможность регистрировать и отождествлять рентгеновские события при наличии интенсивного потока космических лучей. Затем он высказал предположение, что этот метод может оказаться полезным и для идентификации событий распада ^{37}Ag в миниатюрных брукхейвенских счетчиках. Когда Дэвис в первый раз спросил у брукхейвенских инженеров по электронике, можно ли применить этот метод, они ответили, что их усилители недостаточно быстры, для того чтобы работать в таком режиме с миниатюрными счетчиками. Однако приблизительно год спустя они разработали усилители и систему растяжения импульсов, обладавших достаточной скоростью. Первую в Брукхейвенской национальной лаборатории действующую систему разработали Чейз, Радека и Роджерс; она была использована в цикле измерений № 18 (см. рис. 3) в конце 1970 г. Это усовершенствование снизило фоновую скорость счета для событий, которые можно принять за распад ^{37}Ag , до одного события в месяц.

После такого снижения фона счетчика важное значение приобретал вопрос о фоновых процессах образования ^{37}Ag в резервуаре. Скорость образования ^{37}Ag под действием быстрых нейтронов, вылетающих из окружающих скальных пород, оказалась очень малой, приблизительно 0,04 атома ^{37}Ag в сутки. Этот фоновый эффект легко устранялся посредством заполнения подземной полости водой. Затопление было произведено летом 1971 г., начиная с цикла № 21 (для сравнения см. рис. 3). Водная защита сохранялась в течение всего последующего времени, если не считать шестимесячный период в 1975 г., когда ее пришлось удалить, чтобы проверить, не началась ли коррозия резервуара, и затем покрыть его новым слоем краски. (Группа Ланде из Пенсильванского университета превратила водную защиту в активный водяной черенковский детектор частиц. Их 250-тонный детектор до сих пор используется в экспериментах по поиску распада барионов, по наблюдению космических лучей и в экспериментах по регистрации нейтрино от коллапсирующих звезд.)

Что касается фона космических лучей, то мы считали его слишком низким, однако теперь нам известно, что и сигнал от солнечных нейтрино также очень мал. Определение фона космических лучей представляло собой трудную задачу. Для этого необходимо было измерить зависимость от глубины скорости образования ^{37}Ag под действием мюонов космических лучей и затем произвести правильную экстраполяцию измеренных скоростей к глубине хлор-аргонового детектора. Измерения были проведены на глубинах от 30 до 108 кг/см². А. Волфендейл и У. Янг проанализировали эти результаты и провели экстраполяцию скорости образования ^{37}Ag в детекторе до глубины 440 кг/см² [149]. Несколько позже независимый анализ проделал Г. Кассиди из Университета шт. Юта и получил сходные результаты [50].

Файерман разработал новый независимый метод определения мюонного фона, в котором в качестве мишени используется ^{39}K и регистрируются события образования ^{37}Ag и рождения нейтрона и протона. Эти важные измерения осуществляются сейчас в шахте «Хоумстейк-Майн».

Еще один метод определения зависимости фонового эффекта от глубины основан на регистрации реакции $^{40}\text{Ca}(\alpha, n)^{37}\text{Ag}$ посредством радиохимического нейтронного детектора. Для измерения скорости образования нейтронов быстрыми мюонами на разных глубинах шахты брукхейвенская группа применяет в настоящее время резервуар емкостью 2000 л, наполненный раствором нитрата кальция. Во всех опубликованных в последнее время результатах анализа экспериментов с хлор-аргоновым детектором солнечных нейтрино фон космических лучей принимался равным 0,08 атома ^{37}Ag в сутки; это значение является результатом первоначального исследования Волфендейла, Янга и Кассиди, основанного на измерениях, выполненных в перхлорэтилене.

Система счета атомов ^{37}Ag была доставлена в шахту «Хоумстейк-Майн» в 1977 г. Установка этой системы глубоко под землей не привела к ожидаемому сильному снижению фона счетчиков. Однако под землей поток мюонов, падающий на счетчики, пренебрежимо мал, и это дало возможность выполнять измерения фона, вызываемого окружающим γ -излучением. Подобные измерения фона γ -квантов должны в конечном итоге привести к дальнейшему снижению фона счетчиков.

Многие физики и астрофизики выражали беспокойство по поводу возможной некорректности радиохимического метода извлечения нескольких десятков атомов ^{37}Ag из огромной массы перхлорэтилена, типичная концентрация которых составляет один атом на 10000 л. Ряд специалистов высказывали предположение, что ^{37}Ag , образующийся при захвате нейтрино, оказывается в нелетучем химически связанном состоянии и поэтому не извлекается из резервуара в процессе продувки гелия. Ряд конкретных предположений выдвинул Джекобс; он выдвинул гипотезу о молекулярных ионах и полимеризационных ловушках, возникающих под действием излучения [90].

Хотя такие предположения и не вытекали из надежно установленных химических законов, мы понимали, что необходимо провести эксперименты по проверке этих маловероятных возможностей. С этой целью был выполнен эксперимент с перхлорэтиленом, меченным атомами ^{36}Cl . Этот изотоп в результате β^- -распада образует ^{36}Ag . Динамика процесса распада по существу идентична динамике захвата нейтрино и испускания электрона. В своем эксперименте Вера-Руиц, Эванс и Дэвис показали, что выход ^{36}Ag , извлекаемого из перхлорэтилена путем продувки гелия, поддается количественной оценке. Этот опыт и другие эксперименты по проверке эффективности выделения аргона, выполненные с 380 000-литровым резервуаром, доказывают, что ^{37}Ag извлекается с высокой эффективностью.

Советский проект эксперимента с солнечными нейтрино, осуществляемый под руководством Г. Т. Зацепина, представляет собой обшир-

ную программу исследований. О масштабе проводимой в СССР работы мы впервые узнали в Балатонфюреде (Венгрия) в 1974 г. на конференции «Нейтрино-74». Группа американских специалистов в составе Райнеса, Ланде, Бакала и Дэвиса поинтересовалась планами советских ученых. Исчерпывающий ответ мы получили от присутствовавших А. Е. Чудакова, А. А. Поманского, В. А. Кузьмина и Б. М. Понтекорво. Согласно обрисованному ими плану, они намеревались в одной из гор Кавказа проложить туннель длиной 4 км и установить там нейтринные детекторы, в том числе хлор-аргоновый детектор почти в пять раз большего объема, чем в «Хоумстейке», и 1000-тонный сцинтилляционный детектор для наблюдения коллапсирующих звезд. (В настоящее время они уже достаточно далеко продвинулись в осуществлении этой важной программы. В 1977 г. на Баксанской нейтринной обсерватории состоялась конференция «Нейтрино-77», и к этому моменту длина туннеля составляла около 1,7 км. В 1980 г. на конференции «Нейтрино-80» от советской делегации стало известно, что 50-тонный галлий-германиевый эксперимент должен начаться в середине 1980-х годов.)

В 1976 г. мы опубликовали в журнале *Science* статью [27], в которой был подведен итог исследований по проблеме солнечных нейтрино в том виде, как она нам представлялась после 15 лет работы в сотрудничестве с многими нашими коллегами. История этой статьи несколько необычна. Первоначально ее заказал нам редактор английского журнала *New Scientist*, однако рукопись, которую мы подготовили, он отклонил, сочтя ее неподходящей для своих читателей. Тогда мы предложили рукопись редактору журнала *Science*, и он очень любезно принял ее.

С 1978 г. ПО НАСТОЯЩЕЕ ВРЕМЯ

В последние годы усилия были направлены на разработку новых экспериментов с солнечными нейтрино. На сегодняшний день наиболее перспективными мишенями представляются ${}^7\text{Li}$, ${}^{37}\text{Cl}$ (детектор больших размеров), ${}^{71}\text{Ga}$, ${}^{81}\text{Br}$, ${}^{115}\text{In}$ и электроны, рассеивающие нейтрино. Обсуждение текущего состояния этого вопроса и возможностей каждой из перечисленных мишеней можно найти в выступлениях многих участников, чьи сообщения помещены в *Proceedings of the Informal Conference on the Status and Future of Solar Neutrino Research* [82]. Конференция состоялась в январе 1978 г. в Брукхейвенской национальной лаборатории. Эта встреча явилась поводом для рассмотрения современного состояния предмета и для непринужденного обсуждения вопроса о том, что делать дальше. Первым на конференции с докладом выступил Дэвис [60]. Он рассказал о технической стороне хлор-аргонового эксперимента, в том числе о контрольных опытах, продемонстрировавших, что из резервуара извлекается весь образовавшийся в нем аргон, а также о методах счета и анализа данных. Приведенная им экспериментальная скорость счета составляла $2,2 \pm 0,3$ СЕН. Доклад вызвал весьма оживленную ди-

скусию, затем были сделаны другие сообщения. Бакал на этой конференции обсуждал вопрос о теоретической калибровке каждой из предлагаемых новых мишеней [16]. Более полное обсуждение этого вопроса было опубликовано в подробной статье [17], в которой представлены наилучшие оценки эффективных сечений для различных мишеней, оценки неопределенностей в эффективных сечениях и анализ вопроса о том, что нового даст для астрофизики (или физики) каждая из мишеней. В нескольких случаях планируемые эксперименты, ранее уже достаточно хорошо проработанные, были отклонены в связи с тем, что, как показал анализ Бакала, эффективным сечениям поглощения некоторых полезных в других отношениях нейтринных мишеней были присущи значительные неопределенности. На заключительном заседании Фаулер искусно руководил дискуссией между несколькими участниками; дискуссия продемонстрировала удивительное единодушие в вопросе о необходимости постановки нового эксперимента, чувствительного в первую очередь к нейтрино от протон-протонной реакции.

О важных событиях, благодаря которым родилась идея использовать для экспериментов изотоп ^{205}Tl , очень подробно и увлекательно рассказал в своем сообщении Фридман [81], который со своими сотрудниками из Аргоннской лаборатории предложил и разработал экспериментальные основы этого весьма хитроумного метода регистрации нейтрино [80]. Сущность идеи состоит в том, чтобы использовать изотоп ^{205}Tl как средство измерения среднего потока нейтрино от протон-протонной реакции (что почти эквивалентно светимости Солнца) за последние десять миллионов лет. Этот изотоп нужно извлечь из геологических отложений. Повторное исследование возможностей этого эксперимента, выполненное Раули и др. [126], подтвердило выводы анализа Фридмана, что фоновые эффекты малы и что с помощью этого детектора в принципе можно получить недоступную иными способами наблюдений информацию о средней светимости Солнца за такие характерные времена, которые, как предполагают некоторые теоретики (включая Фаулера), могли бы иметь отношение к эволюции солнечных недр и к проблеме солнечных нейтрино. Основная трудность предложенного эксперимента, как это показал Бакал [16, 17], связана с невозможностью точно рассчитать эффективные сечения поглощения нейтрино для этой мишени и, следовательно, невозможностью в принципе определить их с желаемой точностью (в пределах фактора двойки или лучше).

Главным доводом в пользу проведения нового эксперимента является необходимость установить, в чем причина расхождения между теорией и наблюдениями (хлор-аргоновыми экспериментами) — в ошибочности наших астрофизических представлений (звездных моделей) или в непонимании физических свойств нейтрино. Для этой цели предпочтительны такие детекторы, как ^{71}Ga и ^{115}In [113], которые чувствительны в основном к нейтрино от протон-протонной реакции (*pp*-нейтрино). Если в современную эпоху средняя светимость Солнца определяется реак-

циями термоядерного синтеза, протекающего в его недрах, то поток ν -нейтрино по существу можно вычислить исходя из наблюдаемой оптической светимости Солнца. Для такого расчета необходимо только принять, что ветви, включающие реакции с участием ${}^7\text{Be}$, являются сравнительно редкими (меньше или порядка 10%),—предположение, которое можно подтвердить посредством расчетов моделей звезд, либо с помощью хлор-аргонового эксперимента.

В настоящее время осуществляется эксперимент с отдельными модулями, в которых в качестве детектора используется ${}^{71}\text{Ga}$. Работы над ним ведутся в рамках сотрудничества между специалистами Брукхейвенской национальной лаборатории, Института высших исследований, Пенсильванского университета, Института ядерной физики им. Макса Планка в Гейдельберге и Института им. Вайцмана в Реховоте. Обоснование и методика этого проекта представлены в статье в журнале *Physical Review Letters* [24] и в заявке, поданной Обществу поощрения науки им. Макса Планка (сентябрь, 1978 г.). Весной 1980 г. Кливленд, Достровский, Фридлендер и Дэвис провели успешное испытание метода извлечения ${}^{71}\text{Ge}$ на 1,3-тонном макете галлиевой установки, а группа из Института ядерной физики им. Макса Планка в Гейдельберге под руководством Кирстена и Хампела разработала эффективный метод счета ${}^{71}\text{Ge}$. Этот эксперимент можно было бы завершить в течение трех или четырех лет, если бы Комиссия по энергии США положительно решила вопрос о финансировании совместно с Институтом Макса Планка приобретения необходимого количества галлия (полное количество—около 50 т).

Следующей стадией галлий-германиевого эксперимента является калибровка эффективности детектора и сечений поглощения нейтрино с помощью радиоактивного источника ${}^{65}\text{Zn}$ способом, который впервые предложил Л. Альварес [3] для хлор-аргонового детектора. Для этого промежуточного этапа требуется около 10 т галлия. Такой эксперимент представляет особый интерес в связи с появившимися недавно указаниями на то, что, по-видимому, наблюдались осцилляции нейтрино с длиной осцилляций, доступной для лабораторных наблюдений [37, 119]. Лишь одна нейтринная линия с энергией 1,343 МэВ, которая образуется при электронном захвате в ${}^{65}\text{Zn}$, может внести заметный вклад в наблюдаемую скорость захвата нейтрино [17]. Если осцилляции действительно происходят на указанном уровне (массы всех нейтрино порядка 1 эВ), то параметры осцилляций можно определить посредством изменения расстояний от поглотителя до нейтринного источника ${}^{65}\text{Zn}$, который по существу можно считать моноэнергетическим.

В настоящее время активно изучаются и другие экспериментальные возможности. Среди них использование таких мишеней, как ${}^7\text{Li}$ (Раули, Хёрст, Крамер, Дэвис, Бэйкич и Пик), ${}^{115}\text{In}$ (Рагаван и Дойч) и ${}^{81}\text{Br}$ (Хёрст, Бакал и Дэвис) после важных экспериментов по измерению скоростей счета бета-распада возбужденного состояния ${}^{81}\text{Kr}$ с энергией 190 кэВ, выполненных Беннетом и др. [40]).

РЕТРОСПЕКТИВА

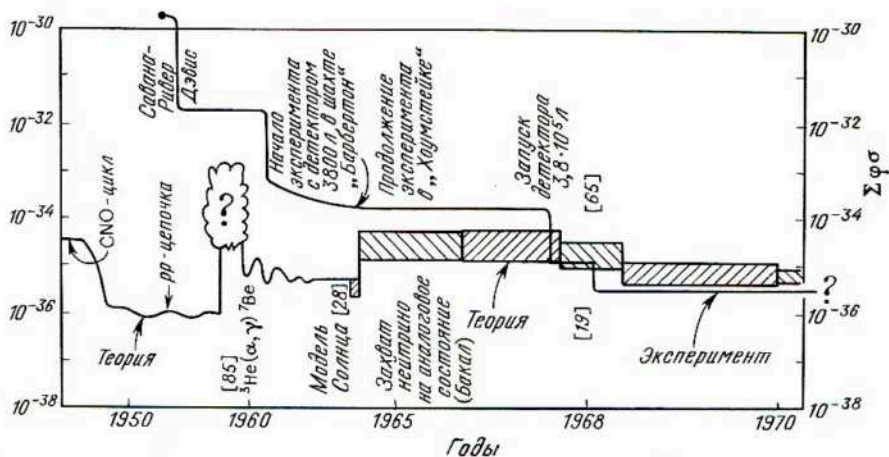
Поучительно теперь оглянуться назад и посмотреть на историю этого предмета, показывающую, как изменялись с течением времени экспериментальные и теоретические значения (рис. 1 и 2).

Рис. 1 представляет полную картину на 1970 г. (когда Дэвис на публичной лекции впервые продемонстрировал этот рисунок). На рис. 1 указано несколько основных событий, нанесенных в соответствии с периодами времени, когда они произошли. Интересно отметить, что единственное изменение, которое следует внести в рисунок, чтобы привести его в соответствие с данными, полученными десять лет спустя, — это снизить приблизительно в два раза экспериментальный верхний предел.

На рис. 2 изображены все опубликованные значения, которые были получены с нашим участием, за исключением экспериментальных пределов, установленных в 1955 и 1964 гг. (Эти самые ранние верхние пределы, составлявшие 4000 и 160 СЕН, не удалось бы приемлемым образом поместить на рис. 2, который в отличие от рис. 1 имеет линейные масштабы.)

Необходимо сделать несколько замечаний по поводу вертикальных отрезков, изображающих расчетные ошибки на рис. 2. Эти ошибки скорее «экспериментальные», чем «теоретические», поскольку основные теоретические принципы не менялись с 1964 г. Единственно, что изменилось, — это наиболее вероятные значения большого числа различных входных параметров (см. обсуждение этого вопроса в разд. «1968 г.»).

Рис. 1. Некоторые основные события в истории проблемы солнечных нейтрино. Экспериментальный верхний предел отмечен тонкой линией, область теоретических значений (после 1964 г.) заштрихована. Единицы измерения — число захватов в секунду в расчете на один атом мишени (10^{-36} захватов/(атом мишени · с) = 1 СЕН).



Во всех случаях ошибки, указанные на рис. 2 около каждой из теоретических точек, взяты из соответствующих оригинальных работ (см. подпись к рис. 2) и представляют собой допустимые интервалы скоростей захвата, полученные исходя из стандартной модели Солнца путем вариаций различных ядерно- и атомнофизических параметров в диапазоне их значений, считавшихся допустимыми на момент проведения расчетов. В модельные расчеты звезд за последние 15 лет ценою огромных затрат труда и машинного времени был введен в употребление целый ряд результатов скрупулезных теоретических изысканий и методических усовершенствований, однако различные достижения теории привели лишь к относительно небольшим изменениям по сравнению с теми достаточно большими вариациями в расчетных скоростях захвата, которые возникли в результате новых значений экспериментальных параметров. Всевозможные скачки вверх и вниз в теоретических значениях, принимавшихся в качестве наиболее вероятных начиная с 1968 г., в значительной степени были вызваны случайными флуктуациями в ошибках

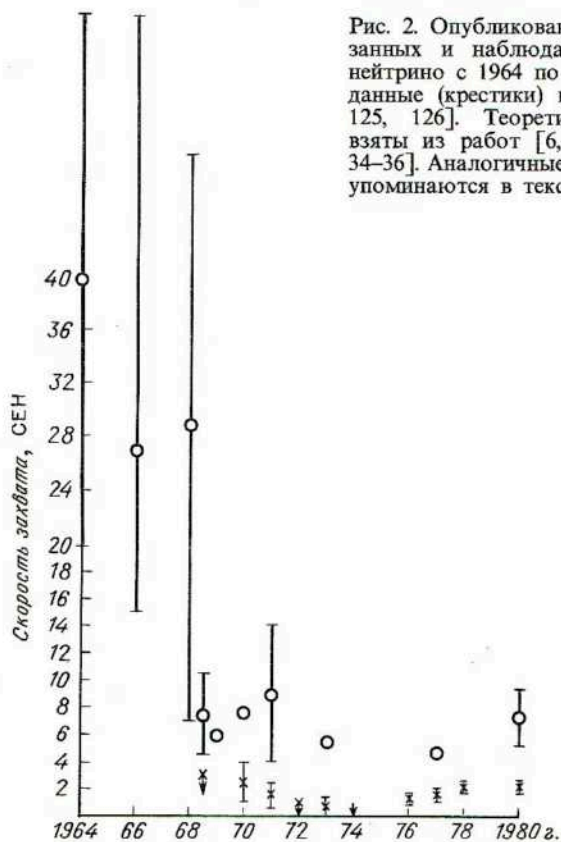


Рис. 2. Опубликованные значения предсказанных и наблюдавшихся скоростей захвата нейтрино с 1964 по 1980 г. Экспериментальные данные (крестики) взяты из работ [58–65, 67, 125, 126]. Теоретические значения (кружки) взяты из работ [6, 10, 13, 15, 18, 19, 30, 31, 34–36]. Аналогичные результаты других авторов упоминаются в тексте.

большого числа входных параметров. Текущее теоретическое значение составляет $7,5 \pm 1,5$ СЕН, где приведенная ошибка учитывает неопределенности в непрозрачностях, в начальном химическом составе и в параметрах ядерных реакций [30].

Методы обработки экспериментальных данных со временем совершенствовались; технические стороны этого вопроса подробно рассмотрены в докладе Дэвиса [60]. Все значения скорости захвата, опубликованные до 1977 г., в первых работах были представлены в форме верхних пределов, соответствовавших одному стандартному отклонению (см. подпись к рис. 2). С течением времени, по мере того как накапливался опыт работы с установкой и с исключительно низкими скоростями счета, чувствительность экспериментальной установки сильно возросла. Одновременное измерение дискриминации по времени нарастания фронта импульса (по методу, впервые предложенному Гармайером) и его высоты дает возможность с высокой эффективностью отделять истинные события в пропорциональном счетчике от фоновых импульсов. Измерение времени нарастания началось с цикла № 18 (в 1970 г.), и это сильно уменьшило число фоновых событий. Метод обработки данных, включающий анализ распределения времени появления событий, зарегистрированных счетчиками, разработал Кливленд, воспользовавшись методом максимального правдоподобия; эта процедура позволяет получить наиболее вероятные несмещенные значения и соответствующие им неопределенности как для фона счетчика, так и для скорости образования ^{37}Ar . С помощью этого метода удалось показать, что хотя скорость образования ^{37}Ar в резервуаре мала, но она не равна нулю. Другой способ продемонстрировать этот эффект состоит в том, чтобы объединить события от разных циклов измерений и показать, что вместе они ведут себя с течением времени как распад с временем жизни ^{37}Ar . Получающаяся совокупная кривая распада очень убедительно свидетельствует в пользу того, что в эксперименте действительно регистрируются атомы ^{37}Ar (см. [60]). На сегодняшний день лучшая оценка скорости образования аргона составляет $2,2 \pm 0,4$ СЕН [126].

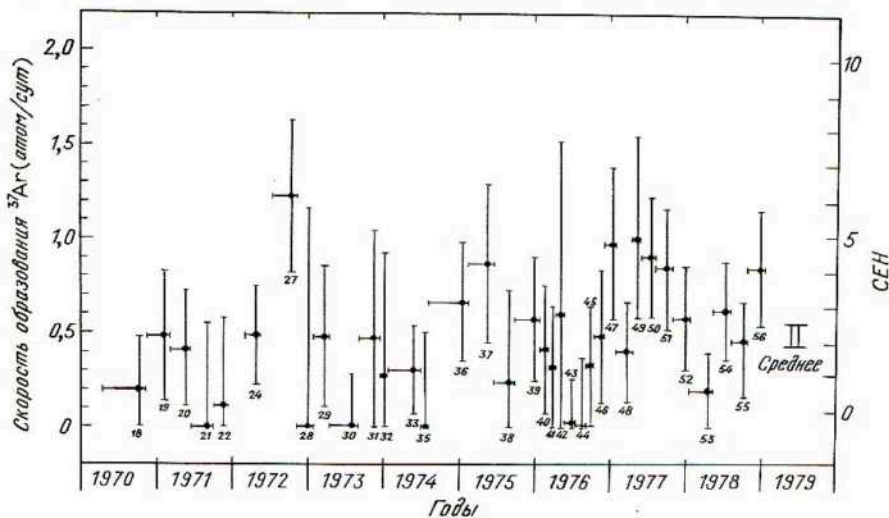
На рис. 2 нетрудно видеть, что в опубликованных оценках для скорости захвата имел место минимум в 1972–1974 гг. Этот эффект почти полностью объясняется изменением метода обработки экспериментальных данных (см. [60]); во всех точках, опубликованных позднее, учтены и предшествующие данные. Чтобы выяснить, правильна ли эта интерпретация, Кливленд повторил анализ данных методом максимального правдоподобия. Для экспериментальных данных, относящихся к 1972 г., Кливленд получил значение $1,3 \pm 1$ СЕН (по сравнению с ранее опубликованным значением $0,2$ СЕН), а для данных 1974 г. — $2,0 \pm 0,4$ СЕН (по сравнению с ранее опубликованным значением $1,3$ СЕН). Основное различие между современным методом анализа данных и предшествующими вычислениями состоит в том, что теперь правильно учитываются статистические неопределенности для событий с очень малым числом отсчетов.

На рис. 3, построенном Кливлендом и Дэвисом, собраны все имеющиеся на сегодняшний день данные, обработанные наиболее совершенным методом. Среднее значение скорости образования ^{37}Ar в резервуаре, найденное исходя из всех этих данных, составляет $2,2 \pm 0,4$ СЕН.

Расхождение между теорией и наблюдениями в настоящее время с учетом наиболее вероятных значений параметров равно приблизительно коэффициенту три. В связи с этим крайне необходимо, воспользовавшись современными техническими достижениями (см. [38, 122]), провести новые эксперименты по измерению в области низких энергий S -факторов таких реакций, как $^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + 2^1\text{H}$, $^3\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be} + \gamma$ и $^7\text{Be} + p \rightarrow ^8\text{B} + \gamma$. В настоящее время осуществляются эксперименты по повторному измерению второй из этих реакций; соответствующими исследованиями занимаются Рольфс со своими сотрудниками в ФРГ и группа энтузиастов в Радиационной лаборатории Келлога. Из общего значения 7,8 СЕН, предсказываемого наиболее вероятной современной моделью, 6,3 СЕН обусловлены реакцией $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$, детальное изучение которой в последний раз провел Р. Кавана с сотрудниками в 1969 г. (не опубликовано, см. [92]). Здесь важно еще раз подчеркнуть, что все расхождение между теоретическими и экспериментальными значениями на рис. 2 можно приписать потоку нейтрино от распада ^8B , образующегося в реакции $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$. Полная скорость захвата достаточно чувствительна также и к реакции $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ — приблизительно как $S^{0,8}$.

Мы бы не удивились, если бы Фаулер снова пустил в ход свой ис-

Рис. 3. Сводка скоростей образования ^{37}Ar для каждого из экспериментальных циклов 1970–1979 гг.



ключительный дар убеждения, и на этот раз проследил, чтобы упомянутые выше эксперименты были повторены как можно быстрее. Ведь именно он в течение многих лет объяснял нам, что следует делать в каждый данный момент, а мы пользовались его советами и работали с шутками и улыбкой.

В заключение нам хотелось бы выразить уверенность в том, что независимо от того, каким образом будет решена проблема солнечных нейтрино, совместные усилия многих специалистов (химиков, специалистов по ядерной физике, астрофизиков, геофизиков и специалистов по физике элементарных частиц), предпринятые в этом направлении за последние 20 лет, будут в конечном итоге способствовать лучшему пониманию как внутреннего строения Солнца, так и пределов наших современных представлений. За истекший период удалось с большой точностью определить целый ряд параметров, и в результате многие теоретические варианты были признаны неправдоподобными. Будущим экспериментаторам с солнечными нейтрино предстоит более четко очертить пробел в наших современных представлениях и даже ответить на вопрос, лежит ли он в области физики или астрофизики.

Настоящее исследование частично финансировалось Национальным научным фондом на основании субсидии № РНУ79-19884 и частично — Администрацией по исследованию и разработке энергетических источников.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Abraham Z., Iben I.*, *Astrophys. J.*, **170**, 157, 1971.
2. *Alvarez L. W.* University of California Radiation Laboratory Report UCRL-328, 1949.
3. *Alvarez L. W.* Physics Notes, Mem. No. 767, Lawrence Radiation Laboratory (March 23), 1973.
4. *Bahcall J. N.* *Phys. Rev.*, **126**, 1143, 1962.
5. *Bahcall J. N.* *Phys. Rev.*, **128**, 1297, 1962.
6. *Bahcall J. N.* *Phys. Rev., Lett.*, **12**, 300, 1964.
7. *Bahcall J. N.* *Phys. Rev. B*, **136**, 1164, 1964.
8. *Bahcall J. N.* *Phys. Rev. B*, **135**, 137, 1964.
9. *Bahcall J. N.* *Phys. Lett.*, **13**, 332, 1964.
10. *Bahcall J. N.* *Phys. Rev. Lett.*, **17**, 398, 1966.
11. *Bahcall J. N.* In Proc. Second International Conf. on High-Energy Physics and Nuclear Structure, ed. Alexander G., 1967, p. 232.
12. *Bahcall J. N.* In Quasars and High-Energy Astronomy, eds. Douglas K. N., Robinson I., Schild A., Schucking E. L., Wheeler J. A., Woolf N. J., Gordon and Breach, New York, 1969, p. 321.
13. *Bahcall J. N.* В Трудах Международного семинара по физике нейтрино и нейтринной астрофизике.—М.: Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР, 1969, часть II, с. 133.
14. *Bahcall J. N.* *Phys. Rev. Lett.*, **23**, 251, 1969.
15. *Bahcall J. N.* *Astrophys. J. Lett.*, **216**, L115, 1977.
16. *Bahcall J. N.* In Proc. Informal Conf. on Status and Future of Solar Neutrino Research, Brookhaven National Laboratory 50879, **1**, 223, 1978.
17. *Bahcall J. N.* *Rev. Mod. Phys.*, **50**, 881, 1978.
18. *Bahcall J. N., Bahcall N. A., Fowler W. A., Shaviv G.* *Phys. Lett.*, **26B**, 359, 1968.

19. Bahcall J. N., Bahcall N. A., Shaviv G. Phys. Rev. Lett., **20**, 1209, 1968.
20. Bahcall J. N., Bahcall N. A., Ulrich R. K. Astrophys. Lett., **2**, 91, 1968.
21. Bahcall J. N., Bahcall N. A., Ulrich R. K. Astrophys. J., **156**, 559, 1969.
22. Bahcall J. N., Barnes C. A. Phys. Lett., **12**, 48, 1964.
23. Bahcall J. N., Cabibbo N., Yahil A. Phys. Rev. Lett., **28**, 316, 1972.
24. Bahcall J. N., Cleveland B. T., Davis R., Jr., Dostrousky I., Evans J. C., Jr., Frati W., Friedlander G., Lande K., Rowley J. K., Stoenner R. W., Weneser J. Phys. Rev. Lett., **40**, 1351, 1978.
25. Bahcall J. N., Davis R., Jr. In Stellar Evolution, ed. Stein R. F., Cameron A. G. W., Plenum Press, New York, 1966, p. 241.
26. Bahcall J. N., Davis R., Jr. Phys. Rev. Lett., **26**, 662, 1971.
27. Bahcall J. N., Davis R., Jr. Science, **191**, 264, 1976.
28. Bahcall J. N., Fowler W. A., Iben I., Sears R. L. Astrophys. J., **137**, 344, 1963.
29. Bahcall J. N., Frautschi S. C. Phys. Lett., **29B**, 623, 1969.
30. Bahcall J. N., Huebner W. F., Lubow S. H., Magee N. H., Jr., Merts A. L., Parker P. D., Rozsnyai B., Ulrich R. K., Argo M. F. Phys. Rev. Lett., **45**, 945, 1980.
31. Bahcall J. N., Huebner W. F., Magee N. H., Merts A. L., Ulrich R. K. Astrophys. J., **184**, 1, 1973.
32. Bahcall J. N., May R. M. Astrophys. J. Lett. **152**, L17, 1968.
33. Bahcall J. N., Sears R. L. Ann. Rev. Astron. Astrophys., **10**, 25, 1972.
34. Bahcall J. N., Shaviv G. Astrophys. J., **153**, 113, 1968.
35. Bahcall J. N., Ulrich R. K. Astrophys. J. Lett., **160**, L57, 1970.
36. Bahcall J. N., Ulrich R. K. Astrophys. J., **170**, 593, 1971.
37. Barger V., Whisnat K., Phillips R. J. N. Phys. Rev. Lett., **45**, 2084, 1980.
38. Barnes C. A. Laboratory Approaches to Nuclear Astrophysics, три лекции в книге Progress in Particle and Nuclear Physics, ed. Sir Wilkinson D., Pergamon Press, Oxford, 1981, p. 235-277.
39. Bartenwerfer D. Astron. Astrophys., **25**, 455, 1973.
40. Bennett C. L., Lowry M. M., Naumann R. A., Loeser F., Moore W. H. Phys. Rev. C, **22**, 2245, 1980.
41. Bethe H. A. Phys. Rev., **55**, 434, 1939.
42. Bethe H. A., Critchfield L. Phys. Rev., **54**, 248, 1938.
43. Bilenky S. M., Pontecorvo B. Phys. Reports, **41**, 225, 1978.
44. Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F. Rev. Mod. Phys., **29**, 547, 1957.
45. Cameron A. G. W. Bull. Am. Phys. Soc. II, **3**, 227, 1958.
46. Cameron A. G. W. Ann. Rev. Nucl. Sci., **8**, 299, 1958.
47. Cameron A. G. W. Chalk River Report CRL-41, 2nd ed., 1958, не опубликовано.
48. Cameron A. G. W. Explosive Nucleosynthesis, eds. Schramm D. N., Arnett W. D., University of Texas Press, Austin, 1973.
49. Cameron A. G. W. Rev. Geophys. Space Phys., **11**, 505, 1973.
50. Cassidy G. A. In Proc. of the Thirteenth International Conf. on Cosmic Rays, vol. 13, Denver, 1973, p. 1958.
51. Christensen C. J., Nielsen A., Bahnsen A., Brown W. K., Rustad B. M. Phys. Lett., **26B**, 11, 1967.
52. Cisneros A. Space Sci., **10**, 87, 1971.
53. Clayton D. D., Dwek E., Newman M. J., Talbot R. J. Astrophys. J., **201**, 489, 1975.
54. Crane H. R. Rev. Mod. Phys., **20**, 278, 1948.
55. Davis R., Jr. Phys. Rev., **97**, 766, 1955.
56. Davis R., Jr. Phys. Rev. Lett., **12**, 303, 1964.
57. Davis R., Jr. В трудах Международного семинара по физике нейтрино и нейтринной астрофизике.-М.: Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР, 1969, часть II, с. 99.
58. Davis R., Jr. Hungaricae, Suppl. 4, **29**, 371, 1970.
59. Davis R., Jr. Acad. Naz. Lincei, **157**, 59, 1971.
60. Davis R., Jr. In Proc. of the Informal Conf. on the Status and Future of Solar

- Neutrino Research, ed. Friedlander G., Brookhaven National Laboratory 50879, 1978, 1, p. 1.
61. Davis R., Jr., Evans J. C. In Proc. of the Thirteenth International Cosmic Ray Conf., Denver, 1973, vol 3, p. 2001.
 62. Davis R., Jr., Evans J. C. В Трудах VI Ленингр. междунар. семинара «Ускорение частиц и ядерные реакции в космосе», 1974, Л., 1974, с. 91.
 63. Davis R., Jr., Evans J. C. В Трудах VIII Ленингр. междунар. семинара «Активные процессы на Солнце и проблема солнечных нейтрино», 1976, Л., 1976, с. 84.
 64. Davis R., Jr., Evans J. C., Radeka V., Rogers L. C. In Neutrino'72, eds. Frenkel A., Marx G., Budapest, OMDK - Technoinform, 1972, vol. 1, p. 5.
 65. Davis R., Jr., Harmer D. S., Hoffman K. C. Phys. Rev. Lett. **20**, 1205, 1968.
 66. Davis R., Jr., Harmer D. S., Neely F. In Quasars and High-Energy Astronomy, eds. Douglas K. N., Robinson I., Schild A., Schucking E. L., Wheeler J. A., Woolf N. J., Gordon and Breach, New York, 1969, p. 287.
 67. Davis R., Jr., Rogers C., Rodeka V. Bull. Am. Phys. Soc. II, **16**, 631, 1971.
 68. Demarque P., Mengel J. G., Sweigart A. V. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **165**, 19, 1973.
 69. Dilke F. W. W., Gough D. O. Nature, **240**, 262, 1972.
 70. Dwarakanath M. R. Phys. Rev. C, **9**, 805, 1974.
 71. Evans J. C., Davis R., Jr., Bahcall J. N. Nature, **251**, 486, 1974.
 72. Ezer D., Cameron A. G. W. Can. J. Phys., **43**, 1497, 1965.
 73. Ezer D., Cameron A. G. W. Can. J. Phys., **44**, 593, 1966.
 74. Ezer D., Cameron A. G. W. Astrophys. Lett., **1**, 177, 1968.
 75. Fetisov V. N., Kopysov Yu. S. Phys. Lett. B, **40**, 602, 1972; Письма в ЖЭТФ, **16**, 58, 1972.
 76. Fowler W. A. Mém. Soc. Roy. Sci. Liège, **14**, 88, 1954.
 77. Fowler W. A. Astrophys. J., **127**, 551, 1958.
 78. Fowler W. A. In Contemporary Physics: Trieste Symposium 1968, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1968, vol. 1, p. 359.
 79. Fowler W. A. Nature, **238**, 24, 1972.
 80. Freedman M. S., Stevens C. M., Horwitz E. P., Fuchs L. H., Lerner J. L., Goodman L. S., Childs W. J., Hessler J. Science, **193**, 1117, 1976.
 81. Freedman M. S. In Proc. of the Informal Conf. on the Status and Future of Solar Neutrino Research, Brookhaven National Laboratory 50879, 1978, p. 313.
 82. Friedlander G. In Proc. of the Informal Conf. on the Status and Future of Solar Neutrino Research, Brookhaven National Laboratory 50879, 1978, vols. 1, 2.
 83. Goldhaber M. In Proc. of the Second International Conf. on High-Energy Physics and Nuclear Structure, ed. Alexander G., Amsterdam, 1967, p. 475.
 84. Gribov V., Pontecorvo B. Phys. Lett., **28B**, 493, 1969.
 85. Hardy J. C., Verrall R. I. Phys. Rev. Lett., **13**, 764, 1964.
 86. Holmgren H. P., Johnston R. Bull. Am. Phys. Soc. II, **3**, 26, 1958.
 87. Hoyle F. Astrophys. J. Lett., **197**, L127, 1975.
 88. Iben I., Jr. Phys. Rev. Lett., **21**, 4208, 1968.
 89. Iben I., Jr., Kalata K., Schwartz J. Astrophys. J., **150**, 1001, 1967.
 90. Jacobs K. Nature, **256**, 560, 1973.
 91. Kavanagh R. W. Nucl. Phys., **15**, 411, 1960.
 92. Kavanagh R. W. In Cosmology, Fusion, and Other Matters, ed. Reines F., Colorado Associated University Press, Boulder, 1972, p. 169.
 93. Kocharov G. E., Starbunov Yu. N. In Proc. of the Eleventh International Conf. on Cosmic Rays, Budapest, Acta Phys. Acad. Sci. Hung., Suppl. to vol. 29, **4**, 353, 1970.
 94. Kuchowicz B. Rep. Progr. Phys., **39**, 291, 1976.
 95. Kuzmin V. A. Phys. Letts., **17**, 27, 1965.

96. Кузьмин В. А. ЖЭТФ, **49**, 1532, 1965.
97. Kuzmin V. A., Zatsepin G. T. In Proc. of the International Conf. on Cosmic Rays, London, 1966, vol. 2, 1023.
98. Кузьмин В. А., Зацепин Г. Т. В Трудах Международного семинара по физике нейтрино и нейтринной астрофизике, Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР.—М.: 1969, часть II, с. 156.
99. Lambert D. L., Warner B. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **138**, 181, 1968.
100. Lambert D. L., Warner B. Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **138**, 213, 1968.
101. Lande K., Bozoki G., Frati W., Lee C. K., Fenyés E., Saavedra O. Nature **251**, 485, 1974.
102. Libby L. M., Thomas F. J. Nature, **222**, 1238, 1969.
103. Maeder A. Astron. Astrophys., **56**, 359, 1977.
104. Parker E. N. Astrophys. Space Sci., **31**, 261, 1974.
105. Parker P. D. Phys. Rev., **150**, 851, 1966.
106. Parker P. D. Astrophys. J. Lett., **153**, L85, 1968.
107. Parker P. D., Bahcall J. N., Fowler W. A. Astrophys. J., **139**, 602, 1964.
108. Parker P. D., Kavanagh R. W. Phys. Rev., **131**, 2578, 1963.
109. Pochoda P., Reeves H. Planet. Space Sci., **12**, 119, 1964.
110. Pontecorvo B. Chalk River Laboratory Report PD-205, 1946.
111. Понтекорво Б. ЖЭТФ, **53**, 1717, 1967.
112. Prentice A. J. R. Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **163**, 331, 1973.
113. Raghavan R. S. Phys. Rev. Lett., **37**, 259, 1976.
114. Reeder P. L., Poskanzer A. M., Esterlund R. A. Phys. Rev. Lett., **13**, 767, 1964.
115. Reines F. Ann. Rev. Nucl. Sci., **10**, 25, 1960.
116. Reines F. Proc. Roy. Soc. Ser. A, **301**, 159, 1967.
117. Reines F. In Quasars and High-Energy Astronomy, eds. Douglas K. N., Robinson I., Schild A., Schucking E. L., Wheeler J. A., Woolf N. J., Gordon and Breach, New York, 1969, p. 295.
118. Reines F., Kropp W. R. Phys. Rev. Lett., **12**, 457, 1964.
119. Reines F., Sobel H., Pasierb E. Phys. Rev. Lett., **45**, 1307, 1980.
120. Reines F., Trimble V. In Proc. of the Solar Neutrino Conf., University of California, Irvine, 1972.
121. Reines F., Woods R. M., Jr. Phys. Rev. Lett., **14**, 201, 1965.
122. Rolfs C., Trautvetter H. P. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **28**, 115, 1978.
123. Rood R. T. In Proc. of the Brookhaven Solar Neutrino Conf., 1978, **1**, p. 175.
124. Rood R. T., Ulrich R. K., Nature, **252**, 366, 1974.
125. Rowley J. K., Cleveland B. T., Davis R., Jr., Evans J. C. In Proc. of the International Conf. on Neutrino Physics and Neutrino Astrophysics, Neutrino'77, Publishing Office "Nauka", Moscow, 1978, vol. 1, p. 15.
126. Rowley J. K., Cleveland B. T., Davis R., Jr., Hampel W., Kirsten T. In Proc. Conf. Ancient Sun, eds. Pepin R. O., Eddy J. A., Merrill R. B., 1980, p. 45; BNL Report 27190, 1980.
127. Roxburgh I. W. Nature, **248**, 209, 1974.
128. Ryajskaya O., Zatsepin G. In Proc. of the International Conf. on Cosmic Rays, London, 1965, p. 987.
129. Salpeter E. E. Comments Nucl. Part. Phys. II, 97, 1968.
130. Salpeter E. E. Nature, **225**, 165, 1970.
131. Schatzman E. Astrophys. Lett., **3**, 139, 1969.
132. Sears R. L. Astrophys. J., **140**, 477, 1964.
133. Sears R. L. In Stellar Evolution, eds. Stein R. F., Cameron A. G. W., Plenum Press, New York, 1966, p. 245.
134. Shaviv G., Bahcall J. N., Fowler W. A. Astrophys. J., **150**, 725, 1967.
135. Shaviv G., Salpeter E. E. Phys. Rev. Lett., **21**, 1602, 1968.
136. Sheldon W. R. Nature, **221**, 650, 1969.
137. Snell R. L., Wheeler J. C., Wilson J. R. Astrophys. Lett., **17**, 157, 1976.

138. *Tombrello T.A.* Nucl. Phys., **71**, 459, 1965.
139. *Tombrello T.A.* In Nuclear Research with Low Energy Accelerators, eds. Marion J.B., Palter D.M., Academic Press, New York, 1967, p. 195.
140. *Tombrello T.A., Parker P.D.* Phys. Rev., **131**, 2582, 1963.
141. *Torres-Peimbert S., Ulrich R.K., Simpson E.* Astrophys. J., **155**, 957, 1969.
142. *Trimble V., Reines F.* Rev. Mod. Phys., **45**, 1, 1973.
143. *Watson W.D.* Astrophys. J., **157**, 375, 1969.
144. *Watson W.D.* Astrophys. J., **158**, 303, 1969.
145. *Watson W.D.* Astrophys. J. Suppl., **19**, No. 174, 235, 1970.
146. *Wertz C., Brennan J.G.* Phys. Rev., **157**, 759, 1967.
147. *Weymann R., Sears R.L.* Astrophys. J., **142**, 174, 1965.
148. *Wheeler J.C., Cameron A.G.W.* Astrophys. J., **196**, 601, 1975.
149. *Wolfendale A.F., Young E.C.M., Davis R., Jr.* Nature Phys. Sci., **238**, 1301, 1972.
150. *Wolfenstein L.* Phys. Rev. D, **17**, 2365, 1978.

${}^3\text{He}$, КРАСНЫЕ КАРЛИКИ И БУДУЩИЙ ТРИЛЛИОН ЛЕТ НАШЕЙ ГАЛАКТИКИ

Э.Э. Солпитер

I. ВВЕДЕНИЕ

Одна из многочисленных работ, с которыми связано имя Фаулера, называется « V^{12} , C^{12} и красные гиганты» [6]. У меня всегда было такое впечатление, что это не просто мастерски выполненная работа, а одновременно глобальный подход к данному вопросу. Первоначально мне хотелось написать для этой книги статью об образовании ${}^3\text{He}$ в красных карликах со всеми возникающими здесь неопределенностями, однако я усмотрел в этой проблеме нечто более общее. На это меня навела статья Дайсона [9] о нашем «действительно отдаленном будущем». Затрагиваемые здесь вопросы и связанные с ними неопределенности несущественны для нашей Галактики в современную эпоху, однако они могут стать важными примерно через девять триллионов ($9 \cdot 10^{12}$) лет, что по порядку величины соответствует возрасту рассматриваемых мною звезд.

Задолго до запуска в космос современных рентгеновских обсерваторий было известно, что красные звезды-карлики способны проявлять вспышечную активность. С количественной точки зрения неопределенности были велики: плохо были известны полная энергия вспышки, частота вспышек одной звезды и даже число таких звезд в Галактике. Некоторое время тому назад Коулмен и Уорден [4] даже предположили, что такой тип звездной активности может быть основным поставщиком энергии в межзвездную среду. Последние оценки числа самых холодных красных карликов несколько ниже оценок десятилетней давности, однако последние данные по рентгеновским вспышкам указывают на довольно большую среднюю энергию на звезду [36]. В целом здесь все еще имеются довольно значительные неопределенности, однако, как мы увидим ниже, по крайней мере содержание ${}^3\text{He}$ в Галактике косвенно дает верхний предел на оценку полной вспышечной активности.

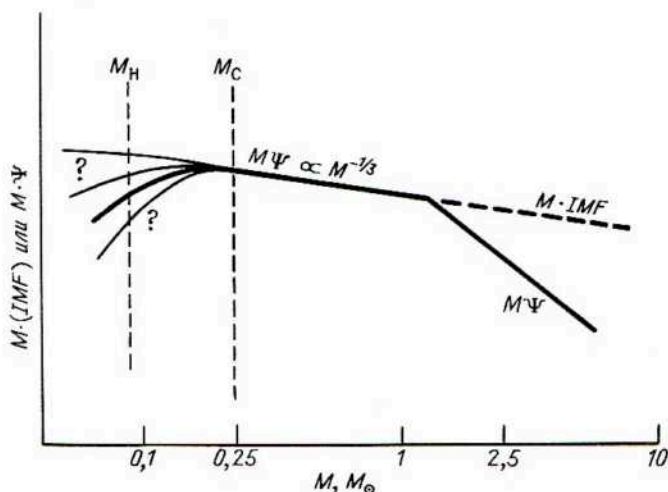
II. НАЧАЛЬНАЯ ФУНКЦИЯ МАСС И ПОСТУПЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В МЕЖЗВЕЗДНУЮ СРЕДУ

Скорость накачки энергии в межзвездную среду звездами в различных диапазонах массы связана самым непосредственным образом с начальной функцией масс IMF, или функцией звездообразования, которая характеризует скорость рождения звезд в данном диапазоне масс.

Существуют два рода неопределенностей, связанных с определением начальной функции масс. Во-первых, это неопределенности наблюдательного характера, возникающие при определении современной функции светимости звезд главной последовательности или функции масс Ψ , схематически показанной жирной линией на рис. 1. Если время жизни на главной последовательности t_{MS} превышает современный возраст Галактики t_0 , то начальная функция масс непосредственно совпадает с Ψ , но для $t_{\text{MS}} < t_0$ следует умножить Ψ на коэффициент порядка t_0/t_{MS} . Для верхней части главной последовательности этот коэффициент довольно значителен, однако Ψ и t_{MS} хорошо известны (или по крайней мере считаются хорошо известными). Во-вторых, величина $M \cdot (\text{IMF})$ определяет, какая доля полной массы, образующей все звезды, приходится на звезды массой больше M . Эта величина является медленно меняющейся функцией M (примерно $\propto M^{-1/3}$), так что значительная доля массы приходится на массивные звезды. Массивные звезды являются мощными источниками ультрафиолетового излучения (звезды главной последовательности спектральных классов O и B), причем основная доля кинетической энергии и рентгеновского излучения обеспечивается ударными волнами при взрывах сверхновых. Таким образом, ясно, что львиная доля энергии поставляется в межзвездную среду массивными звездами. Тем не менее, хотя $M^{-1/3}$ — медленно меняющаяся функция, формально она расходится при $M \rightarrow 0$, так что следует более тщательно изучить нижнюю часть главной последовательности.

Принятая Лейтеном [21] функция светимости имеет загиб около

Рис. 1. Произведение массы M на начальную функцию масс IMF или на наблюдаемую функцию светимости Ψ (в единицах массы) в зависимости от M (схематически).



$M \sim 0,2 M_{\odot}$ (который устраняет расходимость функции $M^{-1/3}$), однако получение из наблюдений данных о звездах $M < 0,2 M_{\odot}$ затруднено низкой светимостью и большой болометрической поправкой. Предварительные сообщения [25, 39] об очень высокой функции светимости без загиба не подтвердились [40], однако функция светимости вблизи $M \sim 0,1 M_{\odot}$ остается очень неопределенной (что схематически отмечено на рис. 1 тонкими линиями). Для меньших масс имеется другая неопределенность, связанная с тем, что при массе M , меньшей критического значения $M_H \approx 0,08 M_{\odot}$ [13], невозможно горение водорода. Если в ходе эволюции у звезды отсутствует стадия главной последовательности, то звезда имеет более короткое время жизни, которое, однако, точно не известно, так что переход от функции светимости к начальной функции масс затруднителен. К тому же возникает другая трудность для масс, слегка превышающих $\sim 0,1 M_{\odot}$. Хотя горение водорода возможно, и определяемое термоядерными реакциями время жизни на главной последовательности должно быть порядка 10^{12} лет, вспышечная активность, которую мы здесь рассмотрим, указывает на потерю массы, скорость которой, однако, не известна. Как будет показано в разд. IV, существует другая критическая масса $M_c \sim 0,25 M_{\odot}$, ниже которой звезда полностью конвективна, и скорость потери массы может быть очень высокой. Однако эффективное время жизни звезды может быть довольно коротким, причем из-за потери массы, а не выгорания ядерного топлива. В таком случае начальная функция масс проходила бы на графике выше кривой, которая следует непосредственно из функции светимости, и вклад, вносимый данными звездами в энергию межзвездной среды, мог быть очень большим.

Несмотря на все эти неопределенности, маловероятно, что карликовые вспыхивающие звезды — серьезные конкуренты звезд классов O и B, а также сверхновых в снабжении энергией диска нашей Галактики. Однако в двух случаях они могут играть важную роль. Один касается эллиптических галактик, в которых отсутствие звездного населения I приводит к низкой частоте вспышек сверхновых (и гораздо более низкому уровню ионизирующего излучения). В связи с этим Коулмен и Уорден [5] предполагают, что истечение высокотемпературного вещества из карликовых вспыхивающих звезд в эллиптических галактиках может привести к галактическому ветру, о существовании которого свидетельствует очень низкое содержание газа в эллиптических галактиках. Второй случай, возможно, касается тех «темных» молекулярных облаков в диске нашей Галактики, в которых, по-видимому, нет молодых массивных звезд. Следовало бы ожидать, что в отсутствие потока ультрафиолетового излучения от звезд в темных плотных облаках молекулы быстро осаждаются на частицах пыли, а обратные процессы испарения не происходят (см. ссылки в [31]). Однако согласно наблюдениям, в молекулярных облаках велико содержание молекул в газовой фазе, и объяснением этому может быть образование «кильватерного следа», оставляемого карликовыми вспыхивающими звездами. Как показано

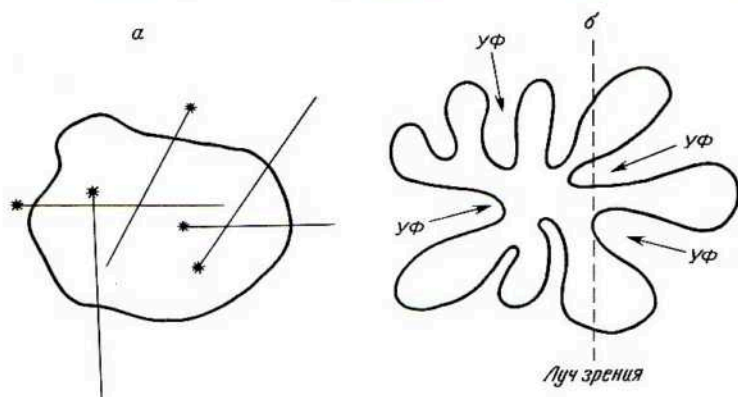


Рис. 2. Схематическое изображение двух точек зрения на механизм ионизации в «темном» молекулярном облаке: а — кильватерные следы, оставляемые звездным ветром за карликовыми вспыхивающими звездами класса М; б — падающее извне межзвездное ультрафиолетовое излучение, проникающее в волокнистое облако сложной структуры.

схематически на рис. 2, звезды-карлики главной последовательности характеризуются высокой пространственной плотностью, и вполне вероятно, что они пересекают какое-нибудь облако (не имея с ним никакой физической связи), оставляя за собой узкий кильватерный след, который образуется под действием ультрафиолетового и рентгеновского излучения, испускаемого во время вспышек, а также высокотемпературного «коронального» вещества в результате звездного ветра. Из рис. 2, б, однако, следует, что, возможно, нет необходимости в таком объяснении: если облако имеет достаточно сложную систему волокон, то оно может быть «темным», т. е. может иметь большую оптическую толщину вдоль определенного луча зрения, в то время как ультрафиолетовое излучение проникает в него извне путем нескольких отражений.

III. КАРЛИКОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ И ПОТЕРЯ МАССЫ

Лишь у Солнца мы непосредственно наблюдаем не только оптические вспышки, но и корональную активность, излучение в далеком ультрафиолете и рентгеновское излучение, а также потерю массы посредством солнечного ветра. У других маломассивных звезд главной последовательности оптические вспышки известны уже довольно давно, а данные о вспышках в далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра стали доступны лишь недавно, прямые же свидетельства существования звездного ветра вообще трудно получить. Здесь нас больше всего интересуют усредненные по времени потери такими звездами нетепловой энергии. Эти потери частично приходятся на рентгеновский диапазон, но значительная их часть может быть заключена

в полной кинетической энергии звездного ветра.

К сожалению, экстраполяция известных для Солнца величин к другим звездам затруднена для большинства интересующих нас параметров (особенно темпа потерь энергии), кроме скорости истечения звездного ветра. Дело в том, что скорость истечения должна быть связана с температурой короны и скоростью убегания с поверхности звезды. Эти две величины очень мало меняются для звезд главной последовательности, так что скорость звездного ветра у других звезд должна быть примерно такой же, как у Солнца, т.е. несколько сотен километров в секунду [17, 23, 41]. Таким образом, скорость энергетических потерь тесно связана со скоростью потери массы.

Чрезвычайно спорным является вопрос об изменении скорости энергетических потерь для разных звезд, поскольку уже самые общие теоретические обоснования здесь, как известно, не проходят. Все обстояло бы просто, если бы корона и звездный ветер определялись только сверхадиабатичностью турбулентной конвекции, приводящей к переносу акустической энергии. Тогда нетепловые потери энергии были бы наибольшими у звезд главной последовательности с очень неглубокой внешней конвективной зоной (звезд класса F), а для карликов классов K и M с протяженной конвективной зоной они были бы меньше. Уже из оптических данных было известно, что это не так [16, 19]. Действительно, имеются некоторые свидетельства того, что активность сильнее всего (по крайней мере по сравнению с оптической светимостью) у звезд довольно малых масс. Эти свидетельства позволяют предположить (но в этом нет необходимости), что активность ярче всего выражена у звезд, которые полностью конвективны и в которых горит водород (разд. IV).

Теперь ясно, что с точки зрения теории ситуация гораздо сложнее [37] — отчасти потому, что корональная активность и истечение вещества тесно связаны с поверхностными магнитными полями, которые не имеют непосредственного отношения к положению на главной последовательности. Поэтому в теоретических моделях [24] учитывается, что отношение потоков нетеплового и теплового излучения L_X/L_{opt} может сильно меняться. Наблюдения в далекой ультрафиолетовой [14] и рентгеновской [17, 36] областях показали, что отношение L_X/L_{opt} действительно сильно меняется и у карликов класса M оно особенно велико. Звездный ветер от таких звезд пока непосредственно недоступен наблюдениям, однако не исключено, что, как и предполагали Коулмен и Уорден [4], он играет важную роль.

В свете всех этих неопределенностей желательно иметь хотя бы грубую оценку предела среднего темпа потери массы карликовыми звездами. Такой предел мы постараемся найти из наблюдаемого верхнего предела содержания ${}^3\text{He}$ в межзвездной среде (см. разд. V). Это довольно чувствительный тест, если предположить, что основная потеря массы происходит из полностью конвективных маломассивных звезд. В самом деле, синтезируемый в маломассивных звездах ${}^3\text{He}$ не разрушается (см. разд. IV), конвекция переносит его к поверхности, а звездный ветер

переправляет его в межзвездную среду. Примем, что отношение содержаний ${}^3\text{He}/{}^1\text{H}$ в звездном ветре такое же, как в недрах звезд [34]. Отсюда можно получить нижнюю оценку, поскольку в солнечных вспышках отношение содержаний для высокоэнергичных частиц значительно больше, чем в солнечных недрах [33].

IV. МОДЕЛИ ЗВЕЗД НИЖНЕЙ ЧАСТИ ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

Для нижнего конца главной последовательности характерны две особенности, физическая причина которых различна, но обе они важны для проводимого нами здесь анализа. Одна особенность касается конвекции — при массе ниже критического значения M_c звезда полностью конвективна. Физически это связано с тем, что при низких температурах поверхности степень ионизации вблизи фотосферы низка, а значит, низка также непрозрачность. При рассмотрении стационарной ситуации нет скачка светимости для звезд массами меньше и больше M_c , однако нестационарный поток энергии может быть совершенно различным, как я предполагаю, основываясь на следующих доводах.

При массе M , значительно превышающей M_c , у звезды имеется существенный по массе слой, который находится в лучистом равновесии, и, грубо говоря, непрозрачность этого слоя «регулирует светимость звезды». Например, если даже какие-то явления в поверхностных слоях звезды обеспечивают больший отток энергии в форме полной кинетической энергии звездного ветра по сравнению с электромагнитным излучением, промежуточный слой тем не менее будет определять полную скорость потерь энергии с поверхности. Более того, промежуточный излучающий слой создает тепловой резервуар, который разрывает кратковременную связь между самыми внешними и самыми внутренними слоями. Например, если бы скорость выделения термоядерной энергии в центре внезапно увеличилась, то, прежде чем это изменение полностью передастся внешним слоям, пройдет время порядка характерного времени Кельвина — Гельмгольца для промежуточного слоя. Однако в полностью конвективной звезде связь между недрами и поверхностью более тесная. Конвективный перенос тепла протекает быстро и эффективно, что позволяет 1) изменениям, происходящим в недрах, передаваться на поверхность и 2) изменениям оттока энергии с поверхности влиять на общую светимость.

Другая особенность звезд нижней части главной последовательности состоит в том, что эта последовательность имеет границу. В звездах массой ниже некоторого критического значения M_H горение водорода невозможно. Как уже отмечалось, наиболее резкое различие между звездами массой несколько выше и ниже M_H заключается в различии их времен жизни. При массе ниже M_H основным источником энергии является гравитационная энергия, которая преобразуется в тепловую энергию при образовании звезды, а затем звезда быстро остывает. При

массе выше M_H вступают в действие термоядерные реакции, и, поскольку L/M падает с уменьшением массы M , время жизни на главной последовательности t_{MS} достигает максимального значения для масс чуть больше M_H . Высказывалось предположение, что может существовать также второе, менее явное различие. Скорости ядерных реакций весьма чувствительны к температуре, и некоторым звездам массами больше M_H в отличие от звезд массами меньше M_H могут быть свойственны нерегулярные вариации скорости выделения энергии. Для масс, больших M_H , но меньших M_c , будет происходить горение водорода в центре и конвекция по всей звезде, так что временные вариации выделения энергии в недрах могут передаваться путем конвекции к поверхности и приводить там к возникновению нестационарных условий. В свою очередь нестационарные условия могут вызвать усиленную вспышечную активность и звездный ветер.

Модели внутреннего строения звезд дают довольно надежные значения двух критических масс M_H и M_c и времени жизни на главной последовательности t_{MS} при отсутствии нетепловых поверхностных эффектов. По моему убеждению, нетепловые потери энергии с поверхности звезды в виде полной кинетической энергии звездного ветра и в виде рентгеновского излучения наиболее важны в диапазоне масс $M_H < M < M_c$. Хотя во время вспышек мгновенная скорость потерь энергии может быть очень высока, скорее всего средняя скорость потерь в таких высокоэнергичных явлениях меньше тепловой (в ближней инфракрасной области) светимости L и только малая доля массы звезды теряется за 10^{10} лет. Однако для полностью конвективной звезды даже средняя светимость определяется условиями вблизи поверхности, поэтому звездный ветер и рентгеновское излучение могли бы обусловить общую светимость, сильно превышающую стационарную тепловую светимость. В этом маловероятном случае время жизни на главной последовательности значительно сократилось бы.

Точность наблюдений теплового излучения карликов класса M [16, 19, 27], в том числе некоторых инфракрасных наблюдений [22], в настоящее время можно считать по меньшей мере умеренной. Выполнен ряд расчетов внутреннего строения звезд нижней части главной последовательности [7, 13, 18]. Оценки двух критических масс звезд несколько различаются, однако минимальная масса, необходимая для горения водорода, вероятно, $M_H \approx 0,085M_\odot$, а максимальная масса для полностью конвективной звезды около $M_c \approx 0,25M_\odot$. Отношение массы к светимости M/L меняется примерно от 40 (в солнечных единицах) для $M \approx M_c$ до примерно 170 для $M \approx M_H$. Для обсуждения, которое проводится в следующих двух разделах, важна скорость образования и разрушения ${}^3\text{He}$ в таких звездах [3, 8, 10, 11, 26, 28]. При $M < 0,25M_\odot$ центральные температуры ниже $7 \cdot 10^6$ К, и в предположении равновесия отношение содержаний $[{}^3\text{He}/\text{H}]$ (по массе) значительно превышает 0,01. Такое высокое содержание ${}^3\text{He}$ не может накопиться за 10^{10} лет, так что последующие потери ${}^3\text{He}$ очень незначительны, и полное энерговы-

деление составляет всего лишь 2,2 МэВ на вступивший в реакцию протон. Доля сгоревшего за 10¹⁰ лет водорода, т. е. доля массы звезды, преобразованная в ³He, тогда составляет $f = 0,003 (100LM_{\odot}/L_{\odot} M)$.

Для «типичной» массы $M \sim 0,51M_{\odot}$ болометрическая светимость в оптическом диапазоне равна $L_0 \approx 0,0015L_{\odot}$ и $f = 0,003$. Пусть g — доля массы звезды, потерянная за 10¹⁰ лет посредством звездного ветра, и пусть скорость истечения составляет $V_f \sim 600$ км/с, что близко к скорости убегания. Скорость потерь энергии L_{KE} в виде полной кинетической энергии ветра дается выражением

$$L_{KE}/L_0 \approx 0,4g. \quad (1)$$

Необходимо различать три режима:

1. Если вспышечная активность и истечение слабее, чем ожидается, и $g < f \approx 0,003$, то влияние истечения пренебрежимо мало не только на светимость, но также и на время жизни на главной последовательности $t_{MS} \sim (LM_{\odot}/L_{\odot} M) 10^{10}$ лет $\sim 10^{12}$ лет.

2. Для большинства наиболее вероятных промежуточных режимов ($f \sim 0,003 < g < 1$) по-прежнему $L_{KE} < L$, однако время жизни звезды в этом случае определяется потерей массы, а не выгоранием водорода и дается выражением $t_{ml} \sim g^{-1} \cdot 5 \cdot 10^9$ лет.

3. В наиболее бурном режиме ($g > 1$) время жизни звезды гораздо короче, чем стандартное время t_{MS} , и даже несколько меньше современного возраста Галактики. Более того, полная светимость $(1 + 0,4g)L_{\odot}$ может существенно зависеть от потери массы, так же как и доля массы звезды, преобразованная в ³He за 10¹⁰ лет:

$$f \approx 0,003(1 + 0,4g). \quad (2)$$

По крайней мере последний режим будет исключен в разд. V.

V. ³He В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

Теперь мы располагаем довольно надежным верхним пределом на наблюдаемое среднее отношение содержаний $F = {}^3\text{He}/{}^1\text{H}$ в межзвездной среде [12, 30]. Выраженный через долю массы, он составляет $F \lesssim 6 \cdot 10^{-5}$. Образование ³He в рамках стандартной модели расширяющейся Вселенной [38] сравнимо с этим верхним пределом F , причем вклад в ³He могут дать также потери массы красными гигантами и ядерные реакции на поверхности [28, 29]. Таким образом, вовсе не требуется, чтобы карлики обеспечивали повышение содержания ³He. При этом с уверенностью можно сказать, что вклад F_d в F от таких звезд меньше $6 \cdot 10^{-5}$. Можно попытаться оценить F_d из разумных (хотя и неопределенных) предположений, касающихся вспыхивающих карликовых звезд [34], однако я предпочитаю использовать наблюдаемый верхний предел для F_d , чтобы ограничить диапазон режимов потери массы вспыхивающими карликовыми звездами.

Сначала рассмотрим режим 3 (разд. IV), при котором доля теряемой

массы за 10^{10} лет $g > 1$, т. е. время жизни звезды t_{ml} меньше современного возраста Галактики. Такой случай несколько сомнителен, поскольку, как указано в разд. II, начальная функция масс больше (и неопределенна) для звезд-карликов класса M, чем дает наблюдаемая функция светимости, и поступление энергии в межзвездную среду может быть огромным. К счастью, можно исключить этот экстремальный случай, поскольку если считать его справедливым, то большая часть газа в межзвездной среде должна быть обусловлена истечением вещества из звезд-карликов; таким образом F_d — это доля водорода по массе, перерабатываемая в недрах звезды. Как указано в разд. IV, эта доля была бы много больше верхнего предела $F_d = 6 \cdot 10^{-5}$.

Обращаясь теперь к режиму 2 ($0,003 < g < 1$), можно очень приближенно, но просто получить верхний предел для g — средней доли массы маломассивных звезд ($M \sim 0,08 - 0,2 M_{\odot}$), которая поступит в межзвездную среду в течение 10^{10} лет. Большая часть массы, поступившей недавно в межзвездную среду, обусловлена звездами главной последовательности с временем жизни лишь немного короче современного возраста Галактики ($\sim 10^{10}$ лет) и массой $M \sim 1 - 2 M_{\odot}$. Интеграл начальной функции масс для этих звезд сравним с интегралом для интересующих нас маломассивных звезд (время жизни которых $\gg 10^{10}$ лет, так что не возникает неопределенностей, связанных с преобразованием функции светимости в начальную функцию масс). Тогда вклад, который вносят маломассивные звезды в массу газа современной межзвездной среды, составляет по порядку величины g . Для типичного карлика возрастом, равным примерно половине возраста Галактики, имеем $F_d \sim \sim fg/2 \sim 0,0015g$, так что условие $F_d < 6 \cdot 10^{-5}$ дает

$$g \leq 0,04. \quad (3)$$

Если g лежит вблизи своего верхнего предела, равного 0,04, поступление энергии в межзвездную среду из карликов по сравнению со сверхновыми в нашей Галактике (и в других спиральных галактиках) мало, но не пренебрежимо мало. Как было показано в разд. II, оно может играть роль в темных молекулярных облаках и в эллиптических галактиках, в которых низка частота вспышек сверхновых [5]. Как указывалось во введении, рассматриваемые здесь проблемы станут более важными примерно через триллион лет.

VI. БУДУЩИЙ ТРИЛЛИОН ЛЕТ НАШЕЙ ГАЛАКТИКИ

Если предположить, что Вселенная не замкнута, то реликтовое излучение будет с течением времени постепенно остывать, а Галактика будет все более и более удаляться от других галактик. Обычно считают, что в таких условиях все процессы будут «затормаживаться», однако Дайсон [9] рассмотрел различные процессы, которые еще способны поставлять «свободную энергию» при все больших характерных временах и которые в принципе могли бы даже поддерживать некоторые формы

жизни. В связи с этим интересно рассмотреть темп уменьшения со временем количества газа в Галактике. Следует различать два источника свободной энергии: один, связанный с эволюцией звезд (важный для интервала $\sim 10^{12}$ лет), и другой — с выделением гравитационной энергии. Покажем сначала, что гравитационная энергия относительно несутворенна при коротких характерных временах порядка 10^{12} лет.

Один из источников гравитационной энергии связан с динамической эволюцией звездных систем, особенно шаровых скоплений [20]. Здесь могут играть роль процессы образования двойных и активные процессы в окрестности центральной черной дыры. В любом случае этот источник через 10^{12} лет будет не так существен, как сейчас, и мы пренебрежем им по крайней мере в галактическом диске или вблизи него. Дайсон [9] отдельно рассматривает пикноядерные реакции и квантовомеханический переход белого карлика в нейтронную звезду. С предельно коротким характерным временем $\sim 10^{12}$ лет данным эффектам подвергнутся звезды лишь в очень узком интервале масс.

Рассмотрим эволюцию ядра звезды в белый карлик после рассеяния водородной и гелиевой оболочек на стадии планетарной туманности. Если масса ядра меньше некоторого критического значения $M_{\text{CR}} \approx 1,35M_{\odot}$, оно может сжаться до состояния белого карлика без гравитационного коллапса. При этом максимальная температура, достигаемая в недрах звезды, достаточна для осуществления реакций с ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$, но недостаточна для реакций с ${}^{24}\text{Mg}$ и более тяжелыми ядрами [1]. Величина M_{CR} меньше чандрасекаровской массы для горения ${}^{24}\text{Mg}$, и ядро быстро становится холодным белым карликом, богатым магнием. В состоянии с нулевой температурой плотность в центре звезды массой, очень близкой к M_{CR} , достаточно велика, чтобы в веществе происходили пикноядерные реакции [2, 32].

За ядерным горением ${}^{24}\text{Mg}$ и других ядер следует обратный β -распад (или) другие реакции, которые снижают отношение Z/A и увеличивают плотность в центре; это в свою очередь увеличивает скорости пикноядерных реакций и усиливает ядерное горение. Поскольку с учетом обратного β -распада M_{CR} превышает эффективную чандрасекаровскую массу для ${}^{28}\text{Si}$ (это превышение даже еще больше в случае Fe; см. [15]), существует критическое характерное время t_{cr} , после которого пикноядерные реакции убыстряются и приводят к превращению белого карлика в нейтронную звезду. Значение t_{cr} еще не вычислено, однако очень сомнительно, чтобы оно составляло «всего лишь» 10^{12} лет, иначе мы имели бы еще один тип взрывов сверхновых. Но даже в этом случае t_{cr} растет с уменьшением массы настолько быстро, что такой процесс происходил бы только со звездами в очень узком интервале масс и взрывы были бы крайне редки.

Вернемся теперь к обычной эволюции звезд после главной последовательности и предположим для начала, что потери массы карликами класса M посредством звездного ветра несутворенны (режим 1). Тогда время жизни на главной последовательности t_{MS} монотонно растет

с уменьшением массы звезды и достигает $\sim 10^{12}$ лет при $M_H \sim 0,09M_\odot$ (см. разд. IV), а в звездах меньших масс невозможно горение водорода, и они остывают за гораздо более короткое время. Другой представляющий интерес вопрос — поступление газа в межзвездную среду при потере массы звездами. На протяжении нескольких десятков миллиардов лет еще будут существовать звезды с массой, сравнимой с солнечной, которые проходят стадию красного гиганта и теряют некоторое количество массы в промежутке между этой стадией и превращением в белый карлик. Для масс $\sim 0,5M_\odot$ ситуация не вполне ясна, однако для $M < M_c \approx 0,25M_\odot$ конвекция обеспечивает полное перемешивание звезды, а у химически однородной звезды не может быть стадии красного гиганта. При отсутствии сильно нетеплового звездного ветра и вспышек карликов класса М звезды старше 10^{11} лет не могут пополнять запасы газа в межзвездной среде. Поэтому, когда Галактика достигнет возраста $\sim 10^{12}$ лет, межзвездная среда в диске будет довольно разреженной с сильно пониженным содержанием газа и скоростью звездообразования. С другой стороны, светимость звездного населения Галактики в ближней инфракрасной области ($\lambda \sim 2-3$ мкм) будет почти такой же, как в настоящее время, поскольку большинство самых маломассивных карликов класса М все еще будут на стадии главной последовательности.

Первый триллион лет существования диска нашей Галактики выглядел бы совсем не так, если бы нетепловые потери энергии и скорость потери массы карликами спектрального класса М посредством звездного ветра были близки к верхнему пределу, даваемому выражением (3). С одной стороны, светимость звезд в ближней инфракрасной области спадала бы гораздо быстрее, поскольку даже маломассивные карлики класса М имеют время жизни всего 10^{11} лет. С другой стороны, в межзвездную среду поступали бы в значительных количествах как газ, так и свободная энергия. Активность процессов в Галактике повысилась бы благодаря рентгеновскому излучению, генерируемому при вспышках, и звездному ветру, а, возможно, в некоторой степени и процессам звездообразования из пополняющихся запасов газа (однако протекающим, вероятно, довольно неэффективно из-за высокой температуры газа). Таким образом, можно предположить, что «звездный час» эволюции был бы несколько короче, но гораздо эффективнее.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Boozer A. H., Joss P. C., Salpeter E. E.* *Astrophys. J.*, **181**, 393, 1973.
2. *Cameron A. G. W.* *Astrophys. J.*, **130**, 916, 1959.
3. *Clayton D. D.* *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, New York: McGraw-Hill Book Co., 1968.
4. *Coleman G. D., Worden S. P.* *Astrophys. J.*, **205**, 475, 1976.
5. *Coleman G. D., Worden S. P.* *Astrophys. J.*, **218**, 792, 1977.
6. *Cook C. W., Fowler W. A., Lauritsen C. C., Lauritsen T.* *Phys. Rev.*, **107**, 508, 1957.
7. *Copeland H., Jensen J. O., Jorgensen H. E.* *Astron. Astrophys.*, **5**, 12, 1970.

8. Cujec B., Fowler W. A. *Astrophys. J.*, **236**, 658, 1980.
9. Dyson F. J. *Rev. Mod. Phys.*, **51**, 447, 1979.
10. Fowler W. A., Caughlan G. R., Zimmerman B. A. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **5**, 525, 1967.
11. Fowler W. A., Caughlan G. R., Zimmerman B. A. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **13**, 69, 1975.
12. Geiss J., Reeves H. *Astron. Astrophys.*, **18**, 126, 1972.
13. Grossman A. S., Hays D., Graboske H. C. *Astron. Astrophys.*, **30**, 95, 1974.
14. Haisch B., Linsky J., Lampton M., Paresce F. *Astrophys. J. Lett.*, **213**, L119, 1977.
15. Hamada T., Salpeter E. E. *Astrophys. J.*, **134**, 683, 1961.
16. Joy A. H., Abt H. A. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **28**, 1, 1974.
17. Kahn S. M., Linsky J. L., Mason K. O. *Astrophys. J. Lett.*, **234**, L107, 1979.
18. Kumar S. S. *Astrophys. J.*, **137**, 1121, 1963.
19. Kunkel W. E. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **25**, 1, 1973.
20. Lightman A. P., Shapiro S. L. *Rev. Mod. Phys.*, **50**, 437, 1978.
21. Luyten W. J. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **139**, 221, 1968.
22. Mould J. R., Hyland A. R. *Astrophys. J.*, **208**, 399, 1976.
23. Mullan D. J. *Astrophys. J.*, **207**, 289, 1976.
24. Mullan D. J., Tarter C. B. *Astrophys. J.*, **212**, 179, 1977.
25. Murray C. A., Sanduleak N. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **157**, 273, 1972.
26. Parker P. D., Bahcall J. N., Fowler W. A. *Astrophys. J.*, **139**, 602, 1964.
27. Perrin M. N., Hejlesen P. M., Cayrel de Strobel G., Cayrel R. *Astron. Astrophys.*, **54**, 779, 1977.
28. Reeves H., Audouze J., Fowler W. A., Schramm D. N. *Astrophys. J.*, **179**, 909, 1973.
29. Rood R. T., Steigman G., Tinsley B. M. *Astrophys. J. Lett.*, **207**, L57, 1976.
30. Rood R. T., Wilson T. L., Steigman G. *Astrophys. J. Lett.*, **227**, L97, 1979.
31. Salpeter E. E. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **15**, 267, 1977.
32. Salpeter E. E., Van Horn H. M. *Astrophys. J.*, **155**, 183, 1969.
33. Serlemitsos A. T., Balasubrahmanyam V. K. *Astrophys. J.*, **198**, 195, 1975.
34. Shlosman I., Kozlovsky B. Z., Shaviv G. *Astron. Astrophys.*, **73**, 358, 1979.
35. Trimble V. *Rev. Mod. Phys.*, **47**, 877, 1975.
36. Vaiana G. S. Report to IAU General Assembly, Montreal, 1979.
37. Vaiana G. S., Rosner R. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **16**, 393, 1978.
38. Wagoner R. V. In: *Highlights of Astronomy*, ed. De Jager, Dordrecht: Reidel Publ. Co., 1971, p. 301.
39. Weistrop D. *Astron. J.*, **77**, 849, 1972.
40. Weistrop D. *Astrophys. J.*, **204**, 113, 1976.
41. Worden S. P., Peterson B. M. *Astrophys. J. Lett.*, **206**, L145, 1976.

Глава 14

s-ПРОЦЕСС

Р. К. Ульрих

I. ВВЕДЕНИЕ: ВКЛАД РАБОТЫ М. И ДЖ. БЕРБИДЖЕЙ, ФАУЛЕРА И ХОЙЛА

В своей пионерской работе, сыгравшей огромную роль в становлении ядерной астрофизики как науки, М. Бербидж, Дж. Бербидж, Фаулер и Хойл [3] показали, что тяжелые элементы образуются в трех принципиально разных процессах: *r*-процессе, *s*-процессе и *p*-процессе. Первые два вносят основной вклад в образование тяжелых элементов, вклад третьего процесса невелик. Как *r*-, так и *s*-процессы состоят в присоединении нейтронов к зародышевым ядрам, которыми являются прежде всего ядра ^{56}Fe и небольшое число других ядер железного пика. Проведенный М. и Дж. Бербиджами, Фаулером и Хойлом анализ ясно показал четкое различие между *r*- и *s*-процессами. Необходимый для *r*-процесса поток нейтронов очень велик, поэтому облучаемые ядра настолько обогащены нейтронами, что их период полураспада оказывается порядка 1 с, тогда как участвующие в *s*-процессе ядра с периодом полураспада примерно от 10 до 100 лет, очевидно, успевают распасться. Характерное время *r*-процесса прежде всего определяется положением на шкале атомных масс пиков распространенности, возникающих при заполненных нейтронных оболочках. Эти пики локализованы при атомных массах, на 5–10 а.е.м. меньших, чем массы стабильных ядер с заполненными нейтронными оболочками. В качестве главных индикаторов характерного времени *s*-процесса рассматривались ядра, связанные с распадами ^{79}Se и ^{151}Sm ; на возможность этих распадов указывают распространенности ^{82}Kr и ^{154}Gd . Поскольку лабораторные значения периодов полураспада перечисленных неустойчивых изотопов соответственно равны $7 \cdot 10^4$ и 80 лет, представляется очевидным, что присоединение нейтронов идет довольно медленно. Можно заключить, что *r*-процесс происходит в момент взрыва, а *s*-процесс идет в недрах звезд при их эволюции. Среди всех результатов исследования Бербиджей, Фаулера и Хойла эти основные выводы оказались наиболее надежными.

Общий характер *s*-процесса не был сформулирован ими так же ясно, как вопрос о характерном времени. Уравнения, определяющие содержание элементов, образующихся в *s*-процессе, были предложены Клейтоном и др. [7]. Было показано, что единственная нейтронная экспозиция дает распространенности, совсем не похожие на наблюдаемые в метеоритах типа углистых хондритов. Как и предвидели Бербиджи, Фаулер

и Хойл [3], произведение сечения нейтронного захвата σ на содержание элемента, образованного в s-процессе, N_s , примерно постоянно в интервалах между ядрами с заполненными оболочками, где σ мало. Клейтон и др. [7] показали, что вблизи ядра с заполненной оболочкой величина σN_s либо резко уменьшается, либо имеет максимум, либо резко увеличивается в зависимости от того, захватило ли зародышевое ядро в среднем достаточно нейтронов, чтобы породить ядро легче, такие же или тяжелее ядер с заполненной оболочкой. Для распространенности элементов в Солнечной системе величина σN_s уменьшается для каждого ядра с заполненной оболочкой, тем не менее в содержании самых тяжелых ядер (вблизи ^{208}Pb) вклад s-процесса определенно существует. Зигер и др. [28] показали, что удовлетворительное согласие с наблюдениями достигается при экспоненциальном распределении нейтронных экспозиций. Они также нашли, что экспоненциальное распределение можно объяснить простой моделью ядерной эволюции Галактики. В течение последнего десятилетия была уточнена картина явлений в звездах, и теперь считается, что скорее всего весь набор экспозиций осуществляется в одной звезде.

II. АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ

Основным параметром, характеризующим протекание s-процесса в астрофизических условиях, является источник нейтронов. Есть две реакции: $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ [4] и $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ [6]. Каждая из этих реакций имеет свои преимущества и недостатки как источник нейтронов, ответственных за происхождение элементов в s-процессе в Солнечной системе. Труран и Ибен [29] привели аргументы в пользу того, что наиболее вероятным источником нейтронов является ^{22}Ne . Для реакции $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ требуется, как указал Сандерс [22], совместное горение водорода и гелия. Главная проблема, связанная с этим источником, заключается в отсутствии каких-либо численных расчетов, которые показывали бы, как может происходить совместное горение водорода и гелия. В принципе этот источник гораздо мощнее, чем источник ^{22}Ne , так как число выделяющихся нейтронов ограничено только числом протонов, поступающих в зону горения гелия. В качестве механизма, ответственного за приток протонов, первоначально рассматривалось сопряжение конвективной оболочки, образовавшейся во время рекуррентных тепловых вспышек гелиевого слоевого источника, и богатой водородом внешней оболочки. Причина этих тепловых вспышек следующая. Гелиевый слоевой источник настолько тонок, что приток тепловой энергии приводит к возрастанию температуры в этой области, а не к расширению и охлаждению звезды, как это происходит на стадии главной последовательности. Рекуррентные тепловые вспышки детально описаны Шварцшильдом и Хэрмом [27]. Области в недрах звезд, в которых происходят такие тепловые вспышки, остаются наиболее привлекательным местом для протекания s-процесса. Основная трудность,

связанная с данным источником нейтронов, заключается в том, что ни в одном из современных эволюционных расчетов никак не удастся получить контакта конвективного слоя с богатыми водородом областями. Ибен [14] показал, что эта неудача является следствием существования энтропийного барьера, связанного с давлением излучения. Источник нейтронов ^{22}Ne зависит от наличия ядер ^{14}N в зоне горения гелия. Две реакции типа (α, γ) превращают ^{14}N в ^{22}Ne . Ядра ^{14}N должны присутствовать в звезде до начала горения гелия. Естественным поставщиком ^{14}N служит CNO-цикл, который превращает почти все участвующие в нем ядра в ^{14}N . Таким образом, полное возможное число образующихся нейтронов определяется исходным содержанием ядер C, N и O. (Добавление в оболочку ядер ^{12}C и ^{16}O —продуктов горения гелия—и соответствующее ускорение CNO-цикла может увеличить содержание ^{14}N и повысить мощность источника нейтронов.) Основной трудностью, связанной с источником нейтронов ^{22}Ne , является требование высокой температуры для осуществления реакции $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Такие высокие температуры соответствуют звездам с довольно большими массой и светимостью, а совокупность наблюдательных данных свидетельствует о том, что s-процесс происходит в звездах более низкой светимости [15, 23, 24].

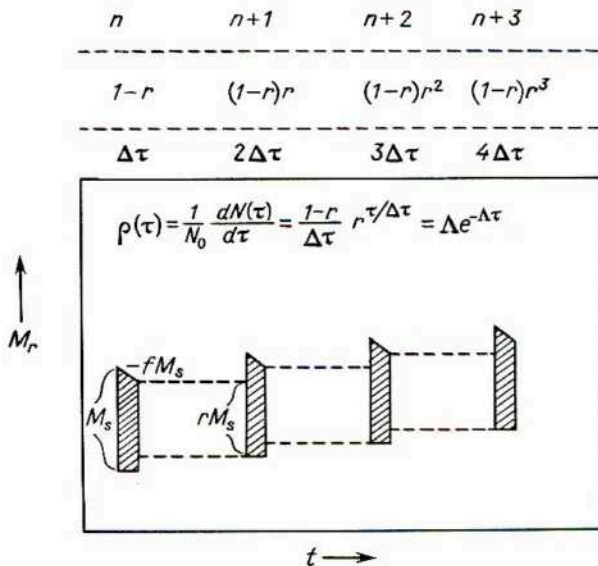
Что касается эволюционного статуса звезд, ответственных за образование ядер s-процесса, наблюдаемых в Солнечной системе, то это почти наверняка красные гиганты, как и предполагалось Камероном [4]. Для обоих обсуждавшихся выше источников нейтронов необходимо, чтобы в звезде протекали реакции горения гелия. В ходе эволюции звезд имеются в принципе два этапа, на которых могло бы начаться выделение нейтронов: рекуррентные тепловые вспышки гелиевого слоевого источника, вкратце упомянутые в предыдущем абзаце, и взрывное загорание гелия в вырожденном веществе. (Было бы неправильно называть первый из этих процессов слоевыми гелиевыми вспышками, поскольку второй процесс также может происходить в слое, и именно к нему больше подходит термин «вспышка», так как это одноразовое событие*.) В связи с тем что рекуррентные вспышки дают в пределах одной звезды распределение величины σN , сходное с наблюдаемым в Солнечной системе, основная масса теоретических исследований в последнее десятилетие была посвящена этим вспышкам [9, 12, 13, 16, 22, 29, 30]. Не следует сбрасывать со счетов и возможность s-процесса во время гелиевой вспышки в вырожденном веществе. Из данных наблюдений следует [24], что в звездах класса R, звездах с усиленными линия-

* Для первого процесса автор употребляет термин «тепловые релаксационные колебания» (*thermal relaxation oscillations*). В советской научной литературе обычно используется термин «тепловые вспышки в гелиевом слоевом источнике» или просто «тепловые вспышки». Мы здесь называем этот процесс «рекуррентные тепловые вспышки», подчеркивая повторяемость явления.—Прим. перев.

ми СН и бариевых звездах аномалии химического состава скорее всего могут быть следствием гелиевой вспышки в вырожденном веществе.

Имеет смысл описать здесь подробно механизм, посредством которого рекуррентные вспышки приводят к распространенности элементов, похожей на наблюдаемую в Солнечной системе. Это будет полезно ниже при анализе вопросов, касающихся характерного времени s -процесса. На рис. 1 [30, fig. 3] схематически показана последовательность вспышек. Хотя эта схема не была основана на реальных эволюционных расчетах, модели Бекера и Ибена [1] ведут себя именно так. Заштрихованная область представляет собой конвективную зону. Предполагается, что она облучается одинаковым потоком нейтронов $v_{th} N_n(t)$. Разумеется, форма конвективной области на этой диаграмме представлена схематически. Важные особенности процесса заключаются в следующем: за коротким периодом облучения следует длительный спокойный период, последовательные конвективные зоны частично перекрываются, облучаемая зона к концу вспышки энерговыделения сокращается. По-

Рис. 1. Схематическая диаграмма модели рекуррентных вспышек для s -процесса. Облучение нейтронами происходит внутри заштрихованных областей. Непрерывное перемещение слоя горения гелия приводит к тому, что внутренняя граница области между вспышками движется наружу. В верхней строке над схемой указан порядковый номер вспышки. Во второй строке приведена доля вещества в конвективной слоевой области, которое было примешано при N -й вспышке. Третья строка дает нейтронную экспозицию вещества, которое добавилось при N -й вспышке. Выражение для $\rho(\tau)$ описывает относительное содержание ядер, которые подверглись нейтронной экспозиции τ в результате большого числа вспышек.



следнее утверждение является наименее обоснованным во всей схеме. Ульрих [30] считал, что сокращение гелиевой конвективной зоны происходит вследствие удаления ее внешних слоев в процессе перемешивания вещества с помощью поднимающихся струй [26, 31]. Перемешивания не будет, если гелиевая конвективная зона не соприкасается со слоями, содержащими водород. Последние расчеты показывают, что такого соприкосновения не происходит. Описанный Бекером и Ибеном [1] цикл приводит к таким же результатам. При сокращении конвективной зоны после прекращения ядерных реакций остается вещество с характерными для данного момента химическим составом и концентрацией нейтронов. После того как это вещество обособляется, источник нейтронов в нем резко исчезает и дальнейшего обогащения новыми ядрами не происходит. Согласно [1], внешняя конвективная оболочка в промежутке между вспышками опускается вниз и к ней подмешивается некоторое количество синтезированного вещества. Окончательный результат такой же, как если бы вещество непосредственно было смешано с оболочкой. Образование углерода ^{13}C в процессе перемешивания вещества путем поднимающихся струй в модели [1] не происходит.

Для анализа коэффициентов ветвления и определения характерного времени захвата нейтронов требуется детальная теория s -процесса, протекающего при рекуррентных тепловых вспышках. Остановимся здесь на наиболее важных моментах этой теории. Пусть N_A — содержание ядер с массовым числом A . На стадии эволюции звезды, когда она достигла устойчивого состояния, масса конвективного слоя равна M_s (рис. 1). Содержание ядер массой A , оставшихся в M_s от предыдущей вспышки, составляет перед развитием конвективной фазы N_A^s . В максимуме развития конвективной фазы полное число ядер, оставшихся от предыдущего цикла, равно $rM_s N_A^s$, содержание этих ядер в добавленном веществе может составлять N_A^E . Для большинства представляющих интерес ядер содержание их во внешних областях настолько мало, что им можно пренебречь. Содержание ядер массой A также меняется из-за облучения нейтронами, выделяемыми источником либо ^{13}C , либо ^{22}Ne , который начинает действовать в активной фазе цикла. Нейтронная экспозиция описывается выражением

$$\Delta\tau = \int N_n(t) v_{\text{th}} dt.$$

Концентрация нейтронов ограничивается тем, что все нейтроны захватываются вскоре после их выделения. Итак, $\Delta\tau$ определяется числом нейтронов, выделяемых нейтронным источником, и средним сечением захвата нейтронов веществом в слое M_s . Облучение нейтронами приводит к тому, что ядро массой $A - 1$ захватывает нейтрон и образует ядро массой A , ядро A в свою очередь захватывает нейтрон и превращается в другое ядро. Этот процесс описывается уравнением

$$dN_A/d\tau = \sigma_{A-1} N_{A-1} - \sigma_A N_A \quad (1)$$

с начальными условиями

$$N_A(0) = rN_A(\Delta\tau) + (1-r)N_A^E, \quad (2)$$

где $N_A(0)$ и $N_A(\Delta\tau)$ — содержания в моменты соответственно начала и конца вспышки. Для малых $\Delta\tau$ и r , близких к 1, процесс можно считать почти непрерывным. Ядра, покинувшие область вспышки, как бы разрушаются. Число их равно $M_s(1-r)N_A$. Таким образом, выражения (1) и (2) можно заменить на

$$dN_A/d\tau = \sigma_{A-1}N_{A-1} - \sigma_A N_A - \Lambda(N_A - N_A^E), \quad (3)$$

где $\Lambda = (1-r)/\Delta\tau$. Тогда N_A описывается приближенной формулой

$$(\sigma_A + \Lambda)N_A = \sigma_{A-1}N_{A-1} + \Lambda N_A^E, \quad (4)$$

или

$$\sigma_A N_A = \sigma_{A-1} N_{A-1} (1 + \Lambda/\sigma_A)^{-1} + \Lambda N_A^E (1 + \Lambda/\sigma_A)^{-1}. \quad (5)$$

Многочисленное применение уравнения (5) дает

$$\sigma_A N_A = \sum_{A'=1}^A \Lambda N_{A'}^E \prod_{A''=A'}^A (1 + \Lambda/\sigma_{A''})^{-1}. \quad (6)$$

Для ядер тяжелее железа нужно считать, что отличные от нуля N_A^E имеют только элементы железного пика. Содержание зародышевых ядер легче ^{56}Fe велико, однако многократное произведение по A'' для них очень мало, в то время как содержание в оболочке ядер тяжелее ^{56}Fe мало. Ульрих [30] вывел эти формулы несколько иным способом. В связи с источником нейтронов ^{22}Ne они обсуждались Трураном и Ибеном [29]. Результирующее распределение нейтронных экспозиций примерно экспоненциальное, как и требовалось в работе Зигера и др. [28], а параметр Λ играет ту же роль, что и Λ в их работе. Клейтон и Уорд [8] показали, как экспоненциальное распределение Зигера и др. [28] приводит посредством использования формализма Клейтона и др. [7] к выражению (6).

III. СРАВНЕНИЕ С РАСПРОСТРАНЕННОСТЯМИ ЭЛЕМЕНТОВ В СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ БЕЗ УЧЕТА ВЕТВЛЕНИЯ

Согласно Зигеру и др. [28] и Ульриху [30], распределение $\sigma_A N_A$ по A хорошо согласуется с распространенностью в Солнечной системе при $\Lambda = 4-5$ мбарн. Этот вопрос я пересмотрел с использованием распространенностей, приведенных Камероном в гл. 3, и современных значений сечений реакций для некоторых критических ядер. Впрочем, в условиях звездных недр следует с осторожностью использовать значения периодов полураспада. Ньюмен [19] и Уорд и др. [33] обсуждали ряд

эффектов, которые могут изменить периоды полураспада. Следует выделить три эффекта, влияющие на периоды полураспада: 1) β^- - и β^+ -распады затруднены при вырождении электронов и позитронов, 2) температура и плотность оказывают влияние на скорости захвата электронов через заселенность электронной K -оболочки или в случае полной ионизации через концентрацию свободных электронов в окрестности ядра, 3) β^- - и β^+ -распады могут происходить из возбужденных состояний, для которых благодаря радиативным переходам поддерживается равновесие с основным состоянием. При рекуррентных тепловых вспышках ни электроны, ни позитроны не вырождены, так что эффектом (1) можно пренебречь; однако эффекты (2) и (3) играют роль при временах, соответствующих нескольким распадам, и должны быть учтены.

Влияние температуры и плотности в недрах звезд на скорости электронного захвата впервые рассмотрел Камерон [5]. В условиях относительно высокой температуры и низкой плотности, которые характерны для рассматриваемых моделей, все атомы полностью ионизованы, а электронный газ не вырожден. В таких условиях концентрация электронов, связанных в ядрах, уменьшается и падает скорость электронного захвата. Фаулер и Хойл [11] вывели формулы, которые позволяют рассчитывать скорости электронного захвата в звездах по лабораторным скоростям. Для невырожденного, нерелятивистского случая с полной ионизацией их уравнения (A13), (A15) и (A24) дают

$$t_{1/2}(\text{stellar}) = (Z^2 T^{1/2}/196\rho) t_{1/2}(\text{lab}), \quad (7)$$

где релятивистский кулоновский множитель $\langle F_-/2\pi M \rangle$ принят равным единице. Типичные значения ρ и T дают для электронного захвата $t_{1/2}(\text{stellar}) = 0,021 Z^2/t_{1/2}(\text{lab})$. Для большинства интересующих нас здесь случаев Z^2 достаточно велико, так что $t_{1/2}(\text{stellar}) > t_{1/2}(\text{lab})$, и электронные захваты не играют существенной роли в s -процессе.

Период полураспада неустойчивого ядра относительно фото- β -распада равен периоду полураспада возбужденного состояния относительно β -распада, деленному на долю ядер в возбужденном состоянии. Как только было опубликовано время жизни возбужденного состояния и соотношение ветвления между изомерным переходом и β -распадом, сразу были вычислены периоды полураспада в звездах по формуле

$$t_{1/2}(\text{stellar}) = \left[\sum_i S_i / (t_{1/2})_i \right]^{-1}. \quad (8)$$

В этом выражении S_i — относительная населенность i -го состояния и $(t_{1/2})_i$ — полный период полураспада этого состояния, деленный на долю тех распадов, которые представляют собой соответствующие β -переходы. Данные по всем фото- β -распадам заимствованы из [18]. При типичных температурах только один случай этого типа надежен: ${}^{60}\text{Co}(\gamma, \beta){}^{60}\text{Ni}$. Для всех остальных фото- β -распадов значение $\lg ft$ для

разрешенных переходов приходится предсказывать исходя из лабораторных значений $\lg ft$ для аналогичных разрешенных переходов. Периоды полураспада для возбужденных состояний затем находились методом, обратным изложенному в приложении IV в [18]. В табл. 1 приведены данные, использованные при вычислении окончательной скорости фото- β -распада для ^{63}Ni , ^{79}Se , ^{99}Tc , ^{134}Cs и ^{163}Dy . В табл. 1 индексы 0, 1, e и g обозначают соответственно родительское ядро, дочернее ядро, возбужденное состояние и основное состояние. Символ J^P для данного состояния обозначает спин J и четность P .

Таблица 1

ДАННЫЕ ПО СКОРОСТЯМ $\gamma\beta$ -РАСПАДОВ

Распад	$(J^P)_{0g}$	$E_{0e}-E_{0g}$, кэВ	$(J^P)_{0e}$	$E_{1e}-E_{1g}$, кэВ	$(J^P)_{1e}$	$\lg ft$	$t_{1/2}(0e \rightarrow 1e)$	$t_{1/2}$ (результатирующее)
$^{63}\text{Ni} \rightarrow ^{63}\text{Cu}$	$1/2^-$	90	$5/2^-$	0	$3/2^-$	6,0	2,5 года	53 года
$^{79}\text{Se} \rightarrow ^{79}\text{Br}$	$7/2^+$	96	$1/2^-$	0	$3/2^-$	5,5	40 сут	35 лет
$^{99}\text{Tc} \rightarrow ^{99}\text{Ru}$	$9/2^+$	140,5	$7/2^+$	0	$5/2^+$	6,5	30 сут	7 лет
$^{134}\text{Cs} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$	4^+	63	2^+	604,6	2^+	6,5	6 ч	8,3 сут
$^{163}\text{Dy} \rightarrow ^{163}\text{Ho}$	$5/2^-$	75	$7/2^-$	0	$7/2^-$	5,5	—	—
		170	$9/2^-$	0	$7/2^-$	5,5	—	—

Некоторые нестабильные ядра имеют долгоживущие изомерные состояния с периодом полураспада, большим, чем для основного состояния. Когда существенны столкновения и непрямые радиативные процессы, можно ожидать, что изомерное состояние будет заселено не полностью, и для основного состояния следует принять меньший период полураспада. В каждом конкретном случае необходим тщательный анализ, чтобы определить, с какой вероятностью можно считать, что населенности близки к термодинамически равновесным. Можно ожидать, что непрямые радиативные процессы будут эффективны из-за очень высокой плотности излучения и большого числа низколежащих состояний, которыми обладают интересующие нас ядра. Поэтому во всех случаях изомерных состояний мы выбрали самые короткие периоды полураспада.

Сечения и периоды полураспада для неустойчивых ядер, лежащих на пути s -процесса, приведены в табл. 2. Ядра, получающиеся путем захвата нейтронов неустойчивыми ядрами, для которых произведение периода полураспада на сечение больше 100 мбарн·год, не являются только ядрами r -процесса. Соответственно ядра, образующиеся при распаде таких ядер, могут иметь меньшую распространенность, чем другие ядра с тем же A . Обсуждение деталей процесса ветвления см. в разд. IV. Участвующие в ветвлении ядра рассматривались нами как особые случаи по отношению к общей картине, предсказываемой формулой (6), поскольку поправки на ветвление обременены значительными неопределенностями. На рис. 2 приведено сравнение значений $\sigma_A N_A$, включаю-

Таблица 2

ОСНОВНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ s-ПРОЦЕССА

Ядро	Основной путь s-процесса	σ , мбарн	Ссылка	$t_{1/2}$
^{56}Fe	*	$13,5 \pm 2$	[1]	
^{57}Fe	*	30 ± 5	[1]	
^{58}Fe	*	$15,9 \pm 1,5$	[10]	
^{59}Fe	*	11,0	[6]	β^- , 45 сут
^{59}Co	*	72 ± 14	[5]	
^{60}Co	*	48,5	[6]	(γ, β^-) , 90 сут
^{60}Ni	*	31 ± 6	[5]	
^{61}Ni	*	135 ± 27	[5]	
^{62}Ni	*	26 ± 5	[5]	
^{63}Ni	*	24,5	[6]	β^- , 92 года
^{63}Cu	*	49 ± 14	[1]	
^{64}Ni	*	23	[5]	
^{64}Zn	*	51,1	[6]	
^{65}Zn	*	144	[6]	β^+ , 243 года
^{65}Cu	*	42 ± 7	[1]	
^{66}Cu	*	71,5	[6]	β^- , 5,1 мин
^{66}Zn	*	40	[6]	
^{67}Zn	*	160	[6]	
^{68}Zn	*	10,2	[6]	
^{69}Zn	*	42,5	[6]	β^- , 57 мин
^{69}Ga	*	130 ± 30	[1]	
^{70}Zn	*	16	[6]	
^{70}Ga	*	335	[6]	β^- , 21 мин
^{70}Ge	*	84	[6]	
^{71}Ga	*	120 ± 30	[1]	
^{71}Ge	*	379	[6]	ЕС, 215 сут
^{72}Ga	*	232	[6]	β^- , 14 ч
^{72}Ge	*	53,2	[6]	
^{73}Ge	*	330	[6]	
^{74}Ge	*	17 ± 5	[11]	
^{75}Ge	*	137	[6]	β^- , 82 мин
^{75}As	*	490 ± 100	[1]	
^{76}Ge	*	36 ± 11	[11]	
^{76}As	*	862	[6]	β^- , 26 ч
^{76}Se	*	101	[6]	
^{77}Se	*	424	[6]	
^{78}Se	*	98 ± 14	[4]	
^{79}Se	*	275	[6]	(γ, β^-) , 35 лет
^{79}Br	*	600 ± 150	[1]	
^{80}Se	*	20 ± 12	[1]	
^{80}Kr	*	163	[6]	
^{81}Se	*	63,2	[6]	β^- , 19 мин
^{81}Br	*	460 ± 80	[1]	

Продолжение табл. 2

Ядро	Основной путь s-процесса	σ , мбари	Ссылка	$t_{1/2}$
^{81}Kr		1020	[6]	ЕС, $2 \cdot 10^5$ лет
^{82}Se		14,5	[6]	
^{82}Br		573	[6]	β^- , 35 ч
^{82}Kr	*	127	[6]	
^{83}Kr	*	601	[6]	
^{84}Kr	*	25,0	[6]	
^{85}Kr		155	[6]	β^- , 11 лет
^{85}Rb	*	215 ± 20	[1]	
^{86}Kr		4,2	[6]	
^{86}Rb		476	[6]	β^- , 19 сут
^{86}Sr	*	74 ± 7	[1]	
^{87}Kr		18,0	[6]	β^- , 76 мин
^{87}Rb		24 ± 4	[1]	β^- , $5 \cdot 10^{10}$ лет
^{87}Sr	*	109 ± 9	[1]	
^{88}Sr	*	$6,9 \pm 2,5$	[1]	
^{89}Sr		39,5	[6]	β^- , 52 сут
^{89}Y	*	21 ± 4	[1]	
^{90}Y		162	[6]	β^- , 64 ч
^{90}Zr	*	12 ± 2	[1]	
^{91}Zr	*	68 ± 8	[1]	
^{92}Zr	*	34 ± 6	[1]	
^{93}Zr	*	81,3	[6]	β^- , $1,5 \cdot 10^6$ лет
^{93}Nb		340 ± 15	[17]	
^{94}Zr	*	20 ± 2	[1]	
^{95}Zr		72,3	[6]	β^- , 65 сут
^{95}Mo	*	430 ± 50	[1]	
^{96}Zr	*	30 ± 12	[1]	
^{96}Mo	*	90 ± 10	[1]	
^{97}Mo	*	350 ± 50	[1]	
^{98}Mo	*	150 ± 40	[1]	
^{99}Mo		202	[6]	β^- , 67 ч
^{99}Tc	*	649	[6]	(γ, β^-), 7 лет
^{99}Ru		639	[6]	
^{100}Mo		100 ± 40	[1]	
^{100}Tc		933	[6]	β^- , 17 с
^{100}Ru	*	209 ± 6	[12]	
^{101}Ru	*	1011 ± 30	[12]	
^{102}Ru	*	189 ± 6	[12]	
^{103}Ru		569	[6]	β^- , 40 сут
^{103}Rh	*	1072 ± 30	[12]	
^{104}Ru		163 ± 5	[12]	
^{104}Rh		1510	[6]	β^- , 43 с
^{104}Pd	*	447 ± 22	[13]	
^{105}Pd	*	1189 ± 60	[13]	
^{106}Pd	*	382 ± 19	[13]	

Продолжение табл. 2.

Ядро	Основной путь s-процесса	σ , мбарн	Ссылка	$t_{1/2}$
^{107}Pd	*	950	[6]	β^- , $7 \cdot 10^6$ лет
^{107}Ag		1050 ± 150	[1]	
^{108}Pd	*	345 ± 17	[13]	β^- , 13 ч
^{109}Pd		854	[6]	
^{109}Ag	*	650 ± 50	[1]	
		75 ± 10	[4]	
^{110}Pd	*	264 ± 13	[13]	β^- , 24 с
^{110}Ag		2100	[6]	
^{110}Cd	*	250 ± 30	[14]	(γ, β^-) , 190 лет
^{111}Cd	*	624	[6]	
^{112}Cd	*	233 ± 30	[14]	
^{113}Cd	*	569	[6]	
^{114}Cd	*	158 ± 25	[14]	
^{115}Cd		450	[6]	
^{115}In	*	700 ± 45	[17]	β^- , 54 ч
^{116}Cd		92 ± 12	[14]	
^{116}In		1730	[6]	β^- , 14 с
^{116}Sn	*	100 ± 15	[1]	
^{117}Sn	*	420 ± 30	[1]	β^- , 27 ч
^{118}Sn	*	63 ± 5	[1]	
^{119}Sn	*	348 ± 54	[1]*	
^{120}Sn	*	50 ± 15	[1]	
^{121}Sn		240	[6]	
^{121}Sb	*	740 ± 100	[1]	β^- , 2,8 сут
^{122}Sn		23 ± 5	[1]	
^{122}Sb		1430	[5]	
^{122}Te	*	270 ± 30	[1]	β^- , 9,4 ч
		177 ± 23	[4]	
^{123}Sb		440 ± 50	[1]	β^- , 25 мин
^{123}Te	*	820 ± 30	[1]	
^{124}Sn		23 ± 4	[1]	β^- , 9,4 ч
^{124}Te	*	150 ± 20	[1]	
^{125}Te	*	430 ± 20	[1]	β^- , 25 мин
^{126}Te	*	82 ± 8	[1]	
^{127}Te		247	[6]	β^- , 25 мин
^{127}I	*	710 ± 35	[17]	
^{128}Te		$32,5 \pm 5$	[1]	β^- , 25 мин
^{128}I		1380	[6]	
^{128}Xe	*	232	[6]	β^- , 5,3 сут
^{129}Xe	*	665	[6]	
^{130}Te		$13,5 \pm 2$	[1]	β^- , 5,3 сут
^{130}Xe	*	143	[6]	
^{131}Xe	*	587	[6]	β^- , 5,3 сут
^{132}Xe	*	90,9	[6]	
^{133}Xe		134	[6]	

Продолжение табл. 2.

Ядро	Основной путь s-процесса	σ , мбарн	Ссылка	$t_{1/2}$
^{133}Cs	*	700 ± 40	[1]	
^{134}Xe		47,5	[6]	
^{134}Cs		1320	[6]	(γ, β), 24 сут
^{134}Ba	*	179	[6]	
^{135}Ba	*	472	[6]	
^{136}Xe		2,3	[6]	
^{136}Ba	*	90 ± 20	[8]	
^{137}Ba	*	72,6	[6]	
^{138}Ba	*	$4,22 \pm 0,25$	[2]	
^{139}Ba		13,9	[6]	β^- , 82 мин
^{139}La	*	44 ± 4	[1]	
^{140}La		391	[6]	β^- , 40 ч
^{140}Ce	*	$11,5 \pm 0,6$	[2]	
^{141}Ce		168	[6]	β^- , 33 сут
^{141}Pr	*	111 ± 15	[15]	
^{142}Ce		17 ± 4	[11]	
^{142}Pr		1142	[6]	β^- , 19 ч
^{142}Nd	*	67,7	[6]	
^{143}Nd	*	333	[6]	
^{144}Nd	*	67,4	[6]	
^{145}Nd	*	485	[6]	
^{146}Nd	*	102	[6]	
^{147}Nd		339	[6]	β^- , 11 сут
^{147}Pm	*	382	[6]	β^- , 2,6 года
^{147}Sm		1150 ± 90	[1]	
^{148}Nd		210 ± 80	[1]	
^{148}Pm	*	1380	[6]	β^- , 5,4 сут
^{148}Sm	*	260 ± 50	[1]	
^{149}Nd		370	[6]	β^- , 1,5 ч
^{149}Sm	*	1481 ± 255	[1]*	
^{150}Sm	*	370 ± 70	[1]	
^{151}Sm	*	2000	[6]	β^- , 87 лет
^{151}Eu		3600 ± 500	[1]	
^{152}Sm	*	450 ± 50	[1]	
^{152}Eu		5180	[6]	(γ, β^-), 9,3 ч
^{152}Gd		982	[6]	
^{153}Eu		2700 ± 300	[1]	
^{154}Sm		380 ± 60	[1]	
^{154}Eu	*	4450	[6]	(γ, β^-), 100 сут
^{154}Gd		1090	[6]	
^{155}Eu	*	1730	[6]	β^- , 1,8 года
^{155}Gd		2520	[6]	
^{156}Eu		1400	[6]	β^- , 15 сут
^{156}Gd	*	520	[6]	
^{157}Gd	*	1360	[6]	

Продолжение табл. 2.

Ядро	Основной путь s-процесса	σ , мбарн	Ссылка	$t_{1/2}$
^{158}Gd	*	540 ± 70	[1]	
^{159}Gd		587	[6]	β^- , 18 ч
^{159}Tb	*	2949 ± 340	[4]	
^{160}Gd		171	[6]	
^{160}Tb		3230	[6]	β^- , 72 сут
^{160}Dy	*	1010	[6]	
^{161}Dy	*	2520 ± 270	[1]	
^{162}Dy	*	470 ± 50	[1]	
^{163}Dy	*	1600 ± 300	[1]	(γ, β^-) , 100 лет
^{163}Ho		2880	[6]	ЕС, $1,5 \cdot 10^6$ лет
^{164}Dy	*	180 ± 40	[1]	
^{164}Ho		2940	[6]	β^- , 70 мин
^{164}Er		1000	[6]	
^{165}Dy		508	[6]	β^- , 140 мин
^{165}Ho	*	1170 ± 55	[17]	
^{166}Ho		2976	[6]*	β^- , 27 ч
^{166}Er	*	657	[5]	
^{167}Er	*	1830	[6]	
^{168}Er	*	317	[6]	
^{169}Er		609	[6]	β^- , 9,4 сут
^{169}Tm	*	2085 ± 290	[4]*	
^{170}Er		250 ± 30	[1]	
^{170}Tm	*	2260	[6]	β^- , 130 сут
^{170}Yb		790 ± 60	[9]	
^{171}Tm	*	917	[6]*	β^- , 1,9 года
^{171}Yb	*	1510	[6]	
^{172}Yb	*	534	[6]	
^{173}Yb	*	1200	[6]	
^{174}Yb	*	245 ± 34	[4]	
^{175}Yb		986	[6]	β^- , 101 ч
^{175}Lu	*	1460 ± 110	[1]	
		808 ± 50	[2]	
^{176}Yb		200 ± 50	[1]	
		210 ± 31	[4]	
^{176}Lu		2250 ± 200	[1]	(γ, β) , 7 лет
		1718 ± 85	[2]	
^{176}Hf	*	640 ± 160	[1]	
^{177}Lu		1350	[6]	β^- , 6,7 сут
^{177}Hf	*	1950	[6]	
^{178}Hf	*	217 ± 27	[4]	
^{179}Hf	*	215 ± 25	[4]	
^{180}Hf	*	290 ± 80	[1]	
^{181}Hf		386	[6]	β^- , 43 сут
^{181}Ta	*	865 ± 86	[1]*	
^{182}Hf		250	[6]	β^- , $9 \cdot 10^6$ лет

Продолжение табл. 2.

Ядро	Основной путь s-процесса	σ , мбарн	Ссылка	$t_{1/2}$
^{182}Ta		2620	[6]	β^- , 115 сут
^{182}W		260 ± 30	[1]	
^{183}W	*	550 ± 50	[1]	
^{184}W	*	180 ± 20	[1]	
^{185}W		794	[6]	β^- , 75 сут
^{185}Re	*	1530 ± 200	[1]	
^{186}W		220 ± 20	[1]	
^{186}Re		2350	[6]	β^- , 90 ч
^{186}Os	*	467 ± 12	[16]	
^{187}Re		1570 ± 100	[1]	β^- , $4 \cdot 10^{10}$ лет
^{187}Os	*	927 ± 19	[16]	
^{188}Os	*	413 ± 15	[16]	
^{189}Os	*	858	[6]	
^{190}Os	*	577	[6]	
^{191}Os		1090	[6]	β^- , 15 сут
^{191}Ir	*	1900 ± 300	[1]	
^{192}Os		296 ± 37	[4]	
^{192}Ir	*	3460	[6]	β^- , 74 сут
^{192}Pt		352	[6]	
^{193}Ir	*	600 ± 80	[1]	
^{193}Pt		1320	[6]*	ЕС, 10^5 лет
^{194}Ir		979	[6]	β^- , 17 ч
^{195}Pt	*	386	[6]	
^{195}Pt	*	1040	[6]	
^{196}Pt	*	160 ± 40	[1]	
^{197}Pt		137	[6]	β^- , 18 ч
^{197}Au	*	610 ± 15	[2]	
^{198}Pt		63,2	[6]	
^{198}Au		1650	[6]	β^- , 2,7 сут
^{198}Hg	*	411	[6]	
^{199}Hg	*	362	[6]	
^{200}Hg	*	69,4	[6]	
^{201}Hg	*	116	[6]*	
^{202}Hg	*	50 ± 15	[1]	
^{203}Hg		63,2	[6]	β^- , 47 сут
^{203}Tl	*	56,3	[6]	
^{204}Hg		14,7	[6]	
^{204}Tl	*	267	[6]	β^- , 3,8 года
^{204}Pb		43 ± 5	[1]	
^{205}Hg		12,4	[6]	β^- , 5,5 мин
^{205}Tl	*	35,6	[6]	
^{205}Pb		50,2	[6]*	ЕС, $3 \cdot 10^7$ лет
^{206}Tl		38,2	[6]	β^- , 4,2 мин
^{206}Pb	*	14 ± 1	[7]	
^{207}Pb	*	$11,3 \pm 0,7$	[7]	
^{208}Pb	*	$0,75 \pm 0,09$	[7]	

Продолжение табл. 2.

Ядро	Основной путь s-процесса	σ , мбарн	Ссылка	$t_{1/2}$
^{209}Pb		3,1	[6]	β^- , 3,3 ч
^{209}Bi	*	$12,1 \pm 4$	[1]	
^{210}Bi		23,7	[6]	β^- , 5 сут
^{210}Po	*			α , 138 сут
^{211}Po				α , 0,5 с

* Сечения исправлены с учетом возбужденных состояний.

ЛИТЕРАТУРА

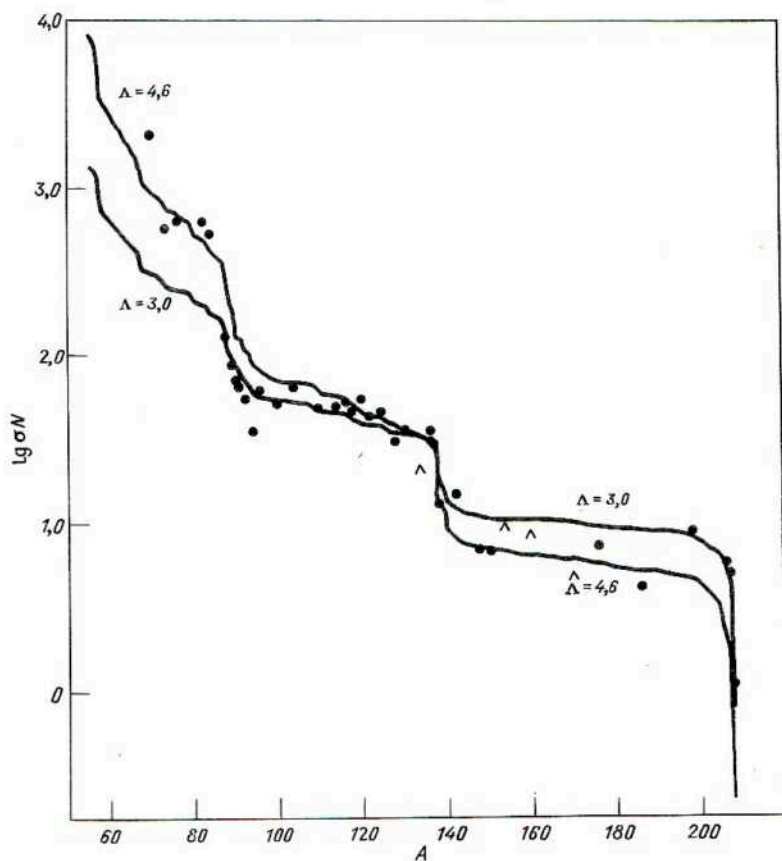
1. Allen B. J., Gibbons J. H., Macklin R. L. Adv. Nucl. Phys., 4, 205, 1971.
2. Beer H., Käppeler J. Phys. Rev. C, 21, 435, 1980.
3. Beer H., Käppeler J., Wisshak K. Proc. of the Int. Conf. and Nucl. Lectures for Technol., Knoxville, Tennessee, Oct. 1979.
4. Siddappa K., Sriramachandra M., Rao J. R. J. Phys. A., 5, 877, 1972.
5. Beer H., Spencer R. R., Ernst A. Astron. Astrophys., 37, 197, 1974.
6. Holmes J. A., Woosley S. E., Fowler W. A., Zimmerman B. A. Atomic Data Nucl. Data Tables, 18, 305, 1976.
7. Экспериментальные значения, приведенные в работе [6].
8. Stroud D. Astrophys. J. Lett., 178, L93, 1972.
9. Allen B. J., Cohen D. D. Austral. J. Phys., 32, 447, 1979.
10. Allen B. J., Macklin R. L. J. Phys. B, 6, 381, 1980.
11. Anand R. P., Jhingan M. L., Bhallacharya D., Kondaiah E. Nuovo Cimento A, Ser. 11, 50A, 247, 1979. Сечения измерены при 25 кэВ и пересчитаны на 30 кэВ в предположении $\sigma \propto v^{-1}$.
12. Macklin R. L., Halperin J. Nucl. Sci. Eng., 73, 174, 1980. Нет усреднения по тепловым скоростям.
13. Macklin R. L., Halperin J., Winters R. R. Nucl. Sci. Eng., 71, 182, 1979. Нет усреднения по тепловым скоростям.
14. Musgrove A. R. de L., Allen B. J., Macklin R. L. J. Phys. G, 4, 771, 1978.
15. Taylor R. B., Allen B. J., Musgrove A. R. de L., Macklin R. L. Austral. J. Phys., 32, 551, 1979.
16. Winters R. R., Macklin R. L., Halperin J. Phys. Rev. C, 21, 561, 1980.
17. Yamamuro N., Doi J., Miyagawa J., Fujita Y., Kobayashi K., Block R. C. J. Nucl. Sci. Tech., 15, 637, 1978. Не усредненные по тепловым скоростям сечения, измеренные при 24 кэВ и пересчитанные на 30 кэВ в предположении $\sigma \propto v^{-1}$.

щих только распространенности, относящиеся к s-процессу, с теоретической кривой, рассчитанной по формуле (6) с $\Lambda = 3,0$ и $4,6$. Включено также несколько ядер с не менее чем 25-процентным вкладом r-процесса. Чтобы добиться согласия, межзвездные распространенности «уменьшены» соответственно в 2600 и 720 раз. Кривая $\Lambda = 3$ вполне хорошо аппроксимирует содержание Pb, хотя содержание ядер с $145 < A < 190$ получается систематически завышенным. Большое значение Λ и меньший коэффициент ослабления хорошо аппроксимируют легкие ядра, но дают содержание Pb, отличающееся в 10 раз от наблюдаемого. Для $\Lambda = 3$ число захватываемых тяжелыми ядрами нейтронов в 9,9 раза больше числа свежих зародышевых ядер, добавляемых в каждом вспышечном цикле. Это значительно превышает значение, полученное Трураном и Ибенем [29] для источника нейтронов ^{22}Ne . Их расчеты показывают, что данное отношение составляет 3,8–3,9. Такой слабый нейтронный источник мог бы соответствовать варианту $\Lambda = 4,6$.

IV. ВЕТВЛЕНИЕ В НЕСТАЦИОНАРНОМ s-ПРОЦЕССЕ

Решающим для теории s-процесса является вопрос о характерном времени присоединения нейтронов. С самого начала следует признать, что в разные части кривой $\sigma_A N_A$ могут вносить вклад различные астрофизические процессы. Из рис. 2 ясно, что кривая $\Lambda = 3,0$ не дает удовлетворительной картины распространенностей для $A < 87$. Значение $\Lambda = 4,6$ удовлетворительно воспроизводит ход $\sigma_A N_A$ при $A < 140$, но не годится для A в районе 200. Основные разветвления происходят на следующих ядрах: ^{60}Co , ^{63}Ni , ^{71}Ge , ^{79}Se , ^{85}Kr , ^{89}Sr , ^{95}Zr , ^{103}Ru , ^{134}Cs , ^{147}Nd , ^{151}Sm , ^{154}Eu , ^{160}Tb , ^{163}Dy , ^{170}Tm , ^{181}Hf , ^{182}Ta , ^{185}W , ^{203}Hg

Рис. 2. Сравнение теоретических кривых σN (с указанием значения Λ) со значениями σN для Солнечной системы. Точки относятся к ядрам, рождающимся только в s-процессе, и ядрам с поправкой на вклад r-процесса, меньшей 25%. Галочками отмечены значения σN для ядер с поправками на ветвление.



и ^{204}Tl . Кроме того, для изотопов свинца ^{207}Pb и ^{209}Pb необходимы поправки на цикл, возникший в конце трека s -процесса. В нестационарном s -процессе нейтронная экспозиция за время одного вспышечного цикла Δt является решающим параметром при определении характера ветвления. Содержание ядер с $\sigma_A \Delta t \gg 1$ в течение цикла быстро становится стационарным и поправка на ветвление фактически такая же, как при отсутствии рекуррентных вспышек. Значение Δt определяется параметрами Λ и r . Для $r \leq 0,95$ имеем $\Delta t > 0,01$, следовательно, любые ядра с $\sigma \geq 500$ мбарн в первом приближении достигнут стационарного содержания за время вспышки. Среди ядер, удовлетворяющих этим требованиям, ^{134}Cs , ^{151}Sm , ^{154}Eu , ^{160}Tb , ^{163}Dy , ^{170}Tm , ^{182}Ta и ^{185}W . Ядра с тем же Z и на единицу большим A считаются чисто r -ядрами, если они стабильны (^{152}Sm , ^{186}W). Вклад s -процесса в их содержание определяется выражением:

$$(\sigma_A N_A)_s = [1 + (\sigma_{A-1, Z} v_{\text{th}} N_n t_{1/2})^{-1}]^{-1} \sigma_{A-2} N_{A-2}. \quad (9)$$

В случае ^{152}Sm содержание составляет 0,064, в то время как соседние чисто r -ядра ^{150}Nd и ^{154}Sm имеют содержание соответственно 0,044 и 0,55. Соотношение $\sigma_{A-2} N_{A-2} = 10$ дает $(N_{152})_s = 0,022$, даже если $t_{1/2}$ очень велико. Такой вклад s -процесса вполне допустим, и никаких ограничений наложить на $v_{\text{th}} N_n$ не удастся. Содержание другого ядра, ^{186}W , составляет 0,0852. Распространенность, обусловленную s -процессом в данном диапазоне A , трудно определить из-за близости иридий-платинового пика. Оба соседних четных ядра, ^{184}W и ^{188}Os , лежат на пути s -процесса. Использование соотношения $\sigma N = 10$ и сечений из табл. 2 дает следующий вклад s -процесса в содержание этих ядер: 0,056 и 0,021. Полная распространенность каждого из этих ядер составляет 0,092. Таким образом, для ^{186}W ожидается $N_r \approx 0,054$, в то время как его полная распространенность 0,085. Вклад s -процесса возможен, однако нельзя утверждать это с уверенностью. Эти два случая указывают на вероятность высокого значения N_n . Если $N_n \approx 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, то коэффициент ветвления на ^{185}W равен 0,5, а при $N_n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ путь s -процесса практически целиком проходит через ^{186}W [9].

Другая половина ветвей идет через продукты распада. Для этих ядер интересующую нас величину запишем в обозначениях $\sigma_{A-1, Z+1} N_{A-1, Z+1}$. После прекращения нейтронного облучения происходит распад всех ядер, кроме самых долгоживущих. Содержания продуктов распада складываются из содержаний неустойчивых ядер и первоначальных содержаний самих продуктов распада. Те и другие содержания определяются стационарным состоянием в течение активной фазы рекуррентной вспышки. Для содержаний во время пассивной фазы тогда имеем

$$\sigma_{A-1, Z+1} N_{A-1, Z+1} = \frac{\sigma_{A-1, Z+1} v_{\text{th}} N_n t_{1/2} + 1}{\sigma_{A-1, Z} v_{\text{th}} N_n t_{1/2} + 1} \sigma_{A-2} N_{A-2}. \quad (10)$$

Вследствие эффекта ветвления некоторые ядра, которые обычно считаются лежащими на пути *s*-процесса, могут быть частично обойденными. Важные случаи представляют ^{134}Ba , ^{154}Gd , ^{160}Dy и ^{170}Yb . Эти ядра экранированы от влияния *r*-процесса, и значения σN для них равны 20, 9,8, 8,6 и 6,0 соответственно. Сопоставление с рис. 2 указывает на то, что поправки на ветвление возможны только для ^{134}Ba и ^{170}Yb . Для ^{134}Ba отношение в правой части формулы (8) может достигать лишь примерно 0,7, в то время как $\sigma_{A-1, Z+1}/\sigma_{A-1, Z} = 0,14$, так что $\sigma_{A-1, Z} v_{\text{th}} N_n t_{1/2} \approx 0,3$. Если для $t_{1/2}$ взять лабораторное значение 21 года, то $N_n \approx 10^7 \text{ см}^{-3}$. Это довольно низкое значение N_n сильно противоречит модели рекуррентных вспышек. Как следует из табл. 1, фото- β -распад из одного возбужденного состояния в другое может уменьшить $t_{1/2}$ до значения порядка 24 сут. Содержания ^{154}Gd и ^{160}Dy определенно указывают на то, что роль ветвления очень мала. Исключительно большое сечение ^{154}Eu и предполагаемый период полураспада для фото- β -процесса 8 лет трудно примирить с этим выводом, требующим $N_n < < 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. Вероятнее всего, значение периода полураспада неверно и должно быть меньше. В исследованиях захвата нейтрона ядрами ^{154}Eu в возбужденных состояниях [21] было получено, что существует состояние 1^+ с энергией 72 кэВ. Для идущего через это состояние разрешенного фото- β -перехода период полураспада сокращается до 100 сут. Это состояние облегчает, но не ликвидирует трудность с содержанием ^{154}Gd . Ветвление на ^{160}Tb не связано с неопределенностями фото- β -переходов, и содержание ^{160}Dy указывает на то, что коэффициент ветвления равен 5:1 (или больше) в пользу распада; это дает $N_n < < 3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$. Наконец, случай распада ^{170}Tm , по-видимому, требует ветвления, при котором ^{170}Tm захватывает нейтрон в течение 30% времени; для этого требуется $N_n = 4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$. Все ветвления в диапазоне массовых чисел $130 < A < 185$ согласуются с концентрацией нейтронов $N_n \approx 2 \cdot 10^7 - 4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$. В связи с этим выводом возникают две трудности: 1) рассмотрение ^{186}W не очень уверенно говорит в пользу того, что N_n может достигать $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$; 2) период полураспада ^{154}Eu должен быть уменьшен. Из этих двух трудностей более существенной является проблема с ^{154}Eu .

Заметим, что расчеты Коснера и др. [9] не совместимы с приведенными выше выводами. Эти авторы указывают на то, что содержания в конвективной зоне должны характеризоваться значением N_n в момент замораживания. Это справедливо постольку, поскольку речь идет о конвективной зоне. Однако содержания элементов, примешанных к поверхностным слоям, характеризуют зону, которая образуется после сжатия конвективной области. Они отражают скорее не фазу замораживания, а эволюцию в начальный период спокойной фазы. Следовательно, не исключено, что характерное время присоединения нейтронов во время рекуррентных тепловых вспышек в 100–1000 раз короче, чем требуется для объяснения образования тяжелых элементов в *s*-процессе.

Неустойчивые ядра, для которых $\sigma < 500$ мбарн, должны рассматри-

ваться в рамках более детальной теории. Пронумеруем ядра в следующем порядке: $(A - 2, Z) = 1$, $(A - 1, Z) = 2$, $(A, Z) = 3$, $(A - 1, Z + 1) = 4$, $(A, Z + 1) = 5$. Уравнения, приближенно описывающие распространённость в зависимости от τ , были приведены Ульрихом [30]. Конкретные расчеты Коснера и др. [9] подтвердили основной характер решения. Представленная Уордом и др. [33] теория справедлива для ядер с $\sigma > 500$ мбарн и не действительна для ядер с $\sigma < 500$ мбарн по крайней мере до тех пор, пока она применяется к звездам, в которых происходят рекуррентные тепловые вспышки. Ядра ^{60}Co , ^{63}Ni , ^{71}Ge , ^{79}Se , ^{85}Kr , ^{89}Sr , ^{95}Zr , ^{103}Ru , ^{203}Hg и ^{204}Tl , на которых идет ветвление, попадают в первую категорию. Поскольку для этих ветвлений встречаются различные комбинации σ и $t_{1/2}$, представляет интерес аналитическое описание, хотя оно и является приближенным. В 1973 г. была только сформулирована постановка задачи. Здесь будут представлены и формулировка задачи и ее решение. Применение полученных формул могло бы дать ответ на критические замечания Деспейна [10], основанные на рассмотрении ^{85}Kr . Рис. 5 из работы Ульриха [30] показывает, что возможны ветвления на ^{85}Kr и ^{79}Se даже при больших нейтронных концентрациях совершенно таким же образом, как в [9].

Аналитическое описание начинается с соотношений между содержаниями в начальный период тепловой вспышки N_2^i , N_3^i , N_4^i , N_5^i и результирующими содержаниями N_2^f , N_3^f , N_4^f , N_5^f . Примем содержание N_1 постоянным. Искомые условия записываются следующим образом:

$$N_2^i = 0, \quad N_3^i = rN_3^f, \quad N_4^i = r(N_2^f + N_4^f), \quad N_5^i = rN_5^f. \quad (11)$$

В период облучения содержания подчиняются уравнениям

$$\begin{aligned} dN_2/d\tau &= \sigma_1 N_1 - \sigma_2^* N_2, & dN_4/d\tau &= \lambda N_2 - \sigma_4 N_4, \\ dN_3/d\tau &= \sigma_2 N_2 - \sigma_3 N_3, & dN_5/d\tau &= \sigma_4 N_4 - \sigma_5 N_5, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\sigma_2^* = \sigma_2 + \lambda$, а $\lambda = (v_{\text{th}} N_n t_{1/2})^{-1}$. Для произвольного значения τ имеем решения

$$\sigma_2 N_2 / \sigma_1 N_1 = (\sigma_2 / \sigma_2^*) [1 - \exp(-\sigma_2^* \tau)], \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \sigma_3 N_3 / \sigma_1 N_1 &= (\sigma_3 N_3^i / \sigma_1 N_1) \exp(-\sigma_3 \tau) + \\ &+ (\sigma_2 / \sigma_2^*) \{1 - \exp(-\sigma_3 \tau) + \\ &+ \sigma_3 [\exp(-\sigma_2^* \tau) - \exp(-\sigma_3 \tau)] / (\sigma_2^* - \sigma_3)\}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \sigma_4 N_4 / \sigma_1 N_1 &= (\sigma_4 N_4^i / \sigma_1 N_1) \exp(-\sigma_4 \tau) + \\ &+ (\lambda / \sigma_2^*) \{1 - \exp(-\sigma_4 \tau) + \sigma_4 [\exp(-\sigma_2^* \tau) \exp(-\sigma_4 \tau)] / (\sigma_2^* - \sigma_4)\}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned}
& \sigma_5 N_5 / \sigma_1 N_1 = (\sigma_5 N_5^i / \sigma_1 N_1) \exp(-\sigma_5 \tau) + \\
& + (\sigma_4 N_4^i / \sigma_1 N_1) \sigma_5 (\sigma_5 - \sigma_4)^{-1} [\exp(-\sigma_4 \tau) - \exp(-\sigma_5 \tau)] + \\
& + (\lambda / \sigma_2^*) \left\{ 1 - \exp(-\sigma_5 \tau) - \sigma_5 (\sigma_5 - \sigma_4)^{-1} [\exp(-\sigma_4 \tau) - \exp(-\sigma_5 \tau)] - \right. \\
& \left. - \frac{\sigma_4 \sigma_5 [\exp(-\sigma_2^* \tau) - \exp(-\sigma_5 \tau)]}{(\sigma_2^* - \sigma_4)(\sigma_2^* - \sigma_5)} - \frac{\sigma_4 \sigma_5 [\exp(-\sigma_4 \tau) - \exp(-\sigma_5 \tau)]}{(\sigma_2^* - \sigma_4)(\sigma_5 - \sigma_4)} \right\}.
\end{aligned} \tag{16}$$

Для нейтронной экспозиции $\Delta\tau$ в течение активной фазы цикла исходные значения N_3 , N_4 и N_5 определяются выражениями

$$\begin{aligned}
& \frac{\sigma_3 N_3^i}{\sigma_1 N_1} = \\
& = \frac{\sigma_2}{\sigma_2^*} \frac{1 - \exp(-\sigma_3 \Delta\tau) + \sigma_3 (\sigma_2^* - \sigma_3)^{-1} [\exp(-\sigma_2^* \Delta\tau) - \exp(-\sigma_3 \Delta\tau)]}{r^{-1} - \exp(-\sigma_3 \Delta\tau)},
\end{aligned} \tag{17}$$

$$\begin{aligned}
& \sigma_4 N_4^i / \sigma_1 N_1 = (\sigma_4 / \sigma_2^*) [r^{-1} - \exp(-\sigma_4 \Delta\tau)]^{-1} \times \\
& \times \{ 1 + \lambda [1 - \exp(-\sigma_4 \Delta\tau)] \sigma_4^{-1} - \exp(-\sigma_2^* \Delta\tau) + \\
& + \lambda (\sigma_2^* - \sigma_4)^{-1} [\exp(-\sigma_2^* \Delta\tau) - \exp(-\sigma_4 \Delta\tau)] \},
\end{aligned} \tag{18}$$

$$\begin{aligned}
& \sigma_4 N_4^j / \sigma_1 N_1 = (\sigma_4 / \sigma_2^*) [r^{-1} - \exp(-\sigma_4 \Delta\tau)]^{-1} \times \\
& \times \left\{ \frac{\sigma_4 N_4^i}{\sigma_1 N_1} \frac{\exp(-\sigma_4 \Delta\tau) - \exp(-\sigma_5 \Delta\tau)}{\sigma_5 - \sigma_4} + \right. \\
& + \frac{\lambda}{\sigma_2} \left[\frac{1 - \exp(-\sigma_5 \Delta\tau)}{\sigma_5} - \frac{\exp(-\sigma_4 \Delta\tau) - \exp(-\sigma_5 \Delta\tau)}{\sigma_5 - \sigma_4} + \right. \\
& \left. \left. + \sigma_4 \frac{\exp(-\sigma_2^* \Delta\tau) - \exp(-\sigma_5 \Delta\tau)}{(\sigma_2^* - \sigma_4)(\sigma_5 - \sigma_2^*)} - \sigma_4 \frac{\exp(-\sigma_4 \Delta\tau) - \exp(-\sigma_5 \Delta\tau)}{(\sigma_2^* - \sigma_4)(\sigma_5 - \sigma_4)} \right] \right\}.
\end{aligned} \tag{19}$$

Даваемые уравнениями (13)–(14) содержания меняются в течение нейтронной экспозиции из-за присутствия множителя $e^{-\sigma\tau}$. Если отступление конвективной зоны происходит в промежутке от $\Delta\tau_0$ до $\Delta\tau$, то вещество, которое остается после конвективной фазы и впоследствии перемешивается с внешней конвективной оболочкой, будет характеризо-

ваться средним на интервале от $\Delta\tau_0$ до $\Delta\tau$ значением экспоненциального множителя. Это можно осуществить простым путем — заменой каждого экспоненциального множителя величиной $[\exp(-\sigma\Delta\tau_0) - \exp(-\sigma\Delta\tau)]/(\sigma\Delta\tau - \sigma\Delta\tau_0)$. Полученное среднее содержание обозначим через $\langle N_i^* \rangle$ (i от 2 до 5). Для описания суммарного эффекта ветвления удобно определить коэффициенты ветвления B_3 и B_5 как отношения величин $\sigma_3 \langle N_3 \rangle$ и $\sigma_5 \langle N_5 \rangle$, вычисленных по уравнениям (14), (16), (17) и (19), к величинам $\sigma_3 N_3$ и $\sigma_5 N_5$, вычисленным по уравнению (5) в предположении, что весь поток идет либо через ядро 3, либо через ядро 5. В табл. 3 представлены значения B_3 при характерных физических параметрах модели.

В интересующем нас здесь случае ядро 2 обычно имеет нечетное число нейтронов, меньшее сечение по сравнению с типичным для s -процесса значением, относительно большой период полураспада. Поскольку ядро 2 имеет нечетное число нейтронов, в ядре 3 число нейтронов будет четным и можно ожидать, что $\sigma_2 \approx 3\sigma_3$. При $\Delta\tau$, таком, что $\sigma_2 \Delta\tau < 1$, из уравнения (17) следует, что $N_3 \approx N_3^i$. Для малых $\Delta\tau$ имеем $r^{-1} \approx 1 + \Lambda\Delta\tau$. Поскольку Λ меньше, чем все другие, за некоторым исключением, сечения, имеем $\Lambda\Delta\tau < 1$, а также $\sigma_2 \Delta\tau < 1$. Тогда приближенное значение $\sigma_3 N_3$ дается формулой

$$\sigma_3 N_3 = (\sigma_2 + \sigma_3)(\Delta\tau/2)(1 + \Lambda/\sigma_3)^{-1} \sigma_1 N_1. \quad (20)$$

Множитель $(1 + \Lambda/\sigma_3)^{-1}$ аналогичен соответствующему члену в формуле (5). Таким образом, множитель $(\sigma_2 + \sigma_3)\Delta\tau/2$ появляется из-за ветвления на ядре 2 и в данном случае не зависит от периода полураспада ядра 2, а также от нейтронной концентрации в период облучения.

Протекающий во время рекуррентных тепловых вспышек типа описанных Бекером и Ибеном [1] s -процесс, по-видимому, согласуется

Таблица 3

ТИПИЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ВЕТВЛЕНИЯ

Элемент, на котором происходит ветвление	$B_3(\Lambda = 3, N_n = 4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}, \Delta\tau = 0,1, r = 0,74)$	$B_3(\Lambda = 4,6, N_n = 10^9 \text{ см}^{-3}, \Delta\tau = 0,06, r = 0,75)$
^{60}Co	0,005	0,10
^{63}Ni	0,38	0,47
^{71}Ge	0,10	0,71
^{79}Se	0,25	0,49
^{85}Kr	0,39	0,85
^{89}Sr	0,002	0,053
^{95}Zr	0,005	0,11
^{103}Ru	0,024	0,38
^{203}Hg	0,003	0,073
^{204}Tl	0,29	0,86

с распространенностью более легких элементов в Солнечной системе. Рассмотренный здесь процесс ветвления не приводит ни к каким трудностям относительно характерного времени, связанным с обнаруженной Коснером и др. [9] высокой нейтронной концентрацией.

V. КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

s-процесс — это прекрасный пример того, как ядерная астрофизика способна, используя данные по распространенности элементов в Солнечной системе, путем тщательного анализа сделать выводы относительно процессов, протекавших в звездах и внесших свой вклад в химический состав вещества протосолнечной туманности. Предполагается, что тип перемешивания в звездах умеренных масс $(2-10)M_{\odot}$, найденный Бекером и Ибеном [1], не может внести вклад в распространенность элементов с $134 < A < 198$ в Солнечной системе. В распространенность более легких элементов объекты, в которых происходит такое перемешивание, вероятно, вносят важный вклад. Описание детальных процессов выделения нейтронов и перемешивания продуктов синтеза с веществом поверхностных слоев звезды страдает рядом неопределенностей. Критическими факторами, которые приводят к трудностям в моделях Ибена и Трурана при рассмотрении более тяжелых элементов, являются мощность источника нейтронов и нейтронные концентрации. Описанный Бекером и Ибеном [1] процесс перемешивания путем вычерпывания на поверхность синтезированного вещества представляет собой только одну из нескольких возможностей, рассмотренных Ульрихом и Скало [32]. Основная трудность, с которой сталкивается теоретическая астрофизика, — это вопрос о том, как низкая нейтронная концентрация приводит к синтезу основной массы тяжелых элементов. Возможно, некоторая гидродинамическая неустойчивость в звезде с водородным и гелиевым слоевыми источниками обеспечивает медленное перемешивание в промежутках между рекуррентными тепловыми вспышками. Некоторое количество водорода тогда может попасть в область между слоевыми источниками и вступить в реакции, служащие поставщиками нейтронов. Возможный механизм такого медленно-го перемешивания, обсуждавшийся Прессом [20] для Солнца, — гравитационные волны, генерируемые внутренней поверхностью конвективной оболочки и направленные к ядру звезды. Богатая информация, содержащаяся в данных по распространенности элементов s-процесса, может помочь раскрыть детальную картину физических условий. Все $\gamma\beta^-$ -распады чувствительны к температуре и могут служить «термометрами». Все электронные захваты зависят от плотности и могут служить «барометрами». В анализе, аналогичном проведенному Уордом и др. [33], можно применить этот метод измерений физических параметров.

Мы не касались наблюдательного аспекта s-процесса в звездах. Ясная и полная картина этих вопросов дана в работах [15, 24, 25]. Перво-

степенными задачами являются объяснение аномального химического состава в менее массивных звездах и объяснение звезды FG Sge, описанной в [17]. Избытки элементов в некоторых менее массивных звездах значительны. Быть может, такие объекты ответственны за образование более тяжелых элементов s -процесса. Не исключено также, что гелиевая вспышка в вырожденном веществе приводит как к процессу перемешивания, так и к возникновению источника нейтронов. Весьма полезно провести гидродинамический анализ и исследование устойчивости моделей, в которых происходит такая гелиевая вспышка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Becker S. A., Iben I., Jr. *Astrophys. J.*, **232**, 831, 1979.
2. Blake J. B., Schramm D. N. *Astrophys. J.*, **197**, 615, 1975.
3. Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F. *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 547, 1957.
4. Cameron A. G. W. *Astrophys. J.*, **121**, 144, 1955.
5. Cameron A. G. W. *Astrophys. J.*, **130**, 452, 1959.
6. Cameron A. G. W. *Astron. J.*, **65**, 485, 1960.
7. Clayton D. D., Fowler W. A., Hull T. E., Zimmerman B. A. *Ann. Phys.*, **12**, 331, 1961.
8. Clayton D. D., Ward R. A. *Astrophys. J.* **193**, 397, 1974.
9. Cosner K., Iben I., Jr., Truran J. W. *Astrophys. J. Lett.*, **176**, L37, 1980.
10. Despain K. *Astrophys. J. Lett.*, **236**, L165, 1979.
11. Fowler W. A., Hoyle F. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **9**, 1, 1964.
12. Iben I., Jr. *Astrophys. J.*, **196**, 525, 1975.
13. Iben I., Jr. *Astrophys. J.*, **196**, 549, 1975.
14. Iben I., Jr. *Astrophys. J.*, **208**, 165, 1976.
15. Iben I., Jr. *Astrophys. J.*, **246**, 278, 1981.
16. Iben I., Jr., Truran J. W. *Astrophys. J.*, **220**, 980, 1978.
17. Langer G. E., Kraft R. P., Anderson K. S. *Astrophys. J.*, **189**, 509, 1973.
18. Lederer C. M., Hollander J. M., Perlman I. *Table of Isotopes*, 6th ed., New York: Wiley, 1967.
19. Newman M. J. Masters thesis. Rice Univ., Houston, 1973.
20. Press W. *Astrophys. J.*, **245**, 286, 1981.
21. Prokofjev P. J. In "Neutron Capture Gamma Ray Spectroscopy", eds. R. E. Chrien, W. R. Kane, New York, Plenum Press, 1978, p. 725.
22. Sanders R. H. *Astrophys. J.*, **150**, 971, 1967.
23. Scalo J. M. Ph. D. thesis. Univ. of Calif., Los Angeles, 1973.
24. Scalo J. M. *Astrophys. J.*, **206**, 474, 1976.
25. Scalo J. M., Miller G. E. *Astrophys. J.*, **233**, 596, 1980.
26. Scalo J. M., Ulrich R. K. *Astrophys. J.*, **183**, 151, 1973.
27. Schwarzschild M., Härm R. *Astrophys. J.*, **150**, 961, 1967.
28. Seeger P. A., Fowler W. A., Clayton D. D. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **11**, 121, 1965.
29. Truran J. W., Iben I., Jr. *Astrophys. J.*, **216**, 797, 1977.
30. Ulrich R. K. In "Explosive Nucleosynthesis", ed. D. N. Schramm, W. D. Arnett, Austin, Univ. of Texas Press, 1973, p. 139.
31. Ulrich R. K., Scalo J. M. *Astrophys. J. Lett.*, **176**, L37, 1972.
32. Ulrich R. K., Scalo J. M. In "Proc. of the Conf. on Red Giant Stars", eds. H. R. Johnson, J. P. Mutschlechner, B. F. Perry, Bloomington. Indiana Univ. Press, 1973, p. 434.
33. Ward R. A., Newman M. J., Clayton D. D. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **31**, 33, 1976.

r-ПРОЦЕСС И ЯДЕРНАЯ КОСМОХРОНОЛОГИЯ

Д. Н. Шрамм

I. ВВЕДЕНИЕ

Теория происхождения нейтроноизбыточных тяжелых элементов всегда имела важные приложения в астрофизике, особенно в связи с развитием ядерной космохронологии [28], а с недавнего времени в связи с изотопными аномалиями в метеоритах (см. обзор [50] и содержащиеся в нем ссылки). Уильям Фаулер сыграл определяющую роль как в разработке основ теории синтеза химических элементов в *r*-процессе [16], так и в применении этого процесса к другим проблемам астрофизики. Поэтому вполне уместно поместить в данной книге обзор современных представлений об этом процессе.

Настоящий обзор основывается в значительной степени на двух статьях: Нормана и Шрамма [60] и Шрамма и Симбалисти [73]. Однако основное влияние на автора оказала классическая работа [16].

История *r*-процесса начинается с работ М. Бербиджа, Дж. Бербиджа, Фаулера и Хойла [16] и Камерона [17]. Было общепризнано, что многие ядра тяжелее железа, включая все ядра за ^{209}Bi , синтезируются в этом процессе, т.е. путем быстрого захвата нейтронов. В классическом *r*-процессе требовалось, чтобы скорости захвата нейтронов были много больше скоростей β -распада. При таком *r*-процессе ядро в условиях высокой концентрации (свободных) нейтронов и высокой температуры захватывает нейтроны путем реакций (n, γ), которые протекают быстро по сравнению с β -распадами. Захваты нейтронов продолжают до тех пор, пока скорость реакции (n, γ) не уравнивается со скоростью реакции (γ, n). После этого ядро «ждет», пока произойдет β -распад, что позволит ему снова захватывать нейтроны. В результате трек, вдоль которого идет *r*-процесс, обычно отстоит от полосы β -стабильности на 10 нейтронов в направлении нейтроноизбыточных изотопов. Процесс прекращается, либо когда концентрация нейтронов и температура падают настолько, что прекращаются реакции (n, γ) и (γ, n), либо когда в результате деления наступает циклический процесс, при котором синтез более тяжелых ядер невозможен.

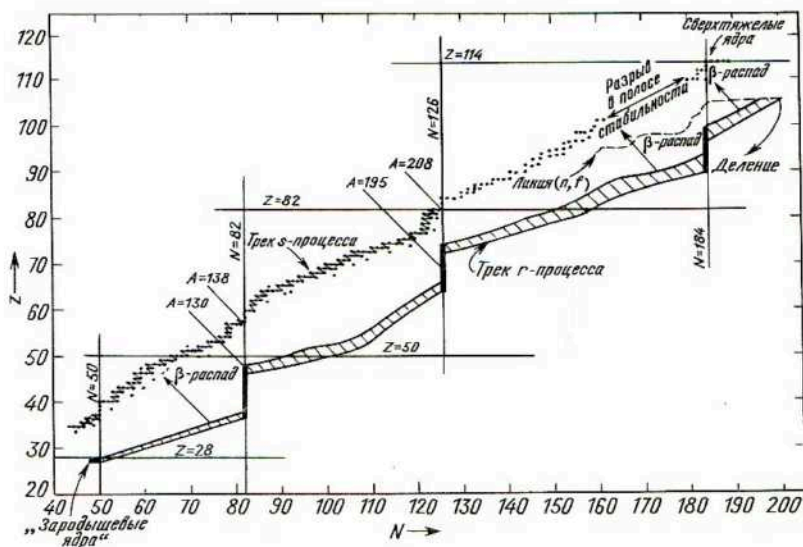
На кривой распространенности ядер, синтезируемых в *r*-процессе, имеются пики около атомных масс 80, 130 и 195, которые коррелируют с магическими числами нейтронов соответственно 50, 82 и 126. Пики в содержаниях ядер, связанные с теми же магическими числами нейтронов, но расположенные при несколько больших атомных массах, на-

блюдаются также у ядер, синтезируемых в s -процессе. Это является отражением того факта, что трек r -процесса проходит в нейтроноизбыточной области далеко от полосы стабильности, в то время как трек s -процесса идет по полосе стабильности. Треки s - и r -процессов синтеза ядер показаны на рис. 1.

В наблюдаемую распространенность r -ядер, вероятно, внесли свой вклад многочисленные отдельные события r -процесса. Если бы r -процесс происходил при различных физических условиях, меняющихся в широком диапазоне и в каждом отдельном случае дающих свою картину распространенностей, то следовало бы ожидать, что наблюдаемые пики распространенностей скорее будут широкими и не очень явно выраженными. Узость этих пиков свидетельствует о том, что сам трек r -процесса также не слишком широк, а отсюда следует, что диапазон условий, при которых образовалась основная масса r -ядер, должен быть ограниченным.

В работе [16] и в последующей работе Зигера, Фаулера и Клейтона [76], представляющей собой классическую работу по расчету r -процесса, вычисления были проведены при постоянных температуре и концентрации нейтронов. Тем не менее было признано, что необходимые чрезвычайно высокие концентрации нейтронов и температуры достигаются, вероятно, лишь в динамических процессах, а именно при вспышках сверхновых. Сначала Камерон, Делано и Труран [19] попытались провести динамический расчет с зависящими от времени температурой

Рис. 1. Трек, вдоль которого идет захват нейтронов в s - и r -процессах. r -Процесс рассчитан для следующих начальных условий: $T_0 = 1,8$ и $n_n = 10^{28} \text{ см}^{-3}$ [73].



и концентрацией нейтронов. Однако они предполагали, что в каждый момент имеет место полное равновесие реакций $(n, \gamma) - (\gamma, n)$. Шрамм [65] впервые выполнил динамический расчет r -процесса с учетом неравновесных эффектов. Эти неравновесные эффекты оказались наиболее существенными на стадии «замораживания», когда концентрация нейтронов быстро падает ниже интервала значений, в котором может поддерживаться равновесие реакций $(n, \gamma) - (\gamma, n)$. Было обнаружено, что такие эффекты замораживания могут естественным образом «сгладить» результирующее распределение концентраций, тогда как, согласно равновесному расчету, между концентрациями соседних ядер должны быть сильные перепады, что не наблюдается.

Когда были выполнены расчеты по полной сетке ядерных реакций, стало ясно, что можно получить синтез ядер вдоль трека r -процесса в нейтроноизбыточной области и не вводя предположения об очень быстром захвате нейтронов. В частности, Блейк и Шрамм [12] показали, что ядра, которые обычно относят к r -процессу, могут быть образованы путем более общего процесса нейтронного захвата (n -процесса), при котором скорости захвата нейтронов сравнимы со скоростями β -распада вдоль трека синтеза ядер. Чтобы не усложнять терминологию, мы будем по-прежнему пользоваться термином « r -процесс» для обозначения любого процесса нуклеосинтеза, в котором образуются ядра, относившиеся прежде к r -процессу, даже если этот процесс более походит на n -процесс, чем на r -процесс.

Эти результаты имели особое значение в связи с поисками астрофизических условий протекания r -процесса, поскольку они означают, что нет необходимости в очень большой концентрации нейтронов ($n_n \geq 10^{24} \text{ см}^{-3}$), характерной для классического r -процесса, и достаточно концентрации $n_n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Это расширило диапазон возможных условий, но все же с уклоном к катастрофическим событиям.

До сих пор, однако, не решен вопрос, при каком именно астрофизическом явлении происходит образование ядер r -процесса. В качестве возможных кандидатов рассматривались области, непосредственно окружающие нейтронизованные ядра взрывающихся сверхновых [16], ударные волны в сверхновых [12, 24], новые [12, 39], гидродинамическая неустойчивость вращающегося замагниченного ядра звезды [49, 56, 69], столкновение нейтронных звезд с черными дырами [48] и прохождение ударной волны по гелиевой и углеродной зонам в сверхновых [13, 34, 52, 55, 86]. В настоящее время слишком мало известно об общей картине начальных условий, необходимых для образования ядер r -процесса, чтобы исключить какую-либо из этих возможностей.

Единственный способ уменьшить число возможных астрофизических объектов — это провести расчет нуклеосинтеза в r -процессе, задавая набор различных значений параметров, таких, как температура, плотность, отношение числа нейтронов к числу протонов и химический состав, аналогично расчетам взрывного нуклеосинтеза с участием реакций между заряженными частицами, выполненным в начале 70-х годов [4].

Тогда можно было бы сравнить диапазон начальных условий, которые воспроизводят наблюдаемую распространенность ядер, возникших в r -процессе, с условиями, которые соответствуют каждому из предложенных астрофизических объектов. Может быть, таким образом удалось бы определить астрофизический объект (или объекты), который синтезирует ядра в r -процессе. Но в настоящее время проведено лишь ограниченное число расчетов такого рода для определения параметров r -процесса [19, 33, 64, 65, 76]. Одна из причин заключается в большом объеме машинного времени, которое требуется для типичного расчета r -процесса. Кроме того, нет гарантии, что поиски вслепую в многомерном пространстве параметров позволят выделить все области в этом пространстве, в которых может происходить r -процесс. В таких исследованиях большую помощь оказали бы даже грубые оценки допустимого диапазона различных входных параметров. Норман и Шрамм [60] получили такие оценки для диапазона начальных температуры, плотности, отношения числа нейтронов к числу протонов и химического состава, в котором может начаться r -процесс.

Теперь, когда r -процесс изучается с помощью детальной динамической сетки реакций, а не путем равновесных расчетов, результаты стали более чувствительны к принимаемым сечениям нейтронного захвата и скоростям β -процесса. Для практических оценок этих сечений вдали от полосы стабильности особенно полезны теоретические работы по сечениям Вусли и Фаулера [96] и Тильмана [83].

С самого начала r -процесс играл определяющую роль в ядерной космохронологии. Вдобавок, открытие группой Вассербурга характерных для r -процесса изотопных аномалий в метеоритах (см. [52] и имеющиеся там ссылки) вновь привлекло внимание к важной роли r -процесса в изучении метеоритов. Интересно также отметить, что предварительные данные по очень тяжелым элементам в космических лучах [27, 79], по-видимому, показывают преобладание ядер, синтезированных в r -процессе над ядрами, возникшими в s -процессе. Если бы это преобладание подтвердилось по данным спутников HEAO-C и UK-6, то это бы опять говорило о важности поисков астрофизических объектов, в которых происходит r -процесс.

Эта глава, содержащая обзор всех вышеупомянутых вопросов, будет построена следующим образом. Во-первых, будут исследованы физика $r(n)$ -процесса, соотношение равновесия реакций $(n, \gamma) - (\gamma, n)$ и $(n, \gamma) - \beta$, а также источники данных о ядерных свойствах вещества, которые необходимо учитывать. Во-вторых, будут обсуждены конечные участки трека r -процесса с кратким анализом возможностей образования сверхтяжелых элементов. В-третьих, будет дан обзор возможных астрофизических условий протекания r -процесса с указанием в каждом случае их недостатков и преимуществ. Последний раздел будет посвящен приложениям r -процесса к ядерной космохронологии. Будет описан метод оценки среднего возраста элементов и проведено сравнение значений возраста Вселенной, получаемого методом ядерной космохронологии,

и значений, найденных по шаровым скоплениям и динамике космологического расширения.

II. ФИЗИКА $r(n)$ -ПРОЦЕССА

Как упоминалось в разд. I, определяющим фактором любого процесса, который приводит к образованию большинства ядер, связываемых с r -процессом, является локализация трека нуклеосинтеза. Расположение пиков распространенностей ядер r -процесса при $A \sim 80$, ~ 130 и ~ 195 свидетельствует о том, что трек нуклеосинтеза пересекает магические числа $N = 50, 82$ и 126 соответственно при этих значениях (рис. 1). Однако пик на $A \sim 80$ не такой четкий, как два других пика, возможно, из-за начального распределения зародышевых ядер или из-за объединения нескольких процессов в этой области масс. Вследствие того что пики в распространенностях ядер такие узкие ([18], см. также гл. 3), треки нуклеосинтеза для большинства событий r -процесса, внесших свой вклад в распространенность элементов в Солнечной системе, должны быть очень похожи.

Возможны по крайней мере три различных способа формирования трека нуклеосинтеза:

1. Смещение полосы стабильности в условиях высокой концентрации нейтронов, в область, где требуемый трек определяется уравнениями статистического равновесия ([87], см. также [2]).

2. Быстрое присоединение нейтронов до тех пор, пока не будет достигнуто равновесие $(n, \gamma) - (\gamma, n)$; дальнейшая «утечка» к большим Z путем β -распадов опять приводит к равновесию реакций (n, γ) и (γ, n) .

3. Присоединение нейтронов до тех пор, пока скорость реакции (n, γ) не уравнивается скоростью β -распада. В этом месте трека произойдет β -распад, предотвращающий присоединение нейтрона и образование ядра с большим A при данном Z . Такой трек может осуществиться при соответствующей концентрации нейтронов и при выбранных параметрах сечений (n, γ) и β -скоростей [11].

Клейтон [23] показал, что первый из этих способов достижения наблюдаемой распространенности r -ядер маловероятен, так как в процессе выброса вещества из области с такой высокой концентрацией нейтронов полоса стабильности сместится обратно к своему нормальному положению и остаточный эффект от нейтроноизбыточного статистического равновесия будет мал. Вспомним, что в равновесных процессах предыдущая эволюция вещества «забывается». Несмотря на это, процесс такого типа мог бы играть важную роль в образовании зародышевых ядер, которые затем принимают участие в r -процессе. В самом деле, почти невозможно осуществить начальные условия для классического r -процесса, характеризующегося равновесием реакций $(n, \gamma) \leftrightarrow (\gamma, n)$, без предположения о равновесном процессе Цуруты–Камерона [87], сдвигающем существовавшие ранее ядра железного пика в область ^{78}Ni . Таким образом, неуместно, вероятно, говорить, что ядра с $A \lesssim 78$

действительно образуются в r -процессе.

Для количественной проверки первой и второй из перечисленных возможностей надо знать массы всех нейтроноизбыточных ядер. Во втором случае также надо знать скорости β -распада, чтобы определить скорости «утечки», которые определяют относительные содержания ядер с разными Z . Кроме относительных скоростей β -распада для динамических расчетов [65] также очень важны абсолютные значения характерных времен β -процессов. В третьем случае n -процесс чувствителен не только к относительным и абсолютным скоростям β -распада и массам ядер, но также к сечениям нейтронного захвата. Таким образом, требуется еще гораздо больше физических данных на входе.

Использованные оценки масс ядер основывались на модели жидкой капли (см. [58] и имеющиеся там ссылки) и на более совершенной капельной модели (см. [57] и имеющиеся там ссылки) атомных ядер. Зигер [75] исследовал чувствительность расчетов статического r -процесса к изменению модели массы. Для разных моделей были получены сходные результаты, причем расчеты были чувствительнее всего к способу описания оболочечных поправок. Недавние работы по динамическому r -процессу основывались на усовершенствованной капельной модели, однако различия прежде всего определялись способом описания оболочечных поправок и в меньшей степени эффектами деформации. Пока поддерживается равновесие реакций $(n, \gamma) - (\gamma, n)$, трек зависит только от формулы массы, концентрации нейтронов и температуры. Как показали Зигер и др. [76], при данной модели один и тот же трек можно получить для набора различных комбинаций концентрации нейтронов n_n и температуры T (для того же трека более высокая температура может быть компенсирована более высокой концентрацией нейтронов). Любая комбинация n_n и T дает трек, который проходит вдоль линии постоянной средней энергии связи нейтронов, где усреднение подразумевает сглаживание четно-нечетных колебаний (см. обсуждение этого вопроса в [41, 70]). Вообще говоря, можно считать, что энергии связи нейтронов вдоль трека r -процесса оцениваются ~ 1 МэВ.

Важную роль в любом нестатическом расчете играет промежуток времени, необходимый для протекания r -процесса. Нижний предел этой величины можно оценить следующим образом. Трек r -процесса проходит через ядра с магическими числами нейтронов 50, 82 и 126 по нейтроноизбыточным нуклидам далеко в стороне от полосы β -стабильности. Повышенная устойчивость, обеспечиваемая замкнутыми нейтронными оболочками, приводит, однако, к значительно большему для этих ядер периодам полураспада по сравнению со средними значениями. В результате этого большинство «точек задержки» вдоль трека r -процесса будут располагаться при этих магических числах нейтронов [16]. Просто просуммировав времена, проведенные в этих точках задержки, можно получить нижний предел характерного времени r -процесса. К сожалению, интересующие нас ядра настолько удалены от полосы β -стабильности, что их еще не удалось синтезировать

в лаборатории, поэтому их свойства можно только предсказывать теоретически.

Были предложены разнообразные схемы оценки скоростей β -распада для этих ядер [16, 44, 55, 76, 78]. Поскольку скорости β -распада зависят от энергий связи, которые характеризуются неопределенностями порядка 1 МэВ, неуверенность в определениях этих скоростей велика. Действительно, различные модели приводят к вариациям скоростей β -распадов, доходящим до двух порядков величины. Ранние оценки Бербиджей и др. [16] для скоростей β -распада были основаны на формуле Ферми

$$\lambda_{\beta}(Z, A) = W_{\beta}^5 10^{-4} \text{ с}^{-1},$$

где величина W_{β} (в мегаэлектронвольтах) — эффективная энергия β -распада в точке задержки, а $\lg ft = 3,85$ для разрешенных переходов. Используя это выражение вместе с оценками W_{β} , полученными путем экстраполяции стандартной полумпирической формулы для модели жидкой капли [92], они получили, что полное время, проводимое в точке задержки, составляет приблизительно 24 с.

Зигер и др. [76] заметили, что наблюдается изменение $\lg ft$ для разрешенных переходов в интервале примерно от 5 при $Z = 20$ до 6,5 при $Z = 100$, а приведенная выше формула Ферми дает для $Z = 80$ значения, заниженные примерно в 10 раз. Эти две ошибки приблизительно компенсируют друг друга, если выбрать для $\lg ft$ значение 4, а функцию Ферми $F(Z, W)$ принять равной W^5 . Предполагая, что распад родительских ядер происходит в каждое третье состояние дочернего ядра, и интегрируя по всем энергиям возбуждения дочерних ядер, Зигер и др. [76] получили

$$\lambda_{\beta}(Z, A) = (10^{-5}/18 \ln 2) (W_0^6/\Delta) \text{ с}^{-1},$$

где W_0 — разность масс ядер, а Δ — среднее расстояние между уровнями в дочернем ядре. По этой формуле было получено, что общее время задержки приблизительно составляет 5 с.

Камерон и др. [19] предположили, что скорости β -распадов, найденные Зигером и др. [76], слишком занижены из-за принятого ими способа описания распадов в возбужденные состояния дочерних ядер. Зигер и др. [76] предполагали, что плотность уровней при всех энергиях возбуждения такая же, как в интервале 1 МэВ над основным состоянием. Однако плотность уровней является быстро растущей функцией энергии возбуждения. Камерон и др. [19] приняли для первых ста уровней дочерних ядер $\lg ft$, характерные для нормально разрешенных распадов. Для более высоких уровней они приняли силовую β -функцию в единичном интервале энергии постоянной. Согласно предсказаниям этой модели, значения скоростей β -распадов гораздо больше принимавшихся ранее, и полное время задержки в β -процессе не превосходит 0,1 с.

Сенбету [78] указал на то, что показатель степени при энергии в формуле для λ_β не является постоянным, а зависит от Z , меняясь от 6 при $Z = 10$ до 5 при $Z = 118$. Он учел этот факт в своей формуле β -распада. Брюкнер и др. [15] использовали оценки Сенбету [78] для скоростей β -распадов, приняв для $lg ft$ значение 5, и получили время задержки в интервале 0,4–0,8 с.

Блейк и Шрамм [10] отметили, что формула Сенбету не соответствует экспериментальным скоростям β -распада, если использовать постоянное значение $lg ft$ в диапазоне массовых чисел $A \approx 60$ –250. Они нашли, что для удовлетворительного описания экспериментальных данных требуется быстрое изменение $lg ft$ от 5 до 6,5 в интервале массовых чисел от $A \approx 115$ до 135, вызванное изменением степени запрета преобладающих переходов. Следует тем не менее заметить, что, хотя и наблюдается это изменение $lg ft$ для ядер, доступных современным экспериментам (т.е. для ядер, близких к полосе β -стабильности), пока еще не известно, имеет ли место такой эффект для ядер с очень большим избытком нейтронов, участвующих в r -процессе.

Кодама и Такахаши [44] использовали для оценки времени задержки в r -процессе гросс-теорию β -распада [81]. Эта теория основывается на теории универсального слабого взаимодействия (V - A -теории) (V -векторный ток, A -аксиальный векторный ток) и включает учет как разрешенных переходов, так и переходов первой степени запрета. Структура ядер в этой теории усреднялась по конечным состояниям дочерних ядер путем введения непрерывной функции для плотности уровней $\rho(E)$. Эта теория предсказывает полное время задержки в r -процессе примерно 5 с.

Уин и Клапдор [94] показали, что для нейтроноизбыточных ядер силовая β -функция плохо описывается гросс-теорией и необходимы дальнейшие исследования. Каждый из упомянутых здесь методов имеет свои трудности, в то же время в каждом из них основное внимание уделяется одной из присущих скоростям β -распада особенностей. Мы не знаем, какие из них лучше всего соответствуют реальным свойствам ядер вдали от полосы стабильности. Для характеристики этой неопределенности мы используем набор полученных выше оценок. Из сопоставления предсказаний упомянутых выше теорий получаем, что время τ_β , которое расходуется в r -процессе на точки задержки, оценивается в пределах $0,1 \text{ с} \leq \tau_\beta \leq 30 \text{ с}$. Продолжительность реального r -процесса должна быть больше, чем τ_β , из-за затрат времени на захват нейтронов и на циклическое деление, если оно происходит.

Следовательно, второе характерное время r -процесса — это время, которое требуется для захвата нейтронов. Как говорилось выше, наблюдаемое распределение распространенностей ядер r -процесса определяет местоположение трека r -процесса и показывает, что этот трек довольно узкий. Зародышевые ядра из области вблизи железного пика могут превращаться r -процессом в ядра группы актиноидов. Время, затрачивае-

мое на захват одного нейтрона $\tau_{n\gamma}$, дается выражением

$$\tau_{n\gamma} = [n_n \langle \sigma_{n\gamma} v_n \rangle]^{-1},$$

где n_n — концентрация свободных нейтронов, а $\langle \sigma_{n\gamma} v_n \rangle$ — усредненное по максвелловскому распределению скоростей произведение сечения нейтронного захвата на скорость нейтрона относительно ядра-мишени.

При низких энергиях (т.е. для тепловых нейтронов) в сечении захвата преобладает s -волна и оно меняется как v^{-1} ; при энергиях, представляющих интерес для r -процесса (т.е. 10–500 кэВ) зависимость сечения захвата, определяемого s -волной, от скорости принимает вид v^{-2} . Однако для тяжелых ядер как раз в той области энергий, где определяемое s -волной сечение падает быстрее, чем v^{-1} , начинает играть роль определяемый p -волной захват, сечение которого меняется как v^{+1} . Таким образом, для ядер, в которых средняя плотность уровней высока (а именно, ядер, далеких от замкнутых нейтронных оболочек), величина $\langle \sigma v \rangle$ приблизительно постоянна [23, 54]. Следовательно, мы допускаем небольшую ошибку, предполагая

$$\langle \sigma_{n\gamma} v_n \rangle = \sigma_T v_T,$$

где σ_T и v_T — сечение захвата и относительная скорость, взятые для энергии kT . Принимая значение 100 мбарн в качестве типичного для ядер r -процесса сечения нейтронного захвата, получаем

$$\tau_{n\gamma} = 2 \cdot 10^{16} / n_n T_9^{1/2},$$

где n_n — концентрация свободных нейтронов (в см^{-3}), а T_9 — температура (в 10^9 К) [76].

Скорости нейтронного захвата в r -процессе больше, чем скорости β -распада. В n -процессе эти скорости сравнимы. Таким образом, время, которое по оценкам затрачивается в общей сложности на 175 захватов нейтронов, должно быть меньше или приблизительно равно полному времени, необходимому для β -распадов. Используя приведенный выше верхний предел на τ_β , имеем

$$175 \tau_{n\gamma} = 3,5 \cdot 10^{18} / n_n T_9^{1/2} \lesssim 30 \text{ с.}$$

Таким образом,

$$n_n T_9^{1/2} \gtrsim 1 \cdot 10^{17}.$$

По существу величина $n_n T_9^{1/2}$ здесь занижена, поскольку не рассмотрено влияние реакций (γ, n) . Наилучшие современные оценки сечений нейтронного захвата содержатся в диссертации Тильмана [83]. Однако основные результаты Тильмана несильно отличаются от данных Вусли и др. [97] и данных Холмса и др. [37], использованных в работе Блейка и Шрамма [12] при расчете n -процесса.

III. ОКОНЧАНИЕ r -ПРОЦЕССА

Окончание $r(n)$ -процесса обусловлено делением ядер, поскольку в конце концов для ядер с высоким массовым числом вызванное нейтронами деление будет происходить быстрее, чем β -распад. Вдобавок при возвращении ядер путем β -распада к полосе стабильности спонтанное деление может идти с большей скоростью, чем β -распад, не позволяя некоторым ядрам вернуться на полосу стабильности. Вероятность деления связана с делимостью (отношением кулоновского члена в формуле массы для модели жидкой капли к члену, определяющему поверхностную энергию). Делимость, таким образом, пропорциональна $Z^2/A(1 - \kappa I^2/A^2)$, где κ — постоянная в формуле массы в модели жидкой капли Майерса и Святечки [59]. Вообще говоря, не исключено, что κ является функцией Z и A . Кроме деления в рамках модели жидкой капли следует еще также учитывать поправки, к вероятности деления, связанные с оболочечной структурой. Шрамм и Фаулер [71] провели полуэмпирический расчет барьеров деления для r -процесса. За этой работой последовала более детальная работа Шрамма и Фисета [70], которые методом Струтински провели детальные расчеты оболочечных поправок в орбитальной модели Нильсона и выполнили расчет вероятности просачивания через барьер в приближении Венцеля—Крамерса—Бриллюэна. Таким образом, вероятности деления в r -процессе были вычислены с той же степенью точности, что и вероятности деления сверхтяжелых ядер, принадлежащих к острову стабильности. Были сделаны следующие выводы:

1. Во всех моделях, в которых предполагается магическое число $N = 184$, трек r -процесса доходит по крайней мере до $N = 184$. Однако, чтобы β -распад, возвращающий ядра к полосе стабильности, привел в область сверхтяжелых ядер острова стабильности с $N = 184$, надо, чтобы трек r -процесса зашел за $N = 184$.

2. Насколько далеко пойдет трек за $N = 184$, сильно зависит от эффективного значения κ и вблизи трека. Для больших эффективных значений $\kappa \gtrsim 2,3$ трек заканчивается на $N = 184$, однако для $\kappa \lesssim 2,3$ трек может пойти за $N = 184$. Распад назад к полосе стабильности чувствителен к «устойчивости» самого острова стабильности. Если на острове стабильности нет долгоживущих ($\gtrsim 10^8$ лет) сверхтяжелых ядер, то спонтанное деление по пути распада назад к полосе стабильности, вероятно, будет препятствовать образованию в r -процессе сверхтяжелых элементов. Однако если эффективное значение κ мало и если существуют долгоживущие сверхтяжелые ядра, то некоторые образовавшиеся в r -процессе ядра могут попасть на остров стабильности. Это согласуется с утверждением Андерса и Хеймана [3] о том, что если прародительское ядро, дающее в результате деления наблюдаемый в углистых хондритах Хе, принадлежит к сверхтяжелым элементам, то оно может быть ядром с нечетным зарядом Z , несмотря на то что предсказываемые долгоживущие изотопы острова стабильности имеют четный заряд.

Как видно из всего сказанного, предсказания, касающиеся сверхтяжелых элементов, очень чувствительны к неизвестным параметрам ядер и все, что можно утверждать, это — могут или не могут в рамках данной модели ядра образовываться сверхтяжелые элементы. Согласно современным «модным» моделям [38], эффективное значение χ велико на заключительном участке трека r -процесса, так что сверхтяжелые ядра в r -процессе не образуются. Однако верно также и то, что данный эффективный параметр плохо определен, поскольку он мало влияет на ядра, расположенные вдоль полосы стабильности.

Независимо от того, образуются или нет в r -процессе сверхтяжелые ядра, ясно, что если $N = 184$ — магическое число, то трек r -процесса до него доходит. Дело в том, что это даст пик в распространенности ядер, которые в результате β -распада будут переходить в область неустойчивости по отношению к делению (разрыв в полосе стабильности, связанный с делением), поэтому пик окажется смещенным в сторону более низких A . Шрамм и Фаулер [71] обратили внимание на то, что суммарная концентрация всех ядер в этом разрыве в полосе стабильности примерно равна концентрации ядер r -процесса, образующих горб на кривой распространенности в области редкоземельных элементов. Они пришли к выводу, что этот горб объясняется делением ядер из пика $N = 184$, а не деформацией ядер, как считали Зигер и др. [76].

Уин [93] указал на то, что запаздывающее деление при возвращении ядер путем β -распада к полосе стабильности могло бы также понизить концентрации многих актиноидов и трансактиноидов. Такое заключение не противоречит основному выводу Шрамма и Фаулера [71]; однако, запаздывающее деление оказывает значительное влияние на относительный выход ядер в r -процессе, используемых в ядерной космохронологии.

При расчете r -процесса важно иметь в виду, что если решение заходит за $N = 184$ и происходит деление, то продукты деления становятся зародышевыми ядрами для дальнейшего протекания r -процесса. Это приводит к циклическому делению, которое будет создавать все ядра в области масс, больших минимальной массы на кривой деления. Поскольку наименьшая масса на кривой деления, вероятно, не превышает массы, соответствующей пику на кривой распространенности ядер при $A \sim 130$, это означает, что при циклическом делении r -процесс может привести к образованию двух последних пиков распространенностей элементов, а также горба в области редкоземельных элементов и актиноидов. Заметим, что, для того чтобы была хоть какая-то вероятность образования сверхтяжелых элементов, по-видимому, надо также иметь циклический r -процесс с делением, который бы вел к образованию пика при ~ 195 . Это значит, что мы не можем выбирать различные треки r -процесса в области сверхтяжелых ядер, проходящие через ядра с различными энергиями связи нейтронов, а только те, которые приводят к образованию пика $A \sim 195$ при $N = 126$. Таким образом, предположение о треке, который, чтобы избежать область неустойчивости, прохо-

дит через ядра с очень большим избытком нейтронов, маловероятно, поскольку пик $A \sim 195$ довольно четко выделен.

IV. АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ПРОТЕКАНИЯ r -ПРОЦЕССА

Рассмотрим теперь предлагавшиеся астрофизические условия протекания r -процесса. Он может происходить лишь там, где имеется большой избыток нейтронов по отношению к протонам. В качестве возможных астрофизических условий протекания r -процесса предлагались следующие:

1. Богатая нейтронами область в сверхновой, расположенная вблизи границы выбрасываемого вещества [25]. Электронные захваты в нейтронизованном ядре могут привести к $n/p \gg 1$. Если исходное значение $n/p \gtrsim 3/2$, то, после того как из протонов и некоторого количества нейтронов синтезируются зародышевые ядра, может происходить r -процесс.

2. Нейтронизованное вещество выброса из вращающегося коллапсирующего объекта, обладающего магнитным полем, типа рассмотренного Ле Бланком и Уилсоном [49] (см. [56, 69]).

3. Струя нейтронов, возникающая при столкновении черной дыры с нейтронной звездой и напоминающая «выброс из тюбика зубной пасты» [48].

4. Ударная волна в сверхновой, распространяющаяся по гелиевому слою [13, 34, 86]. При прохождении ударной волны происходит реакция ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, n){}^{25}\text{Mg}$ с выделением нейтронов. Это приводит не к r -процессу, а к n -процессу Блейка и Шрамма.

5. Ударная волна в сверхновых, распространяющаяся по C/Ne-слою [52], также приводит к выделению нейтронов в реакциях на ${}^{18}\text{O}$ и ${}^{22}\text{Ne}$, присутствовавших до прохождения ударной волны. В этом случае также осуществляется n -процесс.

Каждая из перечисленных возможностей имеет свои трудности и недостатки. К примеру, в первом случае недостаток состоит в том, что над нейтронизованной зоной расположены слои менее нейтронизованного вещества, в которых степень нейтронизации постепенно падает наружу и которые переходят в нормальное вещество (рис. 2). Однако пики r -процесса четко отделяются от пиков s -процесса, из чего следует, что здесь нет постепенного падения степени нейтронизации, а скорее имеется вещество с высоким значением n/p и малая добавка вещества с умеренным значением n/p . Во втором случае трудность связана с требованием очень большой скорости вращения и сильных магнитных полей; такой механизм представляется весьма произвольным из-за специального подбора параметров. Тем не менее Мейер и др. [56] обращают внимание на то, что благодаря широкому диапазону условий, ведущих к выбросу, этот механизм мог бы привести к r -процессу. Трудность, связанная с третьей возможностью, хотя и весьма привлекательной, со-

стоит в том, что вероятность таких событий может оказаться слишком малой. Четвертый и пятый механизмы кажутся вполне естественными следствиями взрывов сверхновых. Однако реалистичные модели сверхновых (например, [91]), по-видимому, не создают достаточного количества нейтронов на одно зародышевое ядро, чтобы получить полную картину распространенностей r -ядер, хотя данные механизмы могут быть важны при объяснении характерных для r -процесса аномалий в метеоритах [13, 52].

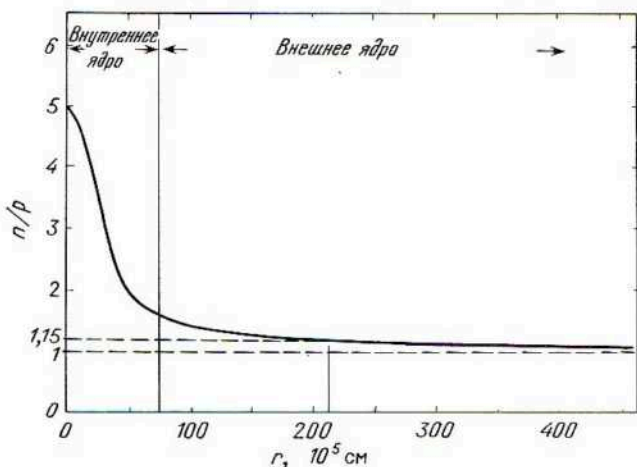
Следуя работе Нормана и Шрамма [60], рассмотрим общие свойства любого механизма r -процесса.

Чтобы происходил r -процесс, скорости захватов нейтронов должны быть сравнимы со скоростями β -распадов. Отсюда можно вывести ограничения на диапазон концентраций нейтронов, при которых может протекать r -процесс. Все предложенные астрофизические условия протекания r -процесса характеризуются быстрыми изменениями со временем температуры и плотности. Поскольку сечения ядерных реакций сильно зависят как от температуры, так и от плотности, r -процесс накладывает ограничения на скорость изменения этих параметров.

Другой способ получения информации о физических условиях, необходимых для синтеза ядер в r -процессе, состоит в изучении источника ядер со средней атомной массой, которые служат «зародышевыми» ядрами для r -процесса. Для объяснения их образования были предложены три различных механизма.

А. Зародышевые ядра могли попасть в связанный с r -процессом объект при его образовании вместе с веществом, переработанным пре-

Рис. 2. Отношение числа нейтронов к числу протонов в звезде, испытывающей гравитационный коллапс, в зависимости от расстояния от центра. Отмечен уровень, на котором это отношение составляет 1,15 (т.е. значение, соответствующее ^{56}Fe). Данный график [60] составлен на основании расчетов Арнетта [5].



дыдущими поколениями звезд [34, 57, 86]. Это источник зародышевых ядер для 4-го и 5-го механизмов протекания r -процесса.

Б. Зародышевые ядра могут образоваться из свободных нуклонов непосредственно перед началом r -процесса [25, 69]. Это источник зародышевых ядер для 1-го и 2-го механизмов (и косвенно для 3-го механизма, в котором фактически рассматривается самовозникновение нейтроноизбыточных ядерных образований, см. [47]).

В. Зародышевые ядра могут синтезироваться в ходе r -процесса [40, 65, 76]. Этот механизм позволяет дать хорошее объяснение всей распространенности r -ядер, однако он не используется ни в одной из современных астрофизических моделей. Идея этого механизма возникла из предположения, что при достаточно высоких температурах происходит фотодезинтеграция остающегося в ядре на последней стадии эволюции звезды ^{56}Fe на 13α -частиц и 4 нейтрона. Если температура затем падает, то α -частицы вновь объединяются, образуя ядра группы железа. Однако, чтобы проскочить через нестабильные массовые числа 5 и 8, требуются трехчастичные реакции, такие, как α - α - α и α - α - n . В результате этих сравнительно медленных реакций среди моря α -частиц и нейтронов в каждый данный момент будут присутствовать несколько зародышевых ядер группы железа. Отношение числа нейтронов к числу зародышевых ядер будет велико, так что может происходить r -процесс [40]. Эта идея была также использована Шраммом [65] в его расчете динамического r -процесса. В этой работе скорости реакций α - α - α , α - α - n и $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ использовались для оценки скорости образования зародышевых ядер. Принимая в качестве начального состава смесь α -частиц и нейтронов с относительным содержанием, к которому приводит фотодезинтеграция ^{56}Fe , Шрамм обнаружил, что для $\rho_0 = 4 \cdot 10^4$ г/см³ и $T_0 = 2,3 \cdot 10^9$ К в едином событии r -процесса могут быть воспроизведены все три пика кривой распространенностей r -ядер. Пик $A = 80$ не разрушается r -процессом, поскольку, чтобы получилось совпадение с наблюдаемыми пиками, должно непрерывно идти образование новых зародышевых ядер.

Если зародышевые ядра возникают во время r -процесса, то промежуток времени, необходимый для превращения α -частиц и нейтронов в ядра промежуточных масс, должен быть сравним с найденными характерными временами β -распада, захвата нейтронов и гидродинамическим характерным временем. Исследуем характерные времена для каждого из перечисленных выше процессов и, полагая, что все они сравнимы с характерными временами β -распада и захвата нейтронов, выведем диапазон начальных условий, при которых может начаться образование ядер в r -процессе.

Поскольку астрофизические условия протекания r -процесса характеризуются быстроменяющимися во времени плотностью и температурой, следует принять во внимание характерное гидродинамическое время. Хотя полного гидродинамического расчета не проведено ни для одного из предложенных астрофизических условий протекания r -процес-

са, есть указания на то, что время расширения для рассматриваемых взрывающихся объектов равно по порядку величины гравитационному времени свободного падения [29]:

$$\tau_{ff} = (24\pi G\rho_0)^{-1/2} \approx 446/\rho_0^{1/2} [\text{с}],$$

где ρ_0 — начальная плотность в граммах на 1 см^3 .

Работа Колгейта [24] показывает, что зависимость плотности от времени в веществе, выбрасываемом сверхновыми, имеет степенной вид

$$\rho(t) \propto t^{-n}.$$

Норман и др. [61] показали, что расчет распространенностей ядер в r -процессе с таким законом изменения плотности не отличается существенно от расчета с экспоненциальной зависимостью от времени. Однако по аналогии с взрывным нуклеосинтезом с участием заряженных частиц в большинстве динамических расчетов r -процесса использовалось следующее параметрическое выражение для скорости расширения:

$$\rho(t) = \rho_0 \exp(-t/\tau_{ex}),$$

где $\tau_{ex} = f\tau_{ff}$ и значение постоянной величины ρ_0 определяется начальными условиями. Обычно предполагается, что отношение удельных теплоемкостей $\Gamma = 4/3$ и что расширение происходит адиабатически. Таким образом, $\rho T^{-3} = \text{const}$.

В рассмотренных выше зависимостях ρ и T от времени в ходе r -процесса пренебрегалось некоторыми эффектами. Газовое давление и давление излучения, которые зависят от температуры, влияют на скорость расширения. Выделение энергии при реакциях с заряженными частицами и реакциях (n, γ), при β -распаде и делении ведет к повышению температуры по сравнению с той, которая устанавливается в случае чисто адиабатического расширения. Однако потери энергии на излучение нейтрино должны уменьшить температуру и сделать ее ход близким к адиабате T^3 . Кроме того, отклонение температуры от простой адиабатической зависимости должно оказывать обратное влияние на гидродинамические условия и, таким образом, изменять скорость расширения.

Различные авторы [34, 64, 72] выполнили расчеты, включающие все или некоторые из этих эффектов. Результаты этих расчетов показывают, что в ходе r -процесса могут быть значительные отклонения от закона расширения, соответствующего формуле свободного падения, и от простой адиабаты T^3 . Однако, поскольку не известны конкретные астрофизические условия протекания r -процесса, не имеет смысла рассчитывать детальные неадиабатические модели. Поэтому в проведенном Норманом и Шраммом [60] общем анализе начальных условий, при которых может начаться r -процесс, был просто использован параметр f в качестве меры отклонения от закона свободного падения, а неадиабатическими эффектами пренебрегалось. Чтобы характерное время расширения было много меньше времени свободного падения, в объек-

те перед взрывом должно развиваться большое избыточное давление. Трудно себе представить, как бы это могло произойти без того, чтобы не началось расширение. Таким образом, параметр f , вероятно, порядка единицы. С учетом всего сказанного можно попытаться вывести верхнюю границу начальной плотности, при которой может начаться r -процесс. Предполагая, что полная продолжительность расширения $\leq 10\tau_{ff}$ (τ_{ff} — время свободного падения) и что $\tau_{\beta} \leq 0,1$ с, имеем $10\tau_{ff} \leq 0,1$ с, или $\rho_0 \leq 2 \cdot 10^9$ г/см³. Отсюда можно сразу получить самый верхний предел начальной концентрации нейтронов n_n . Начальная концентрация нейтронов, очевидно, должна быть меньше и равна начальной общей концентрации частиц, так что

$$n_n \lesssim \rho_0/m_n \lesssim 10^{33} \text{ см}^{-3}.$$

В расчетах Нормана и Шрамма [60] получено, что для преодоления кулоновского барьера между α -частицами и легкими и промежуточными по массе ядрами ($20 \leq A \leq 40$) необходима минимальная температура примерно $7 \cdot 10^8$ К. Чтобы нуклеосинтез не прекратился из-за фотодезинтеграции, температура должна быть ниже $6 \cdot 10^9$ К. Итак, если зародышевые ядра образуются в r -процессе, протекающем в астрофизических условиях типа 1 и 2, перечисленных выше, причем образование их происходит непосредственно перед r -процессом (вариант Б), то температура должна лежать в интервале от $7 \cdot 10^8$ до $6 \cdot 10^9$ К.

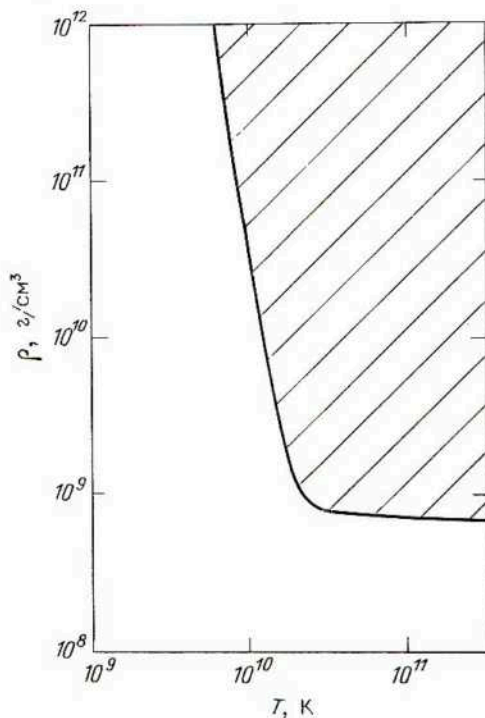
Если зародышевые ядра непрерывно образуются во время r -процесса, что соответствует упомянутому выше случаю В, то промежуток времени, необходимый для превращения α -частиц и нейтронов в ядра промежуточной массы, должен быть сравним с другими характерными временами, связанными с r -процессом. В частности, характерное время образования зародышевых ядер должно лежать в пределах, устанавливаемых β -распадами, т. е. 0,1–30 с. Необходимо также рассмотреть влияние расширения и охлаждения. Норман и Шрамм [60] провели динамический расчет нуклеосинтеза, в котором изменение плотности и температуры задавалось, как описано выше. Они получили, что зародышевые ядра могут быть синтезированы во время r -процесса, обеспечивая его непрерывность, только в узкой постепенно расширяющейся полосе ρ и T при $10^{2,5} \lesssim \rho \lesssim 10^{4,5}$ и $0,7 < T_9 < 6$.

Две другие схемы образования зародышевых ядер (А и Б) также накладывают ограничения как на диапазон физических параметров, в котором может происходить синтез таких зародышевых ядер, так и на астрофизические условия протекания процесса синтеза r -ядер. Чтобы зародышевые ядра присутствовали в момент образования объекта, в котором происходит r -процесс, ядра промежуточной атомной массы и тяжелые ядра должны были образоваться в ядерных реакциях, протекавших в предыдущих поколениях звезд, быть выброшены этими звездами и затем сконденсироваться вместе с другим веществом в объект, в котором произойдет r -процесс. Это означало бы, что r -процесс является вторичным, а не первичным процессом нуклеосинтеза. В противном случае,

если бы зародышевые ядра были образованы из свободных нуклонов непосредственно перед началом r -процесса, для протекания процессов фотодезинтеграции и захвата электронов нужны были бы чрезвычайно высокие температуры и плотности. Такие экстремальные условия могут достигаться в коллапсирующих ядрах сильно проэволюционировавших звезд (случай 1 и 2).

На рис. 3 показана область значений T и ρ , начиная с которых должно происходить расширение вещества, чтобы $n/p \geq 3/2$ и протекал r -процесс. Такие значения T и ρ вполне могут быть характерны для областей, из которых происходит выброс Ле Бланка и Уилсона [49], а также внутренних областей сверхновых вблизи границы выбрасываемого вещества. На рис. 4 на плоскости (ρ, T) показана область n -процесса с источником нейтронов $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. В этой области концентрация нейтронов $\geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ создается за время порядка 0,1–30 с. Тем не менее ядра со средней атомной массой, присутствующие в такой зоне с самого начала (например, ^{25}Mg), могут захватить эти нейтро-

Рис. 3. Область на плоскости (ρ, T) , в которой тяжелые ядра распадаются на отдельные нуклоны и в результате электронных захватов создается достаточно высокое для протекания r -процесса отношение n/p . r -Процесс не начнется, пока вещество не расширится и в значительной степени не охладится [60].



ны и понизить число нейтронов, которые могли бы участвовать в r -процессе.

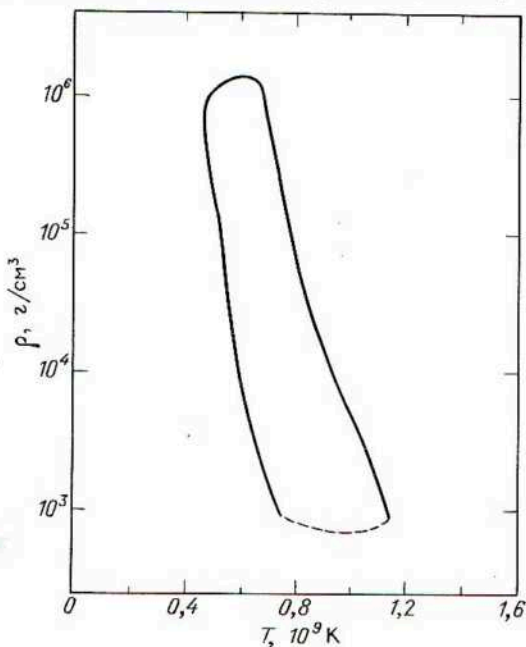
V. ЯДЕРНАЯ КОСМОХРОНОЛОГИЯ

Применим теперь r -процесс к вопросам ядерной космохронологии.

С помощью радиоактивных ядер можно датировать некоторые астрофизические события подобно тому, как изотоп ^{14}C используется для датировки в археологии. Ядерная космохронология состоит в использовании наблюдаемых непосредственно или косвенно (по продуктам давно закончившегося распада) относительных содержаний радиоактивных ядер для построения шкалы времени, связанной с моментом синтеза данных ядер. Эта шкала времени в свою очередь определяет и накладывает ограничения на шкалу времени, связанную с продолжительностью нуклеосинтеза, образованием Солнечной системы, возрастом Галактики и возрастом наблюдаемой Вселенной. Наиболее свежий и подробный обзор по данному вопросу см. в [73]. В этом разделе мы кратко изложим этот обзор.

Основоположником космохронологии можно считать Резерфорда [63], который использовал уран для оценки продолжительности нуклео-

Рис. 4. Область на плоскости (ρ, T) , в которой половина исходного ^{22}Ne выгорает в реакции $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ в течение времени 0,1–30 с [60].



синтеза. Затем на основании отношений $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ и $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ была разработана хронология для нуклеосинтеза в Галактике в рамках различных моделей ее эволюции [16, 28]. После этого в центре внимания оказался ^{129}Xe , которым занималась группа Рейнолдса в Беркли, развивающая хронологию, основанную на ^{129}I . Хохенберг и др. [36] показали, что ^{129}Xe , являющийся продуктом распада ^{129}I , дает узкий хронологический интервал времени образования углистых хондритов, а затем Вассербург и др. [90] в Калифорнийском технологическом институте обнаружили для метеорита Сент-Северин корреляцию между содержанием ксенона, образовавшегося в результате деления, и избытками числа треков деления [21]. Этот факт свидетельствует в поддержку идеи Курода [46] о присутствии ^{244}Pu в протосолнечной туманности. Окончательно эта идея была подтверждена группой Рейнолдса, когда Александеру и др. [1] удалось доказать, что делящимся ядром является ^{244}Pu , исходя из согласия спектра продуктов деления и наблюдаемой распространенности изотопов Xe в метеорите Сент-Северин и других метеоритах. Новая теория хронологии в рамках различных моделей с использованием пар изотопов $^{129}\text{I}/^{127}\text{I}$ и $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$, а также ранее использовавшихся пар $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ и $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ была развита в работах [27, 35, 45, 90]. Не зависящий от модели метод был впоследствии развит Шраммом и Вассербургом [74], которые показали, что средний возраст химических элементов и промежутки времени между последним событием нуклеосинтеза и затвердеванием тел Солнечной системы (обозначаемый через Δ) почти не зависят от модели эволюции Галактики.

Со времени обзора Шрамма [66] были получены многочисленные новые теоретические результаты. Тинсли [84] обобщила линеаризованное уравнение изменения концентраций ядер [66, eq. (2)] с учетом непостоянства зависящего от концентраций члена. Хайнбах и Шрамм [31] нашли методом Тинсли [84], что эффективный суммарный темп нуклеосинтеза постоянен для большинства рассмотренных моделей эволюции Галактики. Рассмотрены были следующие модели: 1) стандартная модель Тинсли [84], 2) модель Тинсли [84] и Трурана и Камерона [85] с начальным повышенным содержанием металлов, 3) модель со стимулированным металлами звездообразованием [82], 4) совместная модель диска и гало [62]. Хайнбах и Шрамм [31] нашли, что во всех этих моделях продолжительность нуклеосинтеза примерно вдвое превышает средний возраст элементов. Казанас и др. [42], следуя анализу Готта и др. [30], объединили расчет динамики стандартной фридмановской космологической модели расширяющейся Вселенной с данными по возрастам звезд шаровых скоплений и с ядерной космохронологией и использовали ограничения, накладываемые данными о первичных содержаниях гелия и дейтерия, чтобы найти согласованный возраст Вселенной. Путем объединения двух или более независимых методов и добавления соответствующих наблюдательных ограничений, например первичного содержания гелия и нижнего предела на параметр плотности, получаемо-

го из динамики групп галактик, был найден довольно узкий согласующийся со всеми критериями диапазон для возраста Вселенной: от 13,5 до 15,5 млрд. лет.

Предлагались и другие ядра, в том числе пара $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$ [22], нуклид, образующийся в p -процессе ^{147}Sm [6], нуклид, синтезируемый в s -процессе ^{205}Pb [7], короткоживущий нуклид, возникающий в r -процессе ^{247}Cm [8], короткоживущий нуклид с малой атомной массой ^{26}Al (Юри [88] предполагал, что ^{26}Al может быть источником тепла, обеспечивающим дифференциацию химических элементов на ранней стадии эволюции планетной системы) и короткоживущий нуклид с промежуточной атомной массой ^{107}Pd [32]. Полученные в последнее время экспериментальные данные по некоторым из этих ядер стимулировали развитие исследований в данной области.

Открытие существования в прошлом короткоживущих радиоактивных изотопов ^{26}Al [51] и ^{107}Pd [43] привело к пересмотру временной шкалы процессов, происходивших непосредственно накануне образования Солнечной системы. Ли и др. [51] получили оценку $\Delta_{\text{Al}} \sim 3 \cdot 10^6$ лет. Келли и Вассербург [43] сообщили, что наблюдаемое отношение $^{107}\text{Ag}/^{109}\text{Ag}$, которое на 4% больше, чем в земных образцах, подтверждает значение $\Delta_{\text{Pd}} \sim 10^6$ лет, если предполагать, что ^{107}Ag образуется *in situ* в результате распада ^{107}Pd . Значение Δ порядка 10^6 – 10^7 лет свидетельствует в пользу гипотезы о том, что образование Солнечной системы было стимулировано взрывом сверхновой [20, 67]. Интересно сравнить это значение с значением 10^8 лет, получаемым по ксенону в рамках модели синтеза I и Pu в r -процессе. Важно заметить, что ^{26}Al не обязательно создается в r -процессе и что ^{107}Pd может возникнуть в n -процессе, который похож на r -процесс, но в котором не образуются ^{244}Pu и другие актиноиды.

Обзор проблем, связанных с хронологией по $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$, был выполнен Вусли и Фаулером [96]. Отношения сечений нейтронного захвата (измеренных Уинтерсом и др. [95] и Брауном и Берманом [14]) и отношения содержаний изотопов $^{187}\text{Os}/^{186}\text{Os}$, $^{187}\text{Re}/^{186}\text{Os}$ (измеренных в различных метеоритах Лаком и др. [53]) повысили точность вычисленного по этим парам среднего возраста элементов и уменьшили его значение по сравнению с предыдущими расчетами.

Мы не будем здесь вникать в методы ядерной космохронологии (см. [74]), а просто констатируем вывод о том, что по долгоживущим изотопам типа ^{187}Re и ^{232}Th независимо от модели эволюции Галактики определяется средний возраст элементов. Средний возраст элементов — это практически все, что может быть определено по долгоживущим изотопам, а требования, которые хронометр накладывает на модель, заключаются всего лишь в том, чтобы модель дала правильный средний возраст. В этом не зависящем от модели среднем значении, представляющем собой, очевидно, нижний предел на возраст Вселенной, сила ядерной хронологии. Такая упрощенная картина связана с тем, что

для достаточно долгоживущих ядер весь нуклеосинтез — это единственное на временной шкале событие, и момент, соответствующий этому событию, определяет средний возраст элементов.

Использование конкретной модели распределения по времени источников нуклеосинтеза позволяет определить для данной модели продолжительность нуклеосинтеза T . Средний возраст должен совпадать для всех ядер, синтезируемых в одном процессе. Ясно, однако, что если бы нашлась такая пара ядер, в которой оба ядра получаются в одном процессе нуклеосинтеза и удовлетворяют соотношению $\lambda T \ll 1$ (где λ — постоянная распада), то можно было бы независимо от модели определить средний возраст всех элементов, образующихся в этом процессе. В табл. 1 дана сводка отношений содержаний изотопов N_i/N_j в современную эпоху и в момент образования Солнечной системы $T + \Delta$, отношение выходов этих изотопов в r -процессе и средний возраст этих ядер к моменту образования Солнечной системы Δ^{\max} . Нижний предел на согласующийся по различным данным средний возраст к моменту образования Солнечной системы, который дают пары $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$ и $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$, составляет $4,1 \cdot 10^9$ лет [73], что вместе с возрастом Солнечной системы ($4,6 \cdot 10^9$ лет) дает нижний предел на средний возраст элементов и нижний предел на возраст Вселенной $8,7 \cdot 10^9$ лет.

По короткоживущим изотопам, таким, как ^{26}Al , ^{107}Pd , ^{127}I , ^{244}Pu , делаются не зависящие от модели выводы о промежутке времени Δ между последним событием нуклеосинтеза, в котором они образовались, и моментом удержания метеоритами продуктов их распада. Тот факт, что I и Pu существовали в момент образования Солнечной системы, подтверждает нашу гипотезу о том, что r -процесс в Галактике протекал вплоть до момента, отстоящего от современной эпохи на $4,6 \cdot 10^9$ лет. В сочетании с упоминавшимся выше нижним пределом $8,7 \cdot 10^9$ лет на средний возраст элементов это подтверждает гипотезу, что на протяжении эволюции Галактики происходил нуклеосинтез в виде r -процесса.

Приведенные в табл. 1 отношения содержаний образующихся в r -процессе актиноидов получены с учетом для каждого долгоживущего ядра ряда радиоактивных прародительских ядер, подверженных α -распаду [16]. Можно полагать, что теоретические отношения содержаний

Таблица 1

АКТИНОИДЫ И ИОД

Изотопы	$(N_i/N_j)_{\text{совр}}$	$(N_i/N_j)_{T+\Delta}$	P_i/P_j	$\Delta^{\max}(i,j)$, годы
$^{129}\text{I}/^{127}\text{I}$	0	$1,0^{(+0,7)} \cdot 10^{-4}$	$1,5^{+1,4}_{-0,5}$	$2,38^{(+0,42)} \cdot 10^8$
$^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$	$4,0 \pm 0,2$	$2,5 \pm 0,2$	$1,9^{+0,2}_{-0,4}$	$2,6^{(+3,0)} \cdot 10^9$
$^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$	137,88	$0,313 \pm 0,026$	$1,5^{+0,5}_{-0,6}$	$1,9^{(+0,5)} \cdot 10^9$
$^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$	0	$2,5^{(+0,7)} \cdot 10^{-2}$	$0,9^{+0,1}_{-0,2}$	$4,3^{(+0,9)} \cdot 10^8$
$^{244}\text{Pu}/^{232}\text{Th}$	0	$6,2^{(+8,0)} \cdot 10^{-3}$	$0,47 \pm 0,10$	$5,1^{(+0,9)} \cdot 10^8$
$^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$	—	—	—	$(5,9 \pm 1,8) \cdot 10^9$

синтезируемых актиноидов довольно хорошо определены, поскольку расчет выхода этих ядер учитывает суммарный вклад нескольких прародительских ядер, так что неопределенности расчета, связанные с отдельными ядрами, должны усредниться. Например, в образовании ^{238}U вносят вклад 3,1 прародительского ядра: 1) само это ядро, так как оно является продуктом r -процесса; 2) ядро ^{242}Pu , которое синтезируется в r -процессе с последующим α -распадом в ^{238}U с периодом полураспада $\tau_{1/2} = 3,87 \cdot 10^5$ лет; 3) ^{246}Cm — другой продукт r -процесса, превращающийся путем α -распада в ^{242}Pu ($\tau_{1/2} = 4800$ лет); 4) ядро ^{250}Cm , вклад которого составляет 0,1, так как его α -распад в ^{246}Pu происходит с вероятностью 10%. Во всех остальных случаях ядро ^{250}Cm испытывает спонтанное деление, покидая таким образом данную область масс ядер. Зигер и Шрамм [77] показали, что, хотя населенности уровней прародительских ядер и зависят от используемой в расчете r -процесса формулы массы, эти уровни в среднем заселены равномерно. В этом случае отношение результирующих содержаний ядер в r -процессе должно определяться отношением числа прародительских ядер. Уин [93] оценил возможное влияние запаздывающего деления на выход ядер в r -процессе. Эти эффекты также входят в упомянутые выше неопределенности. Уин и Клэпдор [94] показали в неопубликованной работе, что роль запаздывающего деления еще больше, поэтому правильное значение отношения результирующих содержаний $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ может быть ближе к 1,5, а не к 2. К тому же большая вероятность деления актиноидов с нечетными A под действием нейтронов может обеспечить четно-нечетный эффект. По оценке Блейка и Шрамма [9] поправка к отношению P_{235}/P_{238} , связанная с тем, что синтезируемые в r -процессе ядра подвергаются после окончания r -процесса облучению нейтронами, может достигать 40%. Наиболее вероятное значение этой поправки, по их мнению, составляет 20%. Поскольку с точки зрения астрофизических условий r -процесс, вероятно, протекает во взрывном режиме, встает вопрос о том, насколько предположение об однородном распределении концентраций соответствует расчету динамического r -процесса (ср. с [65]); мы считаем, что это предположение справедливо при условии, что r -процесс доходит до границы деления.

Оценка выхода изотопов йода основана на исследовании эмпирических распространенностей ядер r -процесса [18, 76]. Фаулер [27] оценил $P_{129}/P_{127} = 1,5$ путем сопоставления с изотопными отношениями для соседнего элемента Те, однако это значение может достигать 3 [76]. В происходящих в самый последний момент событиях, давших ^{26}Al и ^{107}Pd , было добавлено, вероятно, некоторое количество ^{129}I . Однако, поскольку эффект дилуции в метеоритных аномалиях типа FUN составляет от 10^3 до 10^4 [68], вклад добавочного ^{129}I в последнем событии нуклеосинтеза, вероятно, не привел к «запуску часов ^{129}I ».

Стандартные модели эволюции Галактики, по-видимому, дают продолжительность нуклеосинтеза T не больше $2\Delta^{\text{max}}$; таким образом, общий возраст Галактики, который следует из ядерной космохронологии

и изучения эволюции Галактики, составляет $\lesssim 4,6 + 2\Delta^{\max} \sim 16 \cdot 10^9$ лет. Это значение хорошо согласуется со средним возрастом $(14,5 \pm 1) \cdot 10^9$ лет, полученным Казанасом и др. [42] по динамике расширения Вселенной, космологическому нуклеосинтезу и возрастам шаровых скоплений. Если масса покоя нейтрино отлична от нуля, то верхний предел на допустимый диапазон превышает $20 \cdot 10^9$ лет, так как в этом случае динамические аргументы уже не накладывают ограничений на плотность барионов [80].

Результаты определения возраста Галактики и продолжительности нуклеосинтеза T , полученные Фаулером [26] в рамках четырехпараметрического рассмотрения зависящей от модели космохронологии, согласуются с представленными здесь не зависящими от модели результатами. Согласно Фаулеру [26], возраст Галактики $12(+3, -2) \cdot 10^9$ лет и $T = (6,1 \pm 2,3) 10^9$ лет. Получается, что полная продолжительность нуклеосинтеза практически не зависит от короткоживущих нуклидов ^{129}I и ^{244}Pu (зависящие от модели расчеты были сделаны раньше, чем было твердо установлено присутствие в прошлом ^{26}Al , а также получены свидетельства существования ^{107}Pd и, возможно, ^{247}Cm на ранней стадии формирования Солнечной системы). Нечувствительность T к отношениям $^{129}\text{I}/^{127}\text{I}$ и $^{242}\text{Pu}/^{232}\text{Th}$ согласуется с формализмом Шрамма — Вассербурга.

Завершая изложение результатов, касающихся Галактики и Вселенной в целом, полезно сделать замечание о том, что нижний предел, составляющий 8,7 млрд. лет, независимо исключает такие комбинации H_0 и Ω , которые дают меньший возраст в стандартной модели расширяющейся Вселенной с космологической постоянной, равной нулю ($\Lambda = 0$).

В настоящее время ядерная космохронология позволяет определить средний возраст по крайней мере элементов, образовавшихся в r -процессе, и, таким образом, установить нижний предел возраста Галактики и Вселенной методом, почти не зависящим от модели. Согласно данным о короткоживущих нуклидах, по-видимому, требуется, чтобы в вещество протосолнечной туманности за несколько миллионов лет до ее конденсации было впрыснуто вещество взорвавшейся сверхновой, а до этого события в течение 100 млн. лет процессы нуклеосинтеза не происходили. Вид функции образования химических элементов от времени известен плохо из-за неопределенностей в данных наблюдений. Однако ясно, что нуклеосинтез путем r -процесса не был единичным событием, а протекал на протяжении всего времени существования Галактики.

Будущие эксперименты и углубление наших представлений о связанных с сечениями поправочных коэффициентах в космохронологии, основанной на Re/Os , позволят уточнить возраст элементов, рожденных в r -процессе, и, таким образом, наложить более жесткие ограничения на модели эволюции Галактики [96]. Благодаря использованию для хронологического анализа пары $^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{235}\text{U}$, быть может, удастся прояснить ситуацию с временной шкалой самых поздних событий нуклеосин-

теза. Новые экспериментальные данные по ^{26}Al в различных метеоритах позволят уточнить картину на отрезке временной шкалы порядка 10^6 лет. Если и в дальнейшем будет выявляться непостоянство отношения $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$, то вероятность того, что протосолнечная туманность была неоднородной, повысится. Следует серьезно отнестись к возможности того, что вещество протосолнечной туманности включало несколько не полностью перемешанных компонентов. Расширение данных по аномалиям ^{107}Pd и типа FUN означает, что должен был существовать источник, способный привести к аномалии нуклидов с значениями Z от умеренных до довольно высоких.

Очевидно, вырисовывающаяся на основании самых разнообразных и удивительных данных ядерной космохронологии картина гораздо богаче той, которую мы себе когда-либо могли представить.

VI. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

r -Процесс продолжает оставаться одним из наиболее интересных и благодатных для исследования процессов синтеза элементов. Он проявляется, по-видимому, в метеоритных аномалиях и в составе космических лучей и имеет непосредственное приложение к датировке событий с помощью короткоживущих и долгоживущих ядер-«хронометров». Общая ядернофизическая картина пути синтеза нейтроноизбыточных ядер, по-видимому, хорошо установлена. Однако отдельные детальные свойства ядер, участвующих в этом процессе, чрезвычайно неопределенны и требуют повышенного к ним внимания в будущем. Загадкой также остаются астрофизические условия протекания процесса. Более подробное его изучение, вероятно, станет возможным после расширения наших знаний о ядрах, далеких от полосы стабильности. Основную загадку, связанную с источником r -ядер, представляет тот факт, что возможный трек r -процесса, вероятно, лежит в очень узких пределах, а в то же время все предлагавшиеся для r -процесса астрофизические условия характеризуются, по-видимому, параметрами, меняющимися довольно резко и в широком диапазоне. Либо есть какая-то причина, направляющая r -процесс всегда по одному и тому же треку, либо что-то ограничивает узкий диапазон условий, в которых синтезируется все вещество. Другой удивительный факт состоит в том, что пики на кривой распространенности элементов, связанные с s - и r -процессами, примерно одинаковы, хотя сами процессы, по-видимому, абсолютно различны. Что это: совпадение или разгадка астрофизических условий протекания процессов? Настало время приступить к исследованию всех этих вопросов.

Я благодарен Э. Норману и Ю. Симбалисти за разрешение представить здесь результаты нашей совместной работы. Особая моя благодарность У. Фаулеру. Ему я целиком обязан тем, что занимаюсь данной областью астрофизики, а также тем, что при каждом общении с ним я получаю заряд творческой энергии и новых идей. Данная работа вы-

полнена в Чикагском университете при частичной поддержке Национального научного фонда (субсидия AST 78-20402) и Национального управления по авионавигации и исследованию космического пространства (субсидия NSG 7212).

ЛИТЕРАТУРА

1. Alexander E. C., Lewis R. S., Reynolds J. H., Michel M. D. *Science*, **172**, 837, 1971.
2. Amiet J. P., Zeh H. D. *Z. Physik*, **217**, 485, 1968.
3. Anders E., Heymann D. *Science*, **164**, 821, 1969.
4. Arnett W. D. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **11**, 73, 1973.
5. Arnett W. D. *Astrophys. J.*, **218**, 815, 1977.
6. Audouze J., Schramm D. N. *Nature*, **237**, 447, 1972.
7. Blake J. B., Lee T., Schramm D. N. *Nature*, **242**, 98, 1973.
8. Blake J. B., Schramm D. N. *Astrophys. Lett.*, **14**, 207, 1973.
9. Blake J. B., Schramm D. N. *Nature*, **243**, 138, 1973.
10. Blake J. B., Schramm D. N. *Astrophys. Space Sci.*, **30**, 275, 1974.
11. Blake J. B., Schramm D. N. *Astrophys. J.*, **197**, 615, 1975.
12. Blake J. B., Schramm D. N. *Astrophys. J.*, **209**, 846, 1976.
13. Blake J. B., Schramm D. N., Weaver T., Woosley S. *Proc. of the 16-th Int. Cosmic Ray Conf.*, Kyoto, 1979.
14. Browne J. C., Berman B. L. *Nature*, **262**, 197, 1976.
15. Brueckner K. A., Chirico J. H., Jorna S., Melder H. W., Schramm D. N., Seeger P. A. *Phys. Rev. C*, **7**, 2123, 1973.
16. Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F. *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 547, 1957.
17. Cameron A. G. W. *Chalk River Report CRL-41*, 1957.
18. Cameron A. G. W. *In: Explosive Nucleosynthesis*, ed. D. N. Schramm, W. D. Arnett. Austin, Univ. of Texas Press, 1973.
19. Cameron A. G. W., Delano M. D., Truran J. W. *Proc. of the Int. Conf. on the Properties of the Nuclei Far from the Region of Beta-Stability*, Report 70-30, Leyson: CERN, 1970, p. 735.
20. Cameron A. G. W., Truran J. W., *Icarus*, **30**, 447, 1977.
21. Cantalaube Y., Maurette M., Pellas P. *In: Radioactive Dating and Methods of Low Level Counting*. Vienna, Int. Atomic Energy Agency, 1967, p. 213.
22. Clayton D. D. *Astrophys. J.*, **139**, 637, 1964.
23. Clayton D. D. *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, New York; McGraw-Hill, 1968, p. 551.
24. Colgate S. A. *Astrophys. J.*, **163**, 221, 1971.
25. Delano M. D., Cameron A. G. W. *Astrophys. Space Sci.*, **10**, 203, 1971.
26. Fowler W. *Proc. of the 15-th Int. Cosmic Ray Conf.*, Plovdiv, 1977.
27. Fowler W. A. *In: Cosmology, Fusion and Other Matters*, ed. F. Reines, Boulder, Colorado Associated Press, 1972, p. 67.
28. Fowler W. A., Hoyle F. *Ann. Phys.*, **10**, 280, 1960.
29. Fowler W. A., Hoyle F. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **9**, 201, 1964.
30. Gott J. R., III, Gunn J. E., Schramm D. N., Tinsley B. M. *Astrophys. J.*, **194**, 543, 1974.
31. Hainebach K. L., Schramm D. N. *Astrophys. J.*, **212**, 347, 1977.
32. Hess D. C., Marshall R. R., Urey H. C. *Science*, **126**, 1291, 1957.
33. Hillebrandt W., Takahashi K., Kodama T. *Astron. Astrophys.*, **52**, 63, 1976.
34. Hillebrandt W., Thielman F. K. *Astron. Astrophys.*, **58**, 357, 1977.
35. Hohenberg C. M. *Science*, **166**, 212, 1969.
36. Hohenberg C. M., Podosek F. A., Reynolds J. *Science*, **156**, 233, 1967.
37. Holmes J. A., Woosley S. E., Fowler W. A., Zimmerman B. A. *At. Data Nucl. Data Tables*, **18**, 306, 1976.

38. Howard W.M., Nix J.R. *Nature*, **247**, 17, 1974.
39. Hoyle F., Clayton D.D. *Astrophys. J.*, **191**, 705, 1974.
40. Hoyle F., Fowler W.A. *Astrophys. J.*, **132**, 565, 1960.
41. Johns O., Reeves H. *Astrophys. J.*, **202**, 214, 1975.
42. Kazanas D., Schramm D.N., Haimebach K.L. *Nature*, **274**, 672, 1978.
43. Kelly W.R., Wasserburg G.J. *Geophys. Res. Lett.*, **5**, 1079, 1978.
44. Kodama T., Takahashi K., *Nucl. Phys. A*, **239**, 489, 1975.
45. Kohman T.P. *Proc. of the Cosmochemistry Symp.*, Cambridge, Mass., 1972.
46. Kuwoda P.K. *Nature*, **187**, 36, 1960.
47. Lattimer J., Pethick C., Ravenhall G. Preprint, 1978.
48. Lattimer J., Schramm D.N. *Astrophys. J. Lett.*, **192**, L145, 1974.
49. LeBlanc J.M., Wilson J.R. *Astrophys. J.*, **161**, 541, 1970.
50. Lee T. *Rev. Geophys. Space Sci.*, **17**, 1591, 1979.
51. Lee T., Papanastassiou D.A., Wasserburg G.J. *Astrophys. J. Lett.*, **211**, L107, 1977.
52. Lee T., Schramm D.N., Wefel J.P., Blake J.B. *Astrophys. J.*, **232**, 854, 1979.
53. Luck J.M., Birck J.L., Allegre C.J. *Nature*, **283**, 256, 1980.
54. Macklin R.L., Gibbons J.H. *Rev. Mod. Phys.*, **37**, 166, 1965.
55. Maripu S. *At. Data Nucl. Data Tables*, **17**, 489, 1976.
56. Meier D.L., Epstein R.I., Arnett W.D., Schramm D.N. *Astrophys. J.*, **204**, 869, 1976.
57. Molnar M.R. *Astrophys. J.*, **163**, 203, 1971.
58. Myers W. *Droplet Model of Atomic Nuclei*, New York, Plenum Press, 1977.
59. Myers W., Swiatecki W.J. *Nucl. Phys.*, **81**, 1, 1966.
60. Norman E.B., Schramm D.N. *Astrophys. J.*, **228**, 881, 1979.
61. Norman E.B., Schramm D.N., Blake J.B. *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **7**, 553, 1975.
62. Ostriker J.P., Thuan T.X. *Astrophys. J.*, **202**, 353, 1975.
63. Rutherford E. *Nature*, **123**, 313, 1929.
64. Sato K. *Prog. Theor. Phys.*, **51**, 726, 1974.
65. Schramm D.N. *Astrophys. J.*, **185**, 293, 1973; *In: Explosive Nucleosynthesis*, eds. D.N. Schramm, W.D. Arnett, Austin, Univ. of Texas Press, 1973; *Space Sci. Rev.*, **15**, 51, 1973.
66. Schramm D.N. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **12**, 383, 1974.
67. Schramm D.N. *In: Protostars and Planets*, ed. T. Gehrels, Tucson, Univ. of Arizona Press, 1978, p. 384.
68. Schramm D.N. *Nucleonika*, **25**, 1543, 1980.
69. Schramm D.N., Barkat Z. *Astrophys. J.*, **173**, 195, 1972.
70. Schramm D.N., Fiset E. *Astrophys. J.*, **180**, 551, 1973.
71. Schramm D.N., Fowler W.A. *Nature*, **231**, 103, 1971.
72. Schramm D.N., Norman E.B. *Proc. of the Third Int. Conf. on Nuclei Far from Stability*, Cargese, CERN Rep. 76-13, 1976, p. 570.
73. Schramm D.N., Symbalisty E.M. *Rep. Prog. Phys.*, **44**, 293, 1981.
74. Schramm D.N., Wasserburg G.J. *Astrophys. J.*, **163**, 57, 1970.
75. Seeger P. *Proc. of the Symp. on Nuclei Far from Stability*, Lysekil, 1967.
76. Seeger P.A., Fowler W.A., Clayton D.D. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **11**, 121, 1965.
77. Seeger P.A., Schramm D.N. *Astrophys. J. Lett.*, **160**, L157, 1970.
78. Senbetu L. *Phys. Rev. C*, **7**, 1254, 1973.
79. Shirk E., Price P.B. *Astrophys. J.*, **220**, 719, 1978.
80. Symbalisty E.M.D., Yang J., Schramm D.N. *Nature*, **288**, 143, 1980.
81. Takahashi K., Yamada M., Kondoh T. *At. Data Nucl. Data Tables*, **12**, 101, 1973.
82. Talbot R.J., Arnett W.D. *Astrophys. J.*, **186**, 69, 1973.
83. Thielemann F. Ph. D. thesis, Technische Hochschule, Darmstadt, West Germany, 1980.

84. *Tinsley B. M.* *Astrophys. J.*, **198**, 145, 1975.
85. *Truran J. W., Cameron A. G. W.* *Astrophys. Space Sci.*, **14**, 179, 1971.
86. *Truran J. W., Cowan J. J., Cameron A. G. W.* *Astrophys. J. Lett.*, **222**, L63, 1978.
87. *Tsuruta S., Cameron A. G. W.* *Can. J. Phys.*, **43**, 2056, 1965.
88. *Urey H. C.* *Proc. Nat. Acad. Sci. U. S.*, **41**, 127, 1955.
89. *Wasserburg G. J., Schramm D. N., Huneke J. C.* *Astrophys. J. Lett.*, **157**, L91, 1969.
90. *Wasserburg G. J., Huneke J. C., Burnett D. S.* *J. Geophys. Res.*, **74**, 4221, 1969.
91. *Weaver T. A., Woosley S. E., Zimmerman G. B.* *Astrophys. J.*, **225**, 1021, 1978.
92. *Weizsäcker C. F. von.* *Z. Physik*, **96**, 431, 1935.
93. *Wene C. O.* *Astron. Astrophys.*, **44**, 233, 1975.
94. *Wene C. O., Klapdor H. V. J.* *Phys. G6*, 1061, 1980.
95. *Winters R. R., Macklin R. L., Halperin J.* *Phys. Rev. C*, **21**, 563, 1980.
96. *Woosley S. E., Fowler W. A.* *Astrophys. J.*, **233**, 411, 1979.
97. *Woosley S. E., Fowler W. A., Holmes, J. A., Zimmerman B. A.* *At. Data Nucl. Data Tables*, **22**, 371, 1978.

ПРОИСХОЖДЕНИЕ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Ж. Одуз и Х. Ривс

I. ВВЕДЕНИЕ

В обзоре М. Бербидж, Дж. Бербиджа, Фаулера и Хойла [12], оказавшем большое влияние на развитие ядерной астрофизики, процессы нуклеосинтеза, ответственные за образование легких элементов ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$, были названы x -процессом (теперь они называются l -процессом). У. А. Фаулер и его соавторы уже тогда понимали, что эти элементы, характеризующиеся существенно более низкой по отношению к ${}^4\text{He}$, C , N и O распространенностью и довольно низкой стабильностью, не могут образоваться в процессе обычного нуклеосинтеза, происходящего в звездах. Ядра Li , Be и B разрушаются в термоядерных реакциях (p, α) и (p, d), протекающих в звездных недрах при температурах несколько миллионов кельвинов (Li при $T = 2 \cdot 10^6$ К, Be при $4 \cdot 10^6$ К и B при $5 \cdot 10^6$ К). В таких условиях их содержания составляют $\leq 10^{-13}$ (по отношению к H), что по крайней мере в 100 раз ниже наблюдаемых значений.

Еще до обнаружения Хангером [34] и Бонсаком и Гринстейном [11] больших избытков Li в молодых звездах (типа Т Тельца) Фаулер и др. [27] и Хаякава [32] предположили, что Li , Be и B могут образоваться в реакциях скалывания, протекающих в активных с электромагнитной точки зрения областях на поверхностях молодых нестационарных звезд. Эти эндоэнергетические реакции скалывания, кратко описанные в разд. III, могут быть вызваны потоками высокоэнергичных протонов (ϵ больше нескольких мегаэлектронвольт), ускоренных на поверхности таких звезд. Они превращают ядра C , N и O в Li , Be и B . Эту гипотезу детально обсуждали, в частности, Фаулер и др. [28] и Бернас и др. [8]. Оказалось, что данную модель довольно трудно согласовать с крупномасштабной изотопной однородностью вещества Солнечной системы, проявляющейся в отношении изотопов Li , Be и Gd [24].

Райтер и др. [49] отметили, что молодые звезды типа Т Тельца, черпая свою энергию только из гравитационных источников, не способны по энергетическим соображениям синтезировать в реакциях скалывания легкие элементы в количестве, необходимом для объяснения их наблюдаемой распространенности. Развивая идею Петерса, Ривс, Фаулер и Хойл [46] предположили, что легкие элементы могли образоваться при взаимодействии галактических космических лучей с веществом межзвездной среды. Такая точка зрения, детально разработанная в [36],

является сегодня, по-видимому, общепринятой. Однако эта простая схема не лишена трудностей, заключающихся в том, что синтез ${}^7\text{Li}$ и частично также ${}^{11}\text{B}$ нельзя полностью объяснить только действием наблюдаемых потоков галактических космических лучей.

В настоящей главе дается краткий обзор состояния вопроса о распространенности легких элементов, физике реакций скалывания и нуклеосинтезе, вызванном наблюдаемыми потоками галактических космических лучей. Особое внимание уделяется нуклеосинтезу ${}^7\text{Li}$, вскрывающему интересные аспекты физики звезд, среди которых вопрос о влиянии потоков низкоэнергичных космических лучей, сильно модулированных солнечным ветром и солнечной магнитной активностью, нуклеосинтез в красных гигантах, взрывы новых и представляющие особый интерес ранние стадии эволюции Вселенной. И наконец, мы приходим к выводу о том, что легкие элементы Li, Be и B представляют собой уникальный инструмент для анализа космологических проблем, а также для понимания физики космических лучей и химической эволюции галактик.

II. НАБЛЮДАЕМАЯ РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

В звездах и в Солнечной системе проведены обширные наблюдения таких элементов, как литий, бериллий и бор. Астрономом, проявившим наибольшую активность в поиске этих элементов, несомненно является Энн Бёсгаард из Гавайского университета.

Последние определения содержаний Li, Be и B уже описаны в подробных обзорах Бёсгаард [10], Ривса и Мейера [47] и Одуза [2]. Имеющиеся к настоящему времени данные измерений суммированы в табл. 1. Подводя итоги современной ситуации, проанализированной подробно Ривсом и Мейером [47], можно отметить следующие моменты:

Таблица 1

ОБРАЗОВАНИЕ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В МЕЖЗВЕЗДНОМ ВЕЩЕСТВЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Изотоп	Наблюдаемое содержание*	Скорость образования на атом H за 10^{10} лет**
${}^6\text{Li}$	$8 \cdot 10^{-11}$	$8 \cdot 10^{-11}$
${}^7\text{Li}$	10^{-9}	$1,2 \cdot 10^{-10}$
${}^9\text{Be}$	$1,4 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-11}$
${}^{10}\text{B}$	$4 \cdot 10^{-11}$	$8,7 \cdot 10^{-11}$
${}^{11}\text{B}$	$1,6 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{-10}$

* Точность наблюдаемых отношений элементов составляет примерно множитель 2. Точность наблюдаемых отношений изотопов составляет несколько процентов. Приведенные здесь наблюдаемые значения несколько отличаются от приведенных Камероном (гл. 3) значений, которые основаны только на данных по метеоритам.

** Принимается поток галактических космических лучей в минимуме солнечной активности.

а. Литий—это единственный легкий элемент, для которого существует явная корреляция между возрастом (или спектральным классом) и содержанием. В самых старых звездах, т.е. звездах главной последовательности поздних спектральных классов, содержание Li меньше, чем в самых молодых звездах, или звездах главной последовательности ранних спектральных классов. Например, на поверхности Солнца $\text{Li}/\text{H} = 10^{-11}$, а в звездах типа Т Тельца (и в Солнечной системе, за исключением Солнца) $\text{Li}/\text{H} \sim 10^{-9}$. Для Ве и В подобной корреляции не существует. Это означает, что во всех звездах главной последовательности температура вещества на поверхности недостаточно высока, чтобы в значительной мере разрушить Ве и В в термоядерных реакциях за время эволюции звезды. Более того, все данные для звезд и Солнечной системы приводят к оценке ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li} > 10$. У некоторых красных гигантов отношение Li/H, возможно, доходит до 10^{-7} . (См., однако, примечание при корректуре.)

б. Содержание бериллия одинаково в большинстве звезд и на Солнце. Современный верхний предел межзвездного отношения Ве/H подтверждает, что содержание Ве оставалось постоянным по крайней мере в течение последних $8 \cdot 10^9$ лет.

в. Менегуцци и Йорк [38] определили межзвездное содержание В/H в направлении на звезду К Ориона: $\text{V}/\text{H} = (1,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-10}$. Это значение хорошо согласуется со звездными и солнечными содержаниями, а также с недавними определениями содержания бора в метеоритах [20]. (См., однако, работу [62].)

Из-за отсутствия данных измерений других изотопных отношений отношение ${}^{11}\text{B}/{}^{10}\text{B}$ принимается равным 4, как в Солнечной системе (по аналогии с отношением ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$).

III. РЕАКЦИИ СКАЛЫВАНИЯ

Реакции скалывания—это эндознергетические ядерные реакции, протекающие при высоких температурах. Порог любой реакции скалывания составляет по крайней мере несколько мегаэлектронвольт. Реакция заключается в частичном разрушении сложного ядра при столкновении с легким ядром, таким, как Н или He. Основную роль в производстве Li, Ве и В играют реакции скалывания, вызываемые протонами или α -частицами на ядрах С, N и О. Проведена большая работа, как экспериментальная, так и теоретическая, по определению сечений этих реакций. В табл. 2 приведен список ученых и соответствующих лабораторий, принимавших в этом участие.

Первый вывод, который можно сделать из рис. 2, состоит в том, что сечения реакций скалывания при образовании ядер с атомными массами 6, 7, 9–11 несильно различаются (меньше, чем на порядок величины при энергии выше 200 МэВ).

С подобной ситуацией мы сталкиваемся при рассмотрении относительных содержаний ядер, за исключением ${}^7\text{Li}$, в звездах и метеоритах.

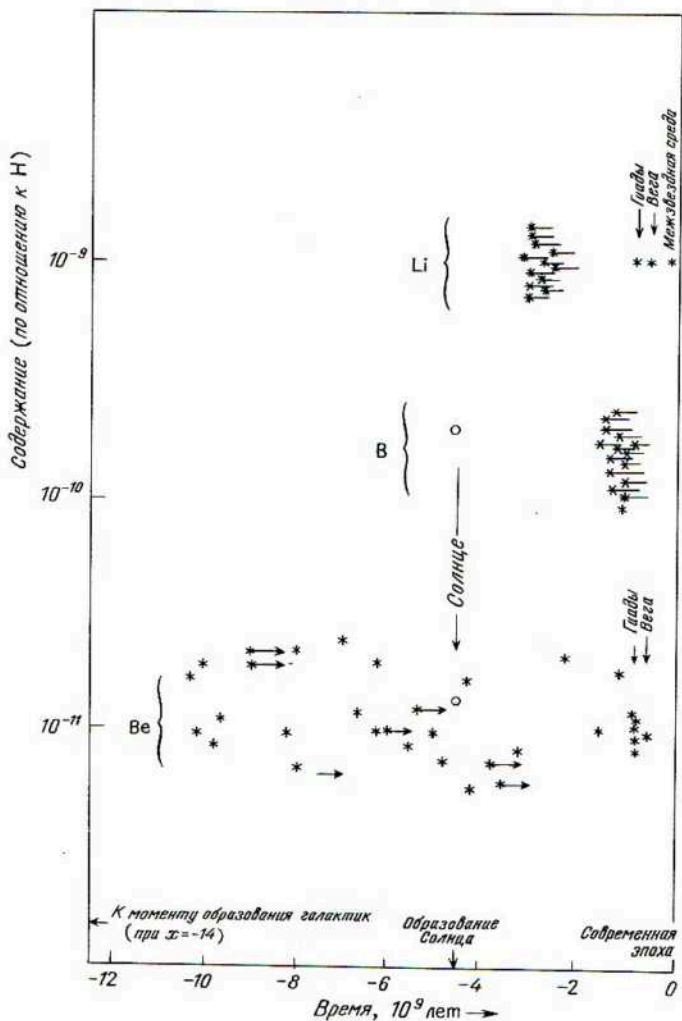
Таблица 2
УЧЕНЫЕ, ЗАНИМАЮЩИЕСЯ ИЗУЧЕНИЕМ РЕАКЦИЙ СКАЛЫВАНИЯ НА ЯДРАХ С, N, O И He, И ЛАБОРАТОРИИ, ГДЕ ПРОВОДЯТСЯ СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Исследователи	Лаборатория	Ускоритель и его местонахождение	Приблизительный диапазон энергий
Бодански, Чэмберлен, Джекобс, Оберг	Вашингтонский университет (Сизгл)	Последовательность ускорителей Ван-де-Граафа	0-20 МэВ
Остин, Чен, Дэвидс, Кинг, Ломер, Пенгабин, Росснер	Мичиганский университет	Циклотрон, Мичиган	20-50 МэВ
Кларк, Глагола, Мэтьюз, Мойл, Вайола	Мэрилендский университет	Циклотрон, Мэриленд	50-90 МэВ
Алар, Авоменз, Костилес, Фара, Рош	Клермон-Ферранский университет, Франция	Циклотрон, Карлсруэ, ФРГ	90-120 МэВ
Берна, Эффер, Фонт, Градштейн, Клапиш, Лестрингет, Перрон, Рейсбек, Ю	Орсе, Франция	Синхродиклотрон Орсе, Франция Циклотрон ЦЕРНа, Швейцария	120-800 МэВ
Бизер, Корк, Грейнер, Хекман, Линдстром	Беркли		
Фонт, Лестрингет, Перрон, Рейсбек, Ю	Орсе, Франция	Ускоритель ЦЕРНа, Швеция	> 2 ГэВ
		Национальная лаборатория ускорителей, Уэстон, Иллинойс	

Напротив, результирующие содержания ядер, синтезируемых в термоядерных реакциях, часто обнаруживают различия на несколько порядков величины (например, в случае CNO-цикла).

Во-вторых, порядок расположения ядерных сечений, за исключением ${}^7\text{Li}$, очень похож на порядок расположения содержаний этих ядер в природе.

Рис. 1. Распространенности Li, Be и B в звездах, в которых начальные содержания этих элементов не были изменены поверхностными термоядерными реакциями. По горизонтальной оси отложен возраст звезд в миллиардах лет, отсчитываемый от современной эпохи в прошлое.



В-третьих, принимая для среднего сечения реакции, ведущей к образованию ${}^9\text{Be}$, значение 5 мбарн и умножая его на поток протонов в галактических космических лучах ($\approx 5 \text{ см}^{-2}$), на отношение числа ядер-мишеней к числу ядер водорода ($\approx 10^{-3}$ для C, N и O) и на средний возраст Галактики ($\approx 10^{10}$ лет), получаем приблизительно $\text{Be}/\text{H} \approx 10^{-11}$, что хорошо согласуется со средним значением для Солнца и звезд (рис. 1).

Эти три факта являются основной причиной, по которой галактические космические лучи считаются наиболее вероятным источником элементов Li, Be и B (${}^7\text{Li}$ заслуживает специального рассмотрения).

IV. ФИЗИКА РЕАКЦИЙ СКАЛЫВАНИЯ

Характерные особенности функций возбуждения реакций скалывания показаны на рис. 2 и 3. Вид кривой $\sigma(E)$ зависит от значения пороговой энергии E_T . При $E_T \leq 20$ МэВ функция $\sigma(E)$ возрастает, проходит довольно крутой максимум при $E_{\text{max}} \approx E_T + 20$ МэВ, а затем плавно уменьшается к асимптотическому значению, которое достигается при $E \sim 100\text{--}150$ МэВ. На плато сечение превышает 10 мбарн. Для реакций скалывания, имеющих большой порог, сечение очень медленно возрастает до асимптотического значения, уровень которого ниже, чем в предыдущем случае.

Понять вид кривой $\sigma(E)$ можно в рамках классической модели Сербера [53]. Согласно этой модели, реакция происходит в два этапа: а) хотя время прохождения бомбардирующей частицей ядра составляет всего $10^{-21}\text{--}10^{-22}$ с, она сталкивается с несколькими нуклонами (как при игре в бильярд) и выбивает их из мишени; б) после этой очень короткой стадии, часто называемой внутриядерным каскадным процессом, оставшееся сильно возбужденное ядро теряет свою энергию возбуждения путем испускания в течение гораздо более длительного времени (10^{-16} с) еще нескольких нуклонов. Эта вторая стадия называется испарением ядра.

Форму кривой сечения $\sigma(E)$, по крайней мере качественно, нетрудно понять. Увеличение $\sigma(E)$ при низких энергиях происходит благодаря относительно большому увеличению свободного объема фазового пространства, пока $E > E(T)$. Величина $\sigma(E)$ достигает максимума, когда открывается более одного канала выделения энергии сколотым ядром. Когда все возможные каналы открыты, сечение остается более или менее постоянным.

На основании этой простой картины Одуз и др. [3] попытались (вслед за Рудстамом [50]) описать реакции скалывания функцией

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-P\Delta A) \exp(-RT^2),$$

где σ_0 пропорционально геометрическому сечению $\sigma_g = \pi r_T^2$ и r_T — радиус ядра-мишени. Член $\exp(-P\Delta A)$ зависит главным образом

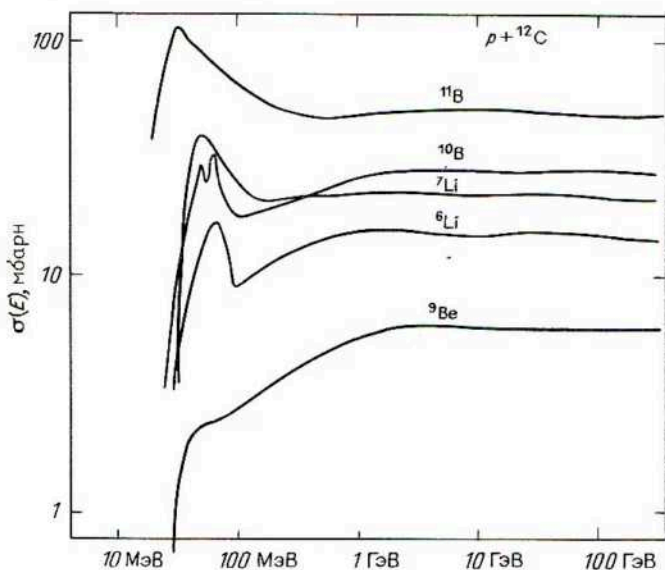
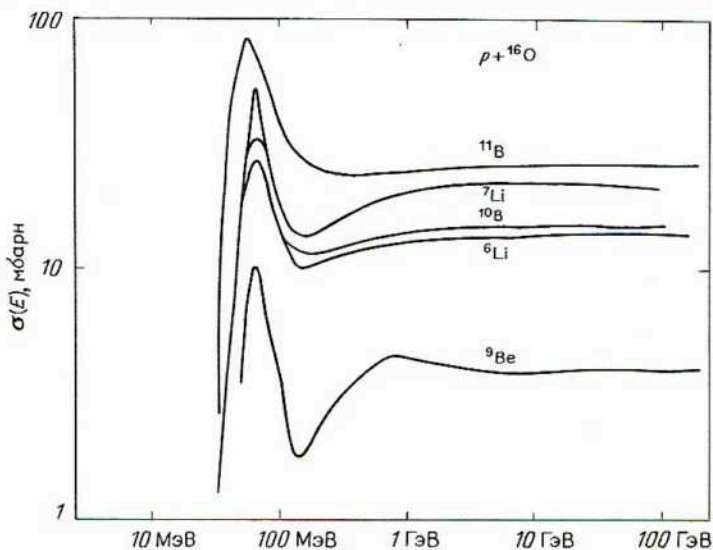


Рис. 2. Вероятность образования различных ядер при столкновении быстрого протона с ^{12}C в зависимости от энергии налетающего протона. Сечения даны в миллибарнах (мбарн). Заметим, что ^{11}B всегда образуется в большем количестве, чем ^{10}B , ^7Li — в большем количестве, чем ^6Li , а Be — в меньшем количестве, чем и Li , и B .

Рис. 3. Вероятность образования различных ядер при столкновении быстрого протона с ^{16}O в зависимости от энергии налетающего протона. Взаимное расположение кривых для различных изотопов получается такое же, как на рис. 2.



от изменения ΔA на первой стадии (ядерный каскадный процесс): $\Delta A = A_T - A_{\text{prod}}$, а P -параметр, зависящий только от энергии. Согласно Ривсу [43], $\sigma(\Delta A)$ пропорционально объему фазового пространства $\Omega(\Delta A)$, который определяется выражением $\Delta \lg \Omega = \Delta S/k = \Delta Q/kT$, где S -энтропия, Q -энергия, которая требуется для отрыва ΔA нуклонов, $\Delta Q = (\Delta Q/\Delta A)\Delta A$, где $\Delta Q/\Delta A = B$ -энергия связи нуклона в мишени. Из этих простых соотношений выводится следующая формула:

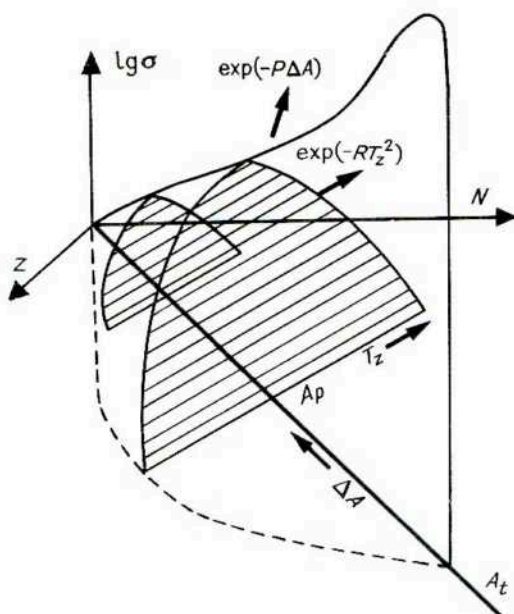
$$\sigma \propto \exp(-B/kT)\Delta A \exp(-P\Delta A).$$

Последний член $\exp(-RT_P^2)$, где $T_P = (|N_P - Z_P|)/2$ -коэффициент симметрии, связан со второй стадией (испарением). Процесс скалывания с большей вероятностью приводит к образованию симметричных ядер (малые T_P), расположенных на дне долины устойчивости (рис. 4), чем к образованию сильно несимметричных ядер.

Зильберберг и Цао [54, 55] специально для астрофизических целей развили полуфеноменологический формализм, основанный на этих довольно простых принципах и на имеющихся экспериментальных данных.

В заключение данного обзора сечений реакций скалывания следует подчеркнуть важную роль реакций ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}$. Они

рис. 4. Распределение экспериментального среднего значения сечения реакций скалывания на плоскости (Z, N) в зависимости от $\Delta A = (A_T - A_P)$ и $T_P = [(N_P - Z_P)/2]$ для симметричной мишени массой $A_T (T_T = 0)$.



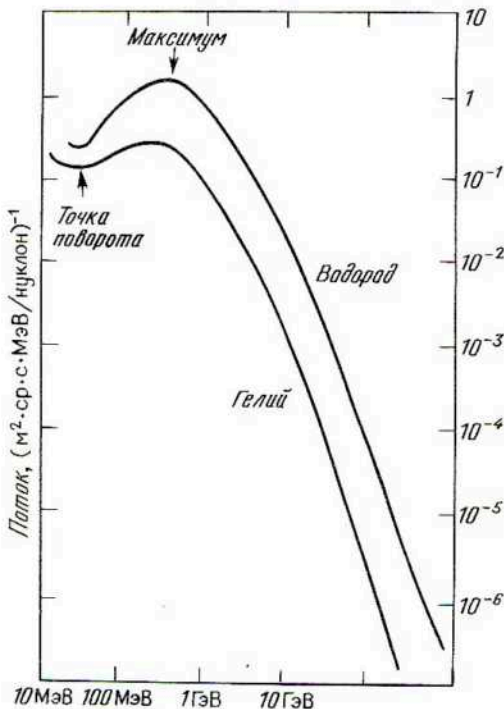
служат источником ${}^6\text{Li}$ и вносят также вклад в образование ${}^7\text{Li}$ вследствие высокого содержания He по сравнению с ядрами C, N и O. Сечения этих реакций были недавно экспериментально определены [30].

V. ОБРАЗОВАНИЕ Li, Be И В КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ

На рис. 5 и 6 представлены основные характеристики галактических космических лучей. На рис. 5 видно, что большинство частиц имеют энергию около 1 ГэВ, поэтому следует ожидать, что Li, Be и B в основном образуются в столкновениях при таких энергиях, при которых сечения реакций скалывания достигают своих асимптотических значений.

Потоки при энергиях ниже 500 МэВ довольно плохо известны, в основном из-за влияния солнечной модуляции. При энергиях ниже не-

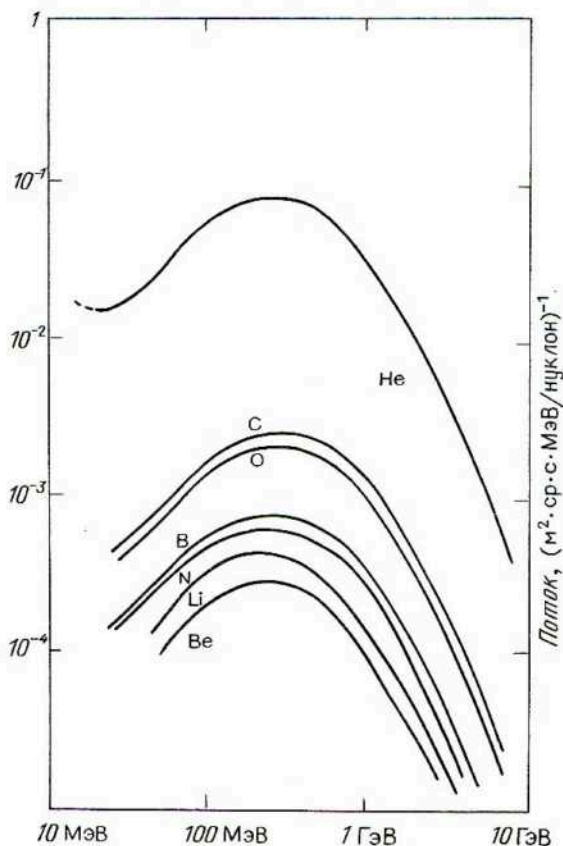
Рис. 5. Энергетический спектр галактических космических лучей, достигающих окрестностей Земли. При всех энергиях содержание водорода примерно в 10 раз больше содержания гелия, как и для распространенностей этих элементов в Галактике. Потоки достигают максимума вблизи 600 МэВ и минимума вблизи 20 МэВ. При более низких энергиях поток опять растет. Возможно, за пределами Солнечной системы этот низкоэнергичный поток гораздо больше.



скольких десятков мегаэлектронвольт наблюдения показывают наличие компонента, поток которого вдали от Солнца, возможно, очень велик. Пренебрежение этим фактом является одной из основных трудностей построения нашей модели.

На рис. 6 показаны распространенности элементов в потоке галактических космических лучей. Крайне примечательная особенность состоит в том, что содержания Li , Be и B (относительно H) на пять порядков величины больше, чем в звездах. Это показывает, что реакции скалывания, вызванные космическими лучами, действительно происходят. Заме-

Рис. 6. Энергетический спектр наиболее распространенных ядер (кроме водорода) в галактических космических лучах. Обратите внимание, что содержания лития, бериллия и бора сравнимы с содержанием азота. Это резко отличается от картины распространенностей этих элементов в Галактике. Заметим также, что содержание бора выше содержания лития, которое в свою очередь выше содержания бериллия. Этот порядок такой же, как для вероятностей соответствующих ядерных реакций.



тим, что содержания располагаются в таком же порядке ($B > Li > Be$), как и сечения, приводящие к образованию данных элементов. Но для содержаний элементов в Галактике имеем $Li > B > Be$ с учетом особого положения 7Li .

Распространение космических лучей в Галактике лучше всего описывается моделью протекающего сосуда [31]. В этой модели предполагается, что галактический диск представляет собой примерно цилиндрический «сосуд», в котором равномерно распределены источники галактических космических лучей. При распространении в межзвездной среде движение космических лучей становится хаотическим под влиянием межзвездных магнитных полей и они ускоряются при взаимодействии с электронами, возникающими при ионизации ими межзвездных атомов. Частицы космических лучей вызывают реакции скалывания на межзвездных ядрах, а многие из них достигают границ «сосуда» и уходят. Эти механизмы учитываются в составленном и решенном Менегуцци и др. [36] уравнении распространения космических лучей. Его решение приводит к экспоненциальному распределению средней длины свободного пробега галактических космических лучей в межзвездном газе:

$$P(X) = \Lambda^{-1} \exp(-X/\Lambda),$$

где Λ — средняя длина свободного пробега относительно реакций скалывания и относительно выхода из диска. Значение $\Lambda \sim 6 \text{ г/см}^2$ соответствует времени пробега $t \sim 4 \cdot 10^6 / n_H$ лет, где n_H — средняя межзвездная концентрация атомов H в единицах 1 см^{-3} . Присутствие в потоке космических лучей ${}^{10}Be$ (период полураспада $1,5 \cdot 10^6$ лет) означает, что $n_H \sim 0,2 \text{ см}^{-3}$ [29], откуда следует, что космические лучи часть жизни проводят в областях низкой плотности над галактическим диском.

Легкие элементы, наблюдаемые на поверхностях звезд, в межзвездной среде и в Солнечной системе, образуются двумя различными механизмами: 1) быстрые частицы H и He, бомбардирующие тяжелые межзвездные ядра, непосредственно образуют межзвездные легкие элементы, 2) быстрые ядра C, N и O, сталкивающиеся с межзвездными ядрами H и He, превращаются в Li, Be и B, входящие в состав галактических космических лучей. Некоторые из этих ядер Li, Be и B замедляются и «загрязняют» межзвездную среду. Если взять наблюдаемый поток космических лучей ($2,6 \cdot 10^{-2}$ протон/(см²·с·ГэВ) при 10 ГэВ/нуклон) со спектром $q(E) \propto W^{-2,7}$, где W — полная энергия на нуклон, то найдем, что 70% легких элементов образуются механизмом 1, остальные 30% — механизмом 2.

Результаты таких вычислений приведены в табл. 1. Если проинтегрировать современный наблюдаемый поток за 10^{10} лет, то получатся наблюдаемые значения содержаний 6Li , 9Be и ${}^{10}B$. Однако видно, что отношение ${}^7Li/{}^6Li$ равно 1,5, а не 12 и отношение ${}^{11}B/{}^{10}B$ — 2,8, а не 4. Таким образом, ясно, что наблюдаемые высокоэнергичные галактические космические лучи не в состоянии образовать весь 7Li и объяснить отношения изотопов B.

Как впервые показали Менегуцци и др. [36], а впоследствии рассматривали многие авторы, низкоэнергичные космические лучи, которые не наблюдаются в Солнечной системе, но потоки которых в окрестности источников космических лучей должны (предположительно) быть большими, могут быть частично ответственны за образование недостающего количества ${}^7\text{Li}$ и ${}^{11}\text{B}$. В пользу такого образования этих двух ядер свидетельствует поведение сечений при низких энергиях. Реакция ${}^{14}\text{N}(p, \alpha){}^{11}\text{C}(\beta^+){}^{11}\text{B}$ имеет самый низкий порог, а реакция ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ имеет низкий порог и довольно высокое сечение [30].

Примером тщательного анализа влияния низкоэнергичных космических лучей на образование легких элементов может служить работа Ривса и Мейера [47], которые использовали проведенные Менегуцци и Ривсом [37] подробные расчеты образования Li, Be и B под действием высокоэнергичных и низкоэнергичных потоков галактических космических лучей. Проведенное ими обсуждение показывает, что отношение изотопов бора в метеоритах, вероятно, можно приписать активности низкоэнергичных частиц (вероятно, существующих в окрестности источников космических лучей), а метеоритное отношение изотопов лития объяснить только этим процессом скорее всего нельзя. Подводя итоги, можно констатировать, что содержания ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ в Галактике, по-видимому, объясняются действием реакций скалывания в межзвездном пространстве. Только часть (0,20–0,40) ${}^7\text{Li}$ объясняется этим процессом, так что надо искать другой источник этого элемента.

VI. НУКЛЕОСИНТЕЗ ${}^7\text{Li}$

Для объяснения образования ${}^7\text{Li}$ можно предложить три возможных класса процессов нуклеосинтеза: а) реакции скалывания, происходящие либо в поверхностных слоях сверхновых и пульсаров, либо под действием «космологических» космических лучей [39], либо при облучении поверхности красных гигантов [15, 16]; б) термоядерные реакции, происходящие либо на стадии красного гиганта [14], либо во взрывающихся объектах, таких, как новые и сверхмассивные звезды; в) космологический нуклеосинтез.

А. Образование ${}^7\text{Li}$ в реакциях скалывания. Хойл и Фаулер [33] и Колгейт [19] предложили простой механизм, посредством которого все легкие элементы (включая не только Li, Be и B, но также и D, образование которого космическими лучами приводит к содержанию, пониженному более чем на два порядка величины) синтезируются в поверхностных слоях сверхновых в реакциях скалывания, обусловленных распространением ударной волны, которая должна приводить к разрушению части имеющихся в поверхностных слоях ядер ${}^4\text{He}$ и C, N и O. К сожалению, у этой модели по крайней мере два недостатка. Наиболее существенный недостаток отметили Уивер и Чаплин [61], показавшие, что в результате сильного охлаждения механизм ударной волны не

обеспечивает необходимого эффекта скалывания. Другая трудность состоит в том, что, даже если данный процесс имеет место, относительные содержания образующихся Li, Be и B сильно отличаются от наблюдаемых [23]. Образование требуемого количества D сопровождается бы избытками ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ и ${}^{11}\text{B}$ в 5–30 раз.

Клейтон и Двек [18] рассмотрели также возможность образования ${}^7\text{Li}$ при столкновениях $\alpha + \alpha$, происходящих в атмосферах молодых пульсаров, однако такой процесс дает слишком низкое отношение ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$. С такой же трудностью сталкивается механизм, в котором предполагается существование «космологических» космических лучей, ускоренных на ранних стадиях эволюции Вселенной (при красных смещениях $z \approx 100$) [39]. Такие потоки догалактических космических лучей объяснили бы спектр космического γ -фона в диапазоне энергий 1–100 МэВ, однако привели бы к заниженному по сравнению с наблюдениями отношению ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$.

Кэнал и др. [15, 16] предложили механизм образования лития в реакциях скалывания на поверхности красных гигантов. Этот процесс также сталкивается с той трудностью, что из-за большого сечения реакции ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li}$, измеренного в [30], результирующее отношение ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ оказывается при характерных физических условиях гораздо меньше 10.

Короче говоря, существование ${}^7\text{Li}$ не удается удовлетворительно объяснить перечисленными высокоэнергичными процессами.

Б. Термоядерное происхождение ${}^7\text{Li}$. Ядро ${}^7\text{Li}$ является единственным нуклидом из пятерки легких изотопов (за исключением ${}^{11}\text{B}$ в некоторых очень ограниченных случаях), который может образоваться в термоядерных реакциях, происходящих в красных гигантах или во взрывающихся объектах, таких, как новые и сверхмассивные звезды. Ядерной реакцией, ответственной во всех этих случаях за его образование, является ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow \gamma + {}^7\text{Be}(e^-, \nu){}^7\text{Li}$. Необходимым условием при этом является быстрое вынесение ${}^7\text{Be}$ из высокотемпературной области с тем, чтобы сам ${}^7\text{Be}$ мог вступить в реакцию ${}^7\text{Be} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$, либо если ${}^7\text{Be}$ распадается с образованием ${}^7\text{Li}$, то ${}^7\text{Li}$ еще легче разрушится в реакции ${}^7\text{Li} + {}^1\text{H} \rightarrow 2\alpha$. Камерон и Фаулер [14] предположили, что ${}^7\text{Li}$ может образоваться таким путем в красных гигантах, в которых в результате вспышек происходит частичное перемешивание богатой ${}^4\text{He}$ зоны с зоной горения H, где может быть значительная концентрация ${}^3\text{He}$. Остается единственное требование, чтобы затем ${}^7\text{Be}$ был эффективно и быстро перенесен из зоны, где происходило перемешивание, в холодную атмосферу красного гиганта.

Уже довольно давно известно (см., например, работу [6]), что взрывной нуклеосинтез, происходящий в богатых H или He слоях, превращает ядра ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Ne}$ в ${}^{13}\text{C}$ (при $T \leq 2 \cdot 10^8$ К), ${}^{15}\text{N}$, ${}^{17}\text{O}$ и ${}^{21}\text{Ne}$ (при $2 \cdot 10^8$ К $\leq T \leq 7 \cdot 10^8$ К). Арнулд и Норгаард [1] и независимо Туссен [57] провели такие вычисления с расширенной сеткой ядерных реак-

ций, включающей ядра с атомными массами в диапазоне от $A > 12$ до самых легких ядер. В своих расчетах они использовали параметрическое задание профиля плотности и температуры ($\rho \propto \rho_0 \exp(-t/t_{\text{exp}})$), где $t_{\text{exp}} \sim 446/\rho_0^{1/2}$ с и $T \propto T_0 \exp(-t/3t_{\text{exp}})$. Арнулд и Норгаард [1] показали, что при взрывах таких богатых водородом зон может быть получен значительный избыток ${}^7\text{Li}$ при $T \sim (2,5-4,5) \cdot 10^8$ К и $\rho_0 \sim 0,1$ г/см³. Они также рассмотрели возможность образования ${}^{11}\text{B}$ в реакции ${}^7\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{C}(\beta^+){}^{11}\text{B}$ и нашли, что значительное количество ${}^{11}\text{B}$ с избытком примерно в 100 раз может образоваться при $T \sim (5-7) \cdot 10^8$ К и $\rho \sim 0,1$ г/см³. Однако их анализ определенно показал, что области температуры и плотности, при которых могут быть достигнуты такие избытки ${}^7\text{Li}$ и ${}^{11}\text{B}$, явно исключают друг друга.

Возможность образования ${}^7\text{Li}$ при взрывах сверхмассивных звезд была исследована Норгаардом и Арнулдом [41] и Норгаардом и Фрикке [42]. Существование таких объектов является гипотетичным, хотя они могли бы дать удовлетворительное объяснение наблюдаемым в ядрах многих сейфертовских галактик очень быстро движущимся облакам. Фрикке [25] предположил, что взрывы таких объектов, если они существуют, могут вызываться взрывным горением H (см. также [4]). Широкий набор моделей сверхмассивных звезд (как с вращением, так и без вращения) мог бы обеспечить избытки ${}^7\text{Li}$ (до 10^3 раз).

Краткий обзор процессов взрывного горения, приводящих к образованию ${}^7\text{Li}$, завершим самым привлекательным механизмом — вспышками новых. Эта возможность наиболее интересна, поскольку в отличие от гипотетических сверхмассивных звезд новые действительно существуют и взрываются. Более того, все данные наблюдений о распространности элементов в новых (см., например, гл. 21 настоящей книги) свидетельствуют о значительном обогащении элементами C, N, O и Ne и служат сильным аргументом в пользу гипотезы о том, что исходной причиной вспышек новых является горячий (CNO—Ne)-цикл (другое название взрывного горения H и He). Возможность синтеза ${}^7\text{Li}$ при вспышках новых не противоречит наблюдениям [26]. Эту возможность проанализировали Старфилд и др. [56] и Вигру и Арнулд [58]. Старфилд и др. [56] рассчитали серию различных моделей быстрых новых, согласующихся с наблюдениями. Во всех случаях коэффициент обогащения для ${}^7\text{Li}$ лежит в пределах от 150 до 300 при начальном содержании ${}^3\text{He}$, равном наблюдаемому на Солнце содержанию. Как Старфилд и др. [56], так и Вигру и Арнулд [58] приходят к заключению, что вспышками новых можно объяснить наблюдаемое содержание ${}^7\text{Li}$, если предположить, что в год в Галактике происходит 25 взрывов новых (что вполне согласуется с наблюдениями), при взрыве в среднем выбрасывается $10^{-4} M_{\odot}$ обогащенного вещества и начальное содержание ${}^3\text{He}$ примерно в 10 раз превышает солнечное. Последнее требование представляется сомнительным, так как современные определения отношения ${}^3\text{He}/\text{H}$ в межзвездной среде, по-видимому, свидетельствуют против того, что содержание ${}^3\text{He}$ превышает солнечное [48].

Для подтверждения данного механизма образования ${}^7\text{Li}$ необходимы более точные определения содержания ${}^7\text{Li}$, особенно попытки регистрации характерной γ -линии вблизи 0,48 МэВ, излучаемой возбужденными ядрами ${}^7\text{Li}$. Это интересная задача для программ будущих запусков спутников, предназначенных для исследований в γ -диапазоне.

Итак, термоядерный механизм, действующий либо во время взрывов новых, либо во время вспышек красных гигантов, можно было бы считать вполне приемлемым для интерпретации недостатка ${}^7\text{Li}$, хотя, вероятно, серьезная трудность связана с очень неопределенным малым отношением ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ в Галактике.

В. Нуклеосинтез ${}^7\text{Li}$ вблизи сингулярности. Обзор наблюдательных свидетельств в пользу существования очень горячей и плотной стадии (сингулярности) в начале расширения Вселенной выполнил Вагонер [59] (см. также гл. 22). Одним из сильнейших аргументов в пользу космологической картины служит правдоподобное образование дейтерия в обычных моделях расширяющейся Вселенной (называемых также стандартной космологической моделью). В этих моделях предполагается, что расширение адиабатическое или изоэнтропийное и что характерное время расширения равно времени свободного падения, т. е. $\propto \rho^{-1/2}$. Когда температура Вселенной на ранней стадии эволюции падает ниже 10^{10} К, нейтроны и протоны уже более не находятся в равновесии и при таких температурах становится возможным протекание таких реакций, как $p + n \rightarrow D + \gamma$, ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$, ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$. Найдено, что в этих простых моделях распространенности синтезируемых элементов зависят только от энтропии на один барион, обратная величина которой представляет собой определяющий плотность барионов параметр h :

$$h = (\rho_0/2,4 \cdot 10^{-26})(2,9/T_0)^3.$$

Этот параметр h пропорционален современной плотности Вселенной. Детальные расчеты нуклеосинтеза в начале расширения [59] показывают, что наблюдаемые содержания ${}^7\text{Li}$ и D хорошо объясняются, если современная плотность Вселенной $\rho_0 = 5 \cdot 10^{-31}$ г/см³, что соответствует открытой (бесконечно расширяющейся) модели Вселенной [45].

Таким образом, недостающий ${}^7\text{Li}$ мог образоваться в процессах космологического нуклеосинтеза. Более того, как впервые предположили Остин и Кинг [7], содержания D и ${}^7\text{Li}$ вместе являются еще более убедительным аргументом в пользу открытой модели Вселенной. Даже если космический ${}^7\text{Li}$ в действительности был образован в других источниках (взрывы новых и прочее), наблюдаемое содержание ${}^7\text{Li}$ дает верхний предел вклада космологического нуклеосинтеза и не противоречит лишь открытой модели Вселенной (при условии, что лептонные числа равны нулю).

Итак, хотя такие процессы в звездах, как взрывы новых, вполне могли частично обеспечить синтез ${}^7\text{Li}$ (а также ${}^3\text{He}$), трудно сказать о них

что-либо более определенное, поскольку много неясностей возникает при рассмотрении параметров, необходимых для оценки вклада этих процессов. К тому же тот факт, что расчеты по модели расширяющейся Вселенной в предположении плотности $\approx 5 \cdot 10^{-31}$ г/см³ действительно дают содержания D, ³He, ⁴He и ⁷Li, хорошо согласующиеся с наблюдениями, говорит о том, что основной вклад в галактическое содержание ⁷Li (и ³He) обусловлен вовсе не процессами в звездах.

VII. ПРОИСХОЖДЕНИЕ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ И АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

С уточнением наших знаний о составе галактических космических лучей, реакциях скалывания, взрывном нуклеосинтезе и ранних стадиях эволюции Вселенной был достигнут прогресс в вопросе о происхождении легких элементов. И обратно, изучение легких элементов является прекрасным инструментом для анализа перечисленных процессов.

1. Наблюдаемый состав легких элементов в галактических космических лучах непосредственно связан с переносом их ядер в межзвездной среде. По их распространенности можно сделать заключение о количестве перенесенного вещества, а по присутствию ¹⁰Be — о длительности распространения.

2. Рассмотрение образования ⁷Li при вспышках в красных гигантах и взрывах новых привело к интересным выводам, касающимся эволюции красных гигантов и возможности нуклеосинтеза при взрывах новых. Вслед за предположением, выдвинутым Камероном и Фаулером [14], много работ было посвящено построению моделей красных гигантов, таких, например, как диффузионная модель [51] и модель перемешивания путем восходящих струй [52], в которых очень эффективно происходит перемешивание зон, богатых водородом и гелием, приводящее к обогащению изотопами ¹³C, ⁷Li и элементами, образованными в s-процессе. Вигру и Арнулд [58] обратили внимание на то, что если предположить повышенное исходное содержание ³He в новых, то в масштабах всей Галактики они могут снабдить ее достаточным количеством ¹⁵N, ¹⁷O и ⁷Li. Таким образом, наличие ⁷Li в красных гигантах или во вспышках новых наложило бы существенные ограничения на модели этих звезд.

3. Ранее мы обсуждали вопрос о том, какую роль может играть ⁷Li в космологии. Совместные данные по распространенности ⁷Li и D (плюс также ³He и ⁴He) являются сильным аргументом в пользу открытой модели Вселенной, если (как это, видимо, следует из современной теории физики элементарных частиц) электронное лептонное число L_e много меньше единицы.

4. В этом обзоре мы касались только происхождения легких элементов. Тем не менее из-за особого характера процессов их синтеза легкие элементы служат ценным инструментом для построения моделей химической эволюции галактик [5, 47]. В цитированных работах указывает-

ся, что квазипостоянный уровень содержания Ва при характерных временах, достигающих $8 \cdot 10^9$ лет, может свидетельствовать о том, что существует приток свежего вещества в галактический диск со скоростью ($\sim 2 M_{\odot}/\text{год}$), сравнимой со скоростью расхода массы на образование звезд, либо о том, что средний поток галактических космических лучей меньше местного потока, как следует из недавних наблюдений космических γ -лучей со спутника COS-B.

Такие волнующие проблемы, как эволюция галактик, происхождение космических лучей и эволюция активных звезд, тесно связаны с вопросом о нуклеосинтезе легких элементов. Неоценимую пользу для развития этой очень интересной области принесли интуиция и энтузиазм Уильяма Фаулера, с которым авторы настоящего обзора имели удовольствие общаться и сотрудничать.

ПРИЛОЖЕНИЕ: РАБОТА ФАУЛера, ГРИНСТЕЙНА И ХОЙЛА И ПРОТОСОЛНЕЧНАЯ ОВ-АССОЦИАЦИЯ

В схеме нуклеосинтеза, рассмотренной Фаулером, Гринстейном и Хойлом в 1962 г. [28], происхождение легких элементов (*l*-элементов) они приписывали ускорению высокоэнергичных частиц в окрестности молодого Солнца. Имеется много указаний на то, что эта картина, возможно, не так далека от истины. Сущность ее в том, чтобы заменить «молодое Солнце» «протосолнечной ОВ-ассоциацией».

Звездные ОВ-ассоциации становятся объектами все большего внимания. Происходящие в них физические процессы могут дать информацию, имеющую решающее значение для понимания многих астрофизических проблем, таких, как нуклеосинтез, происхождение космических лучей и происхождение Солнечной системы.

Время существования таких ассоциаций до их рассеяния составляет 10^7 лет [9]. Это время превышает время жизни звезд массой больше $16 M_{\odot}$, проэволюционировавшее вещество которых рассеивается по всей ассоциации. Статистика звезд показывает, что около десяти остатков сверхновых должны загрязнить типичную ассоциацию за время ее существования [44]. Наблюдения продуктов распада исчезнувших короткоживущих радиоактивных изотопов в метеоритах [35, 60] с большой вероятностью свидетельствуют о том, что Солнечная система образовалась в ассоциации, которая уже была загрязнена сверхновыми.

С γ -спутника COS-B были обнаружены точечные источники γ -излучения, расположенные на очень малом характерном расстоянии над плоскостью Галактики (≈ 100 пс). Подробный анализ этих объектов [17, 39], показал, что источники γ -излучения связаны с ОВ-звездами и ОВ-ассоциациями, откуда следует взаимосвязь происхождения космических лучей с протекающими в таких ассоциациях процессами. Отсюда имеем следующую цепочку: *l*-элементы – космические лучи – ОВ-ассоциации.

В самой протосолнечной ассоциации могло образоваться до 10% наблюдаемых в Солнечной системе *l*-элементов. Поскольку изотоп ^{10}Be

имеет период полураспада $1,5 \cdot 10^6$ лет, это предположение можно было бы проверить, проведя поиски аномалий отношения $^{11}\text{B}/^{10}\text{B}$ в веществе Солнечной системы [44].

Примечание при корректуре. Недавно М. Спайт и Ф. Спайт закончили новое любопытное определение содержания Li на поверхности нескольких звезд-карликов населения II (M. Spite, F. Spite. IAU Coll. No. 68, 1981). Они использовали приемник типа «Ретикон», установленный в фокусе куде Канадско-французско-гавайского телескопа на Гавайях, и обнаружили, что у этих старых звезд гало отношение $\text{Li}/\text{H} \sim 10^{-10}$ для $\theta_{\text{eff}} < 0,92$ (независимо от эффективной температуры). Либо во всех этих звездах, которые должны иметь различный поверхностный химический состав, одинаково изменилось содержание Li от 10^{-9} к 10^{-10} (в отличие от старых карликов диска с теми же θ_{eff}), либо космологическое значение Li составляет $\sim 10^{-10}$. В последнем случае Вселенная явно была бы открытой и весь литий, наблюдаемый в Солнечной системе, молодых звездах и межзвездной среде в окрестности Солнца, был бы синтезирован при термоядерных реакциях в новых звездах или красных гигантах (J. Audouze Vatican Study Proc., 1981).

ЛИТЕРАТУРА

1. Arnould M., Norgaard H. *Astron. Astrophys.*, **42**, 55, 1975.
2. Audouze J. In: Proc. of the 1980 Erice Int. School on Nuclear Astrophys., ed. D. Wilkinson, Oxford, Pergamon Press, 1981.
3. Audouze J., Epherre M., Reeves H. *Nucl. Phys.*, **97**, 144, 1967.
4. Audouze J., Fricke K.H. *Astrophys. J.*, **186**, 239, 1973.
5. Audouze J., Tinsley B.M. *Astrophys. J.*, **192**, 487, 1974.
6. Audouze J., Truran J.W., Zimmerman B.A. *Astrophys. J.*, **182**, 839, 1973.
7. Austin S.M., King C.H. *Nature*, **269**, 782, 1977.
8. Bernas R., Gradsztajn E., Reeves H., Schatzman E. *Ann. Phys. (N.Y.)*, **44**, 426, 1967.
9. Blaauw A. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **2**, 213, 1964.
10. Boesgaard A.M. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **88**, 353, 1976.
11. Bonsack W.K., Greenstein J.L. *Astrophys. J.*, **131**, 83, 1960.
12. Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A., Hoyle F. *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 547, 1957.
13. Cameron A.G.W., Colgate S.A., Grossman L. *Nature*, **243**, 204, 1973.
14. Cameron A.G.W., Fowler W.A. *Astrophys. J.*, **164**, 11, 1971.
15. Canal R., Isern J., Sanahuja B. *Astrophys. J.*, **200**, 646, 1975.
16. Canal R., Isern J., Sanahuja B. *Astrophys. J.*, **235**, 504, 1980.
17. Cassé M., Paul J. *Astrophys. J.*, **258**, 860, 1982.
18. Clayton D.D., Dwek E. *Astrophys. J. Lett.*, **206**, L59, 1976.
19. Colgate S.A. *Astrophys. J. Lett.*, **181**, L53, 1973.
20. Curtis D., Gladney E., Jurney E. *Geochim. Cosmochim. Acta*, **44**, 1945, 1980.
21. David Y., Reeves H. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **A296**, 415, 1980.
22. David Y., Reeves H. In: *Physical Cosmology*, eds. R. Balian, J. Audouze, D.N. Schramm, Amsterdam, North-Holland, 1981.
23. Epstein R.I., Arnett W.D., Schramm D.N. *Astrophys. J. Lett.*, **190**, L13, 1974.
24. Eugster O., Tera F., Burnett D.S., Wasserburg G.J. *J. Geophys. Res.*, **75**, 2753, 1970.
25. Fricke K.J. *Astrophys. J.*, **183**, 941, 1973.

26. *Friedjung J.* *Astron. Astrophys.*, **77**, 357, 1979.
27. *Fowler W.A., Burbidge G.R., Burbidge E.M.* *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **2**, 167, 1955.
28. *Fowler W.A., Greenstein J.L., Hoyle F.* *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **6**, 148, 1962.
29. *Garcia-Munoz M., Mason G.M., Simpson J.A.* *Astrophys. J.*, **217**, 859, 1977.
30. *Glagola B.G., Mathews G.J., Brener H.F., Viola V.E., Ross P.G., Nadosen A., Austin S.M.* *Phys. Rev. Lett.*, **41**, 1698, 1978.
31. *Gloecker G., Jokipii J.R.* *Phys. Rev. Lett.*, **22**, 1448, 1969.
32. *Hayakawa S.* *Prog. Theor. Phys.*, **13**, 464, 1955.
33. *Hoyle F., Fowler W.A.* *Nature*, **241**, 384, 1973.
34. *Hunger K.* *Astron. J.*, **62**, 294, 1957.
35. *Kirstein T.* In: *The Origin of the Solar System*, ed. S.F. Dermott, New York, John Wiley, 1978, p. 267.
36. *Meneguzzi M., Audouze J., Reeves H.* *Astron. Astrophys.*, **15**, 337, 1971.
37. *Meneguzzi M., Reeves H.* *Astron. Astrophys.*, **40**, 99, 1974.
38. *Meneguzzi M., York D.G.* *Astrophys. J. Lett.*, **235**, L111, 1980.
39. *Montmerle T.* *Astrophys. J.*, **217**, 878, 1977.
40. *Montmerle T.* *Astrophys. J.*, **231**, 95, 1979.
41. *Norgaard H., Arnould M.* *Astron. Astrophys.*, **40**, 331, 1975.
42. *Norgaard H., Fricke K.J.* *Astron. Astrophys.*, **49**, 337, 1976.
43. *Reeves H.* In: *Origin of Cosmic Rays*, eds. J.L. Osborne, A.W. Wolfendale, Dordrecht, Reidel, 1975, p. 135.
44. *Reeves H.* *Astrophys. J.*, **231**, 229, 1979.
45. *Reeves H., Audouze J., Fowler W.A., Schramm D.N.* *Astrophys. J.*, **179**, 909, 1973.
46. *Reeves H., Fowler W.A., Hoyle F.* *Nature*, **226**, 727, 1970.
47. *Reeves H., Meyer J.P.* *Astrophys. J.*, **226**, 613, 1978.
48. *Rood R.T., Wilson T.L., Steigman G.* *Astrophys. J. Lett.*, **227**, L97, 1979.
49. *Ryter C., Reeves H., Gradsztajn E., Audouze J.* *Astron. Astrophys.*, **8**, 389, 1970.
50. *Rudstam G.* *Z. Naturforsch.*, **21a**, 1927, 1966.
51. *Sackmann I.-J., Smith R.L., Despain K.H.* *Astrophys. J.*, **187**, 555, 1974.
52. *Scalo J.M., Ulrich R.K.* *Astrophys. J.*, **183**, 151, 1973.
53. *Serber R.* *Phys. Rev.*, **72**, 1114, 1947.
54. *Silberberg R., Tsao C.H.* *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **25**, 315, 1973.
55. *Silberberg R., Tsao C.H.* *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **25**, 335, 1973.
56. *Starrfield S., Truran J.W., Sparks W.M., Arnould M.* *Astrophys. J.*, **222**, 600, 1978.
57. *Toussaint J.* These de 3ème cycle, Univ. de Paris XI, не опубликовано.
58. *Vigroux L., Arnould M.* In: *Les Éléments et leurs isotopes dans l'univers*, Liège, Presses Univ., 1979, p. 47.
59. *Wagoner R.V.* *Astrophys. J.*, **179**, 343, 1973.
60. *Wasserburg G.J., Papanastassiou D.A., Lee T.* In: *Les Éléments et leurs isotopes dans l'univers*, Liège, Press Univ., 1979, p. 203.
61. *Weaver T.A., Chapline G.F.* *Astrophys. J. Lett.*, **192**, L57, 1974.
62. *Weller M.R., Furst M., Tombrello T.A., Burnett D.S.* *Astrophys. J. Lett.*, **214**, L39, 1977.