

УДК 524.3-54

РОЛЬ НЕТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В ЗВЕЗДАХ АВГ: СИНТЕЗ БОРА

© 2004 г. А. И. Шапиро*

Астрономический институт им. В.В. Соболева
Санкт-Петербургского государственного университета

Поступила в редакцию 06.08.2003 г.

Рассмотрено влияние поглощения не успевших термализоваться нейтронов на нуклеосинтез в звездах асимптотической ветви гигантов (эффект Петрова–Шляхтера). Показано, что захват нетепловых нейтронов азотом возможен по ранее не рассматривавшемуся каналу $^{14}\text{N}(n, \alpha)^{11}\text{B}$. Поскольку концентрация протонов в области частичного перемешивания низка, это приводит к заметной концентрации бора. Вследствие специфических процессов возможен вынос этого бора на поверхность звезды. Выполнен анализ концентрации бора в зависимости от принимаемых параметров зоны частичного перемешивания.

Ключевые слова: звезды, физические процессы, нуклеосинтез.

THE ROLE OF EPITHERMAL NEUTRONS IN AGB STARS: BORON SYNTHESIS, *by A. I. Shapiro*. We consider the influence of the absorption of epithermal neutrons on the nucleosynthesis in asymptotic-giant-branch stars (the Petrov–Shlyakhter effect). We show that epithermal neutrons can be captured by nitrogen through the hitherto unanalyzed channel $^{14}\text{N}(n, \alpha)^{11}\text{B}$. Since the proton density in the zone of partial mixing is low, this process results in an appreciable boron density. This boron can be dredged up to the stellar surface by peculiar processes. We analyze the boron density as a function of the assumed parameters for the zone of partial mixing.

Key words: stars, physical processes, nucleosynthesis.

ВВЕДЕНИЕ

Основными природными котлами, где происходят реакции захвата нейтронов, являются звезды асимптотической ветви гигантов (АВГ). Подробное описание строения этих звезд и протекания в них нуклеосинтеза дается в работах Страниеро и др. (1995), Блокера (1999), Олофсона (1999), Мовлави (1999), Гориели и Мовлави (2000).

Главным источником нейтронов в не очень массивных звездах ($M \leq 6M_{\odot}$) является реакция $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$. Образующиеся в ней нейтроны имеют начальную энергию ~ 2 МэВ, что намного превосходит тепловую энергию в зоне частичного перемешивания (~ 10 кэВ). Таким образом, перед тем как термализоваться, нейтроны должны испытать ряд рассеяний на тяжелых ядрах, постепенно теряя энергию. Поэтому наряду с тепловыми нейтронами (с максвелловским распределением по энергиям) в спектре будут присутствовать и более энергичные замедляющиеся нейтроны. Они будут

образовывать своеобразный пик в его надтепловой области (см. рис. 1). Доля таких нейтронов очень мала (см. конец раздела 3). Однако сечения

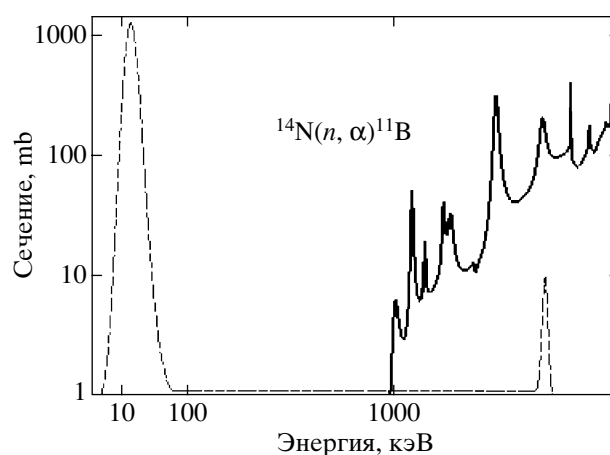


Рис. 1. Сечение $\sigma_a(E)$ реакции $^{14}\text{N}(n, \alpha)^{11}\text{B}$ (сплошная кривая) в сопоставлении с ходом величины $\phi(E)E$ (штриховая кривая; не в масштабе).

*Электронный адрес: AlexSh82@mail.ru

захвата для некоторых реакций сильно возрастают с увеличением энергии нейтронов. Поэтому, несмотря на небольшое количество не успевших еще термализоваться нейтронов, скорости этих реакций могут значительно возрасти. Эта идея была впервые сформулирована Петровым и Шляхтером (1986, 1988). В дальнейшем увеличение скоростей реакций из-за присутствия нетепловых нейтронов будем называть эффектом Петрова—Шляхтера.

Развитием данного подхода является идея рассмотрения обычно не учитываемых реакций, протекание которых возможно *только* на нетепловых нейтронах. Сечение таких реакций в тепловой области должно быть равно нулю, в надтепловой же должно достигать значительной величины. Одной из таких реакций оказывается реакция синтеза бора: $^{14}\text{N}(n, \alpha)^{11}\text{B}$. В области надтепловой пика ее сечение имеет довольно большую величину (~ 300 mb). Поэтому следует ожидать, что данная реакция может привести к образованию заметного количества бора и являться новым механизмом синтеза бора во Вселенной. Настоящая работа посвящена исследованию предложенного механизма синтеза бора на нетепловых нейтронах.

Изложение построено следующим образом. В разделе 1 приводятся общие сведения о строении звезд асимптотической ветви гигантов и образовании необходимой для нуклеосинтеза зоны частичного перемешивания. В разделе 2 описывается построение уточненного спектра нейтронов (с учетом нетепловых). Раздел 3 посвящен непосредственно синтезу бора. Он составляет основную часть работы. Далее описывается влияние изменения температуры на синтез бора. В заключении оценивается общее количество синтезируемого бора и процесс его выноса из зоны частичного перемешивания.

1. ЗОНА ЧАСТИЧНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ В ЗВЕЗДАХ АВГ

В центре звезды АВГ находится углеродно-кислородное ядро. Его окружают очень небольшие по массе (тысячные доли массы Солнца) слоевые источники энергии — гелиевый и водородный. Они разделены также не очень массивным промежуточным гелиевым слоем. Над источниками находится протяженная водородная оболочка.

Для протекания реакции рождения нейтронов $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ необходимо занести в гелиевые слои углерод и водород. Ключевым моментом оказывается то, что горение гелиевого источника протекает нестационарно. Большую часть времени гелий не горит, но приблизительно раз в 10^4 лет происходит вспышки. Во время вспышки гелиевый источник выделяет много энергии и вместе с промежуточной гелиевой областью становится конвективным. При

этом происходит обогащение гелиевых слоев углеродом.

Процесс обогащения водородом немного сложнее. Непосредственно во время вспышки водород в гелиевые слои не подмешивается. Это связано с тем, что граница внешней водородной конвективной оболочки удаляется от ядра, “убегая” от внутренней конвективной зоны между ядерными источниками. Вследствие этого перемешивания гелиевых и водородных слоев не происходит.

После завершения гелиевой вспышки, когда конвекция во внутренних слоях уже затухла, но водородный источник еще не зажегся, граница внешней конвективной водородной оболочки начинает возвращаться к прежнему положению — к слоям, которые также участвовали в конвективном перемешивании (во внутренних конвективных слоях). Таким образом, она подходит к области со скачком химического состава, а следовательно, и со скачком непрозрачности. При этом граница области конвекции оказывается неустойчивой. Происходит проникновение конвекции за шварцшильдовскую границу. В результате этого скачок химического состава начинает двигаться вглубь, и конвекция захватывает все новые и новые слои. Подробное качественное описание этого процесса приведено в статье Мовлави (1999). Происходит так называемый конвективный черпок (third dredge-up). Он продолжается около сотни лет. Одним из следствий такого черпка является вынос на поверхность углерода и продуктов нуклеосинтеза.

Для рождения нейтронов одного конвективного черпка недостаточно. Необходим механизм, способный занести протоны далеко вглубь слоевых источников. Также очень важно наличие слоя, слабо загрязненного протонами, так как при больших протонных концентрациях образуется много азота, который поглощает почти все нейтроны, не оставляя ничего для s -процесса. Такой механизм был введен Ибенем и Рензини (1982) и получил название частичного перемешивания (partial mixing). Во время конвективного черпка вследствие частичного перемешивания водород проникает глубоко внутрь области между слоевыми источниками. Следует подчеркнуть, что физические причины, вызывающие частичное перемешивание, до сих пор окончательно не ясны. Существует несколько различных гипотез (см., например, Денисенков, Тоут, 2003).

В данной работе, как и в большинстве работ, посвященных s -процессу в звездах АВГ, для описания степени загрязнения принимается экспоненциально спадающий вглубь звезды ход концентрации протонов. В работе Гориели и Мовлави (2000) приводится качественный анализ погрешностей, к которым может привести произвольное принятие экспоненциального профиля. Следует отметить, что влияние хода профиля протонного загрязнения

на синтез бора существенно слабее, чем на стандартный синтез элементов в s -процессе (обсуждение см. ниже, в первой части раздела 5).

В результате частичного перемешивания образуется зона, содержащая одновременно водород, гелий и углерод — так называемая зона частичного перемешивания. В этой зоне начинают протекать первые две реакции стандартного CNO-цикла: $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+ \nu)^{13}\text{C}$. Образующийся ^{13}C реагирует с гелием ($^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$), поставляя нейтроны для нуклеосинтеза, протекающего в зоне частичного перемешивания между последовательными конвективными черпками. Данная реакция является основным источником нейтронов для не очень массивных звезд ($M \leq 6M_{\odot}$).

Следует отметить, что в более массивных звездах температура в зоне частичного перемешивания больше, и основную роль в производстве нейтронов играет реакция $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Она важна также и в менее массивных звездах при вторичной нейтронной вспышке, когда продукты нуклеосинтеза зоны частичного перемешивания диффундируют вниз к более горячим слоям и, взаимодействуя с гелием, образуют ^{22}Ne , который сразу же сгорает на ядрах гелия (Гориели, Мовлави, 2000). Однако обычно считается, что влияние вторичной вспышки на общий нуклеосинтез невелико. Кроме того, энергия нейтронов, образующихся при горении неона (≈ 0.5 МэВ), существенно ближе к тепловой, чем при горении углерода (≈ 2 МэВ), так что и поправки к спектру для “неоновых” нейтронов должны быть значительно меньше. Поэтому в данной работе эффект Петрова–Шляхтера рассматривается только в применении к реакции $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$.

2. СПЕКТР НЕЙТРОНОВ

Энергия образующихся в реакции $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ нейтронов определяется относительной скоростью ядер ^{13}C и ^4He до взаимодействия, скоростью их центра масс и углом рассеяния (Уильямс, 1971; Петров, Шляхтер, 1986, 1988).

Получающийся спектр рождающихся нейтронов можно аппроксимировать выражением

$$f(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}\Delta} e^{-\left(\frac{E-E_0}{\Delta/2}\right)^2}, \quad (1)$$

$$E_0 = \lambda \left(Q + 0.00122(Z_1^2 Z_2^2 A_r T_6^2) \right)^{1/3},$$

где Q — энергия, выделяющаяся при реакции, $\lambda = 1 - \frac{1}{A}$, $A_r = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$, $A = A_1 + A_2$, а A_1 , A_2 и Z_1 , Z_2 соответственно относительные массы и заряды ядер ^{13}C и ^4He .

Дисперсия дается выражением

$$\Delta = \sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_2^2}, \quad \Delta_1 = \frac{4}{\sqrt{3}}(\epsilon_0 kT)^{1/2},$$

$$\Delta_2 = \frac{4\sqrt{kTE_0}}{\sqrt{A}\lambda},$$

где $\epsilon_0 = (bkT/2)^{2/3}$ — наиболее вероятная энергия взаимодействия ядер ^{13}C и ^4He , а $b = 31.28 Z_1 Z_2 A^{1/2}$ кэВ $^{1/2}$.

Сразу после образования нейтроны начинают испытывать упругие столкновения, в основном с ^4He . В результате таких столкновений (рассеяний) нейтроны, очевидно, будут замедляться, и их энергия будет постепенно приближаться к тепловой.

Используя статистические соображения (количество нейтронов с заданной энергией E постоянно), можно получить асимптотическое выражение для спектра потока нетепловых нейтронов $\phi_f(E)$ (Вейнберг, Вигнер, 1959; Петров, Шляхтер, 1988):

$$\phi_f(E) = \frac{f(E)}{\Sigma_s(E)} + \frac{1}{\xi \Sigma_s(E) E} \int_E^{\infty} f(E') dE', \quad (2)$$

где $\Sigma_s(E)$ — сечение рассеяния, $\xi = 1 + \epsilon \ln \epsilon / (1 - \epsilon)$, $\epsilon = ((A_s - 1)/(A_s + 1))^2$, A_s — атомный вес замедлителя. Здесь первое слагаемое соответствует нейтронам, образующимся непосредственно с энергией E , второе — нейтронам, получившим эту энергию после ряда рассеяний. При выводе (2) используется модель сферически-симметричного рассеяния. Поглощение нетепловых нейтронов не учитывается.

Вблизи тепловой энергии при рассеянии начинают сказываться тепловые скорости ядер ^4He . При этом после рассеяния энергия нейтрона может как уменьшиться, так и увеличиться. В итоге рассеяния ведут к установлению максвелловского распределения

$$\phi_{\text{th}}(E) = \phi_{\text{th}} \frac{E}{T^2} e^{-E/T}. \quad (3)$$

Приближенный вид спектра можно получить следующим образом. Выбирается некая граничная энергия E_G такая, что $\phi_f(E_G) = \phi_{\text{th}}(E_G)$. Далее полагают

$$\phi(E) = \begin{cases} \phi_f(E), & E \geq E_G, \\ \phi_{\text{th}}(E), & E \leq E_G. \end{cases} \quad (4)$$

Очевидно, что такое представление описывает переход между тепловым спектром и замедляющимися нейтронами довольно грубо. Кроме того, замедляющиеся нейтроны немного изменяют спектр и в тепловой области. Такое изменение будет равносильно небольшому повышению температуры

максвелловского спектра (Малани, 1988). Однако в дальнейших расчетах неточностью, возникающей вследствие принятия (4), можно пренебречь.

Теперь остается связать выражения для потока (2) и (3) через нормировочный множитель ϕ_{th} . Этот множитель по сути дела отвечает за долю нетепловых нейтронов в общем спектре. Он определяется из условия, что количество рождающихся в единицу времени нейтронов равно количеству поглощаемых. Так как спектр рождающихся нейтронов нормирован на единицу, должно выполняться условие

$$\phi_{th} \int_0^{E_G} \frac{E}{T^2} e^{-E/T} \sigma_a(E) dE = 1, \quad (5)$$

где $\sigma_a(E)$ — сечение захвата нейтронов.

Основными механизмами поглощения нейтронов служат реакции (n, γ) и реакция $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$. Данные о скоростях этих реакций были взяты соответственно из работы Бао и др. (2000) и из базы данных <http://www.nndc.bnl.gov>.

Для характеристики спектра используется величина γ , пропорциональная доле нетепловых нейтронов в общем спектре, называемая жесткостью:

$$\gamma = \frac{\Sigma_a}{\xi \Sigma_s}, \quad (6)$$

где Σ_a и Σ_s — соответственно полные сечения поглощения и рассеяния нейтронов, рассчитанные на единицу объема.

Для слоя с химическим составом как на Солнце после прохождения в его веществе реакций CNO-цикла при температуре $T_6 = 90$ и подмешивания 23% ^{12}C (см., например, Гориели, Мовлави, 2000) имеем $\gamma \approx 10^{-5}$. Очевидно, с увеличением полного нейтронного сечения поглощения жесткость растет, и доля нетепловых нейтронов в спектре увеличивается.

Как указывалось ранее, эффект Петрова—Шляхтера может значительно увеличить скорости некоторых реакций и тем самым повлиять на процесс нуклеосинтеза в звездах АВГ.

Вначале для поиска таких реакций использовался список из статьи Денисенкова и Тоута (2003), включающий реакции на ядрах с небольшими атомными номерами (от ^1H до ^{28}Si). Очевидно, что учет нетепловых нейтронов может сильно увеличить скорость реакции, если она сопровождается рождением двух заряженных частиц, так как в этом случае сечение может резко возрасти при увеличении энергии (даже без учета влияния резонансов). Таким образом, рассматривать, например, (n, γ) реакции смысла не имеет, так как их сечение для ядер с небольшими атомными номерами примерно

обратно пропорционально относительной скорости нейтрона и ядра.

Поэтому вычисления проводились для следующих трех реакций: $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$, $^{21}\text{Ne}(n, \alpha)^{18}\text{O}$, $^{25}\text{Mg}(n, \alpha)^{22}\text{Ne}$. Оказалось, что, несмотря на значительное увеличение скорости последней реакции, нетепловые нейтроны практически не меняют картину нуклеосинтеза ни для одного из участвующих в этих реакциях нуклидов. Это связано с исключительно малой скоростью протекания данной реакции. Учет увеличения ее скорости практически не отразится на концентрациях как магния, так и неона. Это, однако, не исключает возможные изменения в кинетике нуклеосинтеза при учете реакций на более тяжелых ядрах (список кандидатов в такие реакции с оценками увеличения их скоростей при различных температурах и жесткостях спектра приведен в работах Петрова и Шляхтера, 1986, 1988).

Затем был рассмотрен ряд реакций, протекание которых возможно *только* на нетепловых нейтронах: $^{19}\text{F}(n, \alpha)^{16}\text{N}(\beta^-)^{16}\text{O}$, $^{24}\text{Mg}(n, \alpha)^{21}\text{Ne}$, $^{23}\text{Na}(n, \alpha)^{20}\text{F}(\beta^-)^{20}\text{Ne}$, $^{14}\text{N}(n, \alpha)^{11}\text{B}$. При усреднении по тепловому спектру скорость этих реакций получается равной нулю, и ранее они вообще не включались в расчеты нуклеосинтеза. К наиболее заметным следствиям приводит учет последней реакции. Ее сечение (заимствованное из электронной базы данных <http://www.nndc.bnl.gov>) изображено на рис. 1. Как раз вблизи E_0 (см. формулу (1)) оно значительно возрастает. Расчет показывает, что при $\gamma = 10^{-5}$ ее усредненное по потоку сечение $\approx 0.7 \times 10^{-3}$ mb, что в пересчете на 10^6 атомов гелия составляет ≈ 2.5 mb. Это, конечно, очень мало по сравнению с общим нейтронным сечением, рассчитанным при данном γ на те же 10^6 атомов гелия ($\approx 16b$) и, таким образом, не может изменить нейтронную экспозицию для тяжелых элементов. Однако захват нетепловых нейтронов может играть заметную роль в образовании бора, особенно если учесть, что γ может значительно возрасть в процессе нуклеосинтеза.

3. СИНТЕЗ БОРА

Для вычисления количества образующегося бора был произведен расчет эволюции химического состава в зоне частичного перемешивания между последовательными конвективными черпками для звезды асимптотической ветви гигантов массой $3M_{\odot}$.

Рассматривалась однородная зона частичного перемешивания с плотностью вещества, равной 1000 г/см^3 . Предполагалось, что на десять атомов ^4He приходится один атом ^{12}C (Мовлави, 1999). Доля тяжелых элементов бралась в соответствии

с металличностью звезды. Считалось, что температура вещества не меняется в течение всего интервала между вспышками и ее значение составляет $T_6 = 90$, что соответствует энергии приблизительно 10 кэВ. Детальный расчет химической эволюции был проделан для следующих элементов: ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{14}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{15}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{17}\text{O}$, ${}^{18}\text{O}$, ${}^{21}\text{Ne}$, ${}^{22}\text{Ne}$, ${}^{21}\text{Na}$, ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{23}\text{Mg}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{26}\text{Mg}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{11}\text{B}$. Кроме того, рассматривались две группы элементов: первая, включающая в себя элементы от ${}^{28}\text{Si}$ до ${}^{55}\text{Mn}$, и вторая с элементами от ${}^{54}\text{Fe}$ и тяжелее. Для этих двух групп использовались усредненные значения скоростей нейтронного захвата, заимствованные из статьи Денисенкова и Тоута (2003). Расчет велся так, как будто это не целая группа элементов, а всего лишь один элемент с усредненным значением сечения реакции нейтронного захвата. Всего в сетку дифференциальных уравнений кинетики нуклеосинтеза было включено 65 реакций. При этом рассматривались следующие реакции горения бора: ${}^{11}\text{B}(p, \alpha){}^{24}\text{Ne}$, ${}^{11}\text{B}(p, \gamma){}^{12}\text{C}$, ${}^{11}\text{B}(\alpha, n){}^{14}\text{N}$, ${}^{11}\text{B}(\alpha, p){}^{14}\text{C}$. Следует отметить, что из-за очень высокой скорости главную роль в выгорании бора играет реакция ${}^{11}\text{B}(p, \alpha){}^{24}\text{Ne}$. Основные данные о скоростях реакций были взяты из баз данных NACRE (<http://pntpm.ulb.ac.be/nacre.htm>) и Caughlan and Fowler Isotope List (<http://www.phy.ornl.gov/astro-physics/data/cf88/nuclei.html>).

Оказалось, что включение в сетку реакции ${}^{14}\text{N}(n, \alpha){}^{11}\text{B}$ действительно приводит к появлению заметной концентрации бора в зоне частичного перемешивания. На первый взгляд это кажется довольно странным, так как общеизвестно, что бор выгорает уже при температуре порядка нескольких миллионов градусов Кельвина. В зоне же частичного перемешивания температура существенно выше.

Этот кажущийся парадокс разрешается следующим образом. Впрыснутые протоны уже через несколько дней сгорают на ${}^{12}\text{C}$. Это ведет к формированию так называемого ${}^{13}\text{C}$ -кармана, который, взаимодействуя с гелием через реакцию ${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$, дает нейтроны для s -процесса. Таким образом, время существования интенсивного нейтронного потока определяется временем жизни ${}^{13}\text{C}$, который сохраняется довольно долго и после значительного уменьшения концентрации протонов. В результате практически сразу же после конвективного черпка концентрация протонов значительно уменьшается, в то время как нейтронный поток остается довольно большим, а как раз это и необходимо для образования бора. Действительно, основным механизмом выгорания бора является реакция его горения на протонах (p, α), в то время

как рождается бор из азота при захвате нетепловых нейтронов — ${}^{14}\text{N}(n, \alpha){}^{11}\text{B}$. Следовательно, в рассматриваемый период времени бор продолжает эффективно производиться, но гореть ему практически не на чем — протонов очень мало, а скорости реакций горения бора на гелии малы.

Интересно отметить, что протонная концентрация не падает до нуля опять-таки благодаря взаимодействию азота с нейтронами, но уже тепловыми: ${}^{14}\text{N}(n, p){}^{14}\text{C}$. Все это ведет к тому, что концентрация бора может достичь 10^{-10} и более от концентрации гелия. Так как наблюдаемая концентрация бора имеет тот же порядок, это составляет довольно значительную величину.

Из рис. 2 видно, что примерно через год после конвективного черпка концентрация бора выходит на равновесную (это касается также практически всех остальных нуклидов). Интересным представляется вопрос о зависимости равновесной концентрации бора от доли протонного загрязнения. Для ответа на него был произведен соответствующий расчет. Основные его результаты представлены на рис. 3.

На рис. 3а изображена зависимость жесткости спектра γ от массовой доли протонного загрязнения. Вначале с увеличением доли привнесенных протонов жесткость быстро возрастает. Это связано с увеличением концентрации основного поглотителя нейтронов — ${}^{14}\text{N}$ (чем больше загрязнение, тем эффективнее идет реакция ${}^{13}\text{C}(p, \gamma){}^{14}\text{N}$, так как протонов становится достаточно для продолжения CNO-цикла) (см. рис. 3б). Когда протонов станет достаточно для превращения всего ${}^{12}\text{C}$ в ${}^{14}\text{N}$, рост жесткости прекращается. Небольшое уменьшение жесткости с дальнейшим ростом протонного загрязнения связано с увеличением концентрации гелия и, следовательно, сечения рассеяния. Реакцией ${}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}(\beta^+ \nu){}^{15}\text{N}$ здесь можно пренебречь.

Кривую на рис. 3в можно объяснить, написав уравнения баланса для концентраций протонов и ${}^{11}\text{B}$. Легко показать, что равновесная концентрация бора пропорциональна произведению жесткости и суммарного сечения захвата протонов. Протоны в основном поглощаются в реакциях простого CN-цикла: ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}(\beta^+ \nu){}^{13}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}(p, \gamma){}^{14}\text{N}$, ${}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}(\beta^+ \nu){}^{15}\text{N}$ и ${}^{15}\text{N}(p, \alpha){}^{12}\text{C}$. При большом протонном загрязнении цикл выходит на равновесный режим, концентрации ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ и ${}^{15}\text{N}$ перестают зависеть от массовой доли внесенных протонов и могут быть вычислены совершенно элементарно. Так, из рис. 3б видно, что концентрации ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{14}\text{N}$ выходят на равновесный режим уже при массовой доле внесенных протонов ~ 0.1

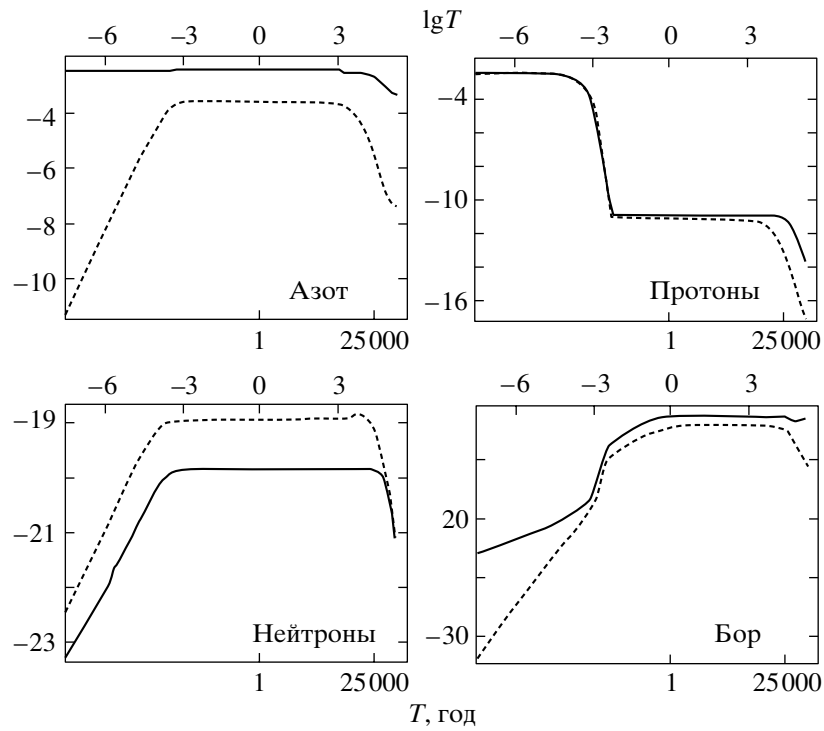


Рис. 2. Зависимости концентраций наиболее важных нуклидов от времени (в годах). По вертикальной оси отложены десятичные логарифмы отношения концентрации нуклида к концентрации гелия. Пунктирные линии соответствуют звезде нулевой металличности, сплошные — солнечной. Массовая доля внесенных протонов 0.001.

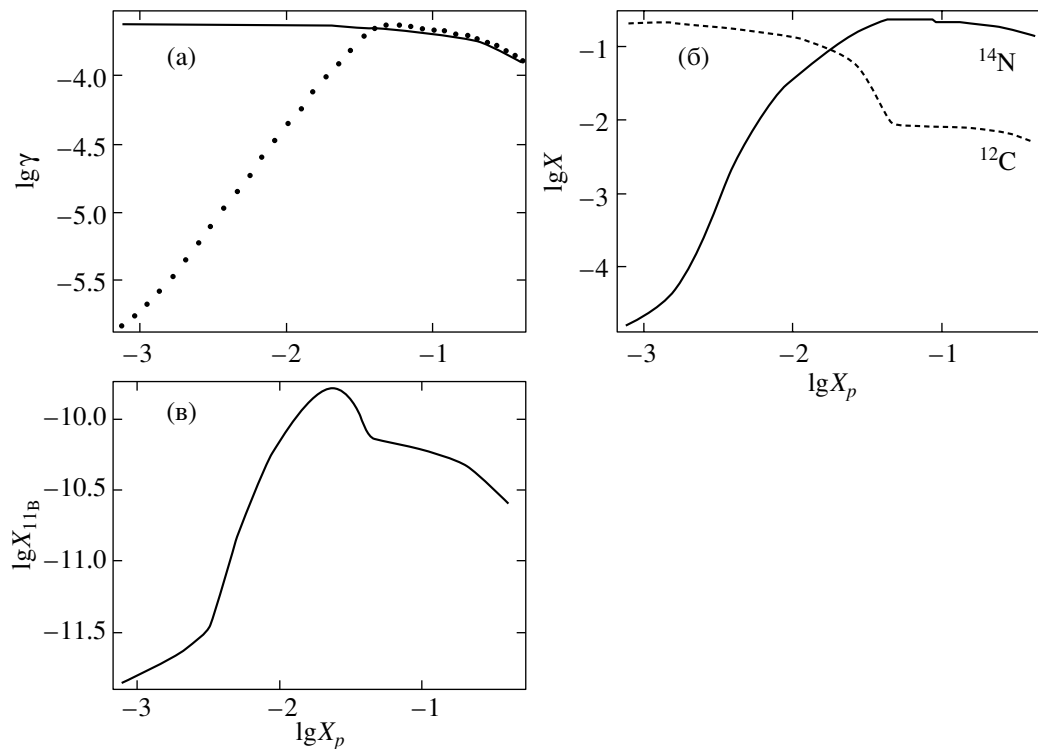


Рис. 3. Зависимости основных величин, определяющих равновесную концентрацию бора, от массовой доли внесенных протонов X_p : (а) — жесткость спектра (точки — вычисленные значения, сплошная кривая — асимптотика); (б) — массовые доли азота и углерода; (в) — массовая доля бора.

(небольшое убывание массовых долей при дальнейшем росте протонного загрязнения связано с “разбавлением” вещества зоны частичного перемешивания внесенными протонами). Очевидно, что в равновесном случае сечение реакции $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$, рассчитанное на единицу объема, составляет четверть полного сечения захвата протонов, также рассчитанного на единицу объема. Поэтому при больших протонных загрязнениях (≥ 0.25) захват примерно четверти протонов будет сопровождаться образованием ядер гелия.

Пренебрегая другими реакциями с участием гелия и принимая равновесное значение для концентраций азота и углерода, легко получить асимптотическое выражение для жесткости спектра: $\gamma \sim \sim 10^{-3}/(4 + 5X_p)$, где X_p — массовая доля внесенных протонов (см. рис. 3а). Массовая доля бора при максимальном γ составляет $\sim 10^{-10}$. Убывание массовой доли бора с ростом протонного загрязнения при больших загрязнениях объясняется как убыванием жесткости, так и разбавлением протонами.

Из полученной зависимости можно сделать важный вывод: наиболее благоприятными для образования бора являются области, сильно обогащенные водородом, в которых образуется много азота. Интересно отметить, что большое количество азота, наоборот, существенно уменьшает эффективность стандартного s -процесса, так как нейтронная экспозиция примерно обратно пропорциональна концентрации ^{14}N . Именно по этой причине s -процесс может эффективно идти только в небольшой части зоны протонного загрязнения с массовой долей внесенных протонов ~ 0.001 , в отличие от бора, который образуется практически во всей этой зоне.

Из рис. 2 видно, что уже при массовой доле внесенных протонов 0.001 количество образовавшегося бора слабо зависит от металличности звезды. При большей начальной концентрации протонов различия будут еще менее заметны (чем больше протонов впрыскивается, тем более интенсивно образуются тяжелые элементы, а так как концентрации большинства из них выходят на стационарный режим, система практически забывает о начальном химическом составе).

4. ЗАВИСИМОСТЬ ВЫХОДА БОРА ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЗОНЕ ЧАСТИЧНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ

Все предыдущие результаты были получены для модели с температурой, постоянной на всем протяжении зоны частичного перемешивания. Ее значение было фиксировано и равнялось $T_6 = 90$. Вопрос о зависимости выхода бора от температуры представляется интересным с двух точек зрения.

Во-первых, с количественной — уже при небольшом изменении температуры скорости основных реакций значительно меняются, и, казалось бы, это должно сильно изменить концентрацию образующегося бора. Во-вторых, как уже отмечалось ранее, значительная концентрация бора имеется только до полного сгорания ^{13}C . Во многих работах (см., например, Хервиг, Лангер, 2000; Гориэли, Сайс, 2001) указывается, что за промежуток времени между вспышками ^{13}C -карман полностью выгорает и, таким образом, во время конвективного черпка бор на поверхность выноситься не должен. В наших расчетах получалось, что при $T_6 = 90$ время жизни ^{13}C чуть больше промежутка времени между вспышками, и, следовательно, бор будет выноситься на поверхность. Такое расхождение, видимо, возникает из-за различий в выборе параметров зоны частичного перемешивания. Возможно, в упомянутых выше работах учитывалось повышение температуры во время нуклеосинтеза. Следует также отметить, что для определенности концентрация бора в наших расчетах вычислялась через 25 000 лет после конвективного черпка. На самом деле промежуток времени между черпками зависит от массы ядра и уменьшается от вспышки к вспышке. Считается, что самый большой промежуток не превосходит 10^5 лет (Мовлави, 1999; Страниерио и др., 1993). В этом “самом плохом случае” концентрация бора уже успевает сойти с равновесного режима, но еще не успевает упасть слишком сильно (для умеренных протонных загрязнений не более чем в 10 раз). Во всяком случае, имея в виду неопределенности в значениях как температуры и плотности в зоне частичного перемешивания, так и скорости горения ^{13}C , утверждения о полном его исчерпании к концу межвспышечного нуклеосинтеза кажутся излишне категоричными.

Очевидно, что время сгорания ^{13}C сильно зависит от температуры. Поэтому, проведя расчет при различных ее значениях, можно установить диапазон температур, при которых происходит эффективный вынос бора на поверхность.

На рис. 4 представлена зависимость поведения концентрации бора от времени при различных значениях температуры. Крайняя правая кривая соответствует самой низкой температуре. Затем температура возрастает на 10^7 К для каждой следующей кривой. Массовая доля протонов составляет 0.01. Видно, что максимальная концентрация бора практически не зависит от температуры. В отличие от нее время, после которого бор полностью сгорает, зависит от температуры довольно сильно. Фактически при изменении температуры происходит только изменение временного масштаба нуклеосинтеза. Это связано с тем, что скорости нескольких основных реакций на заряженных

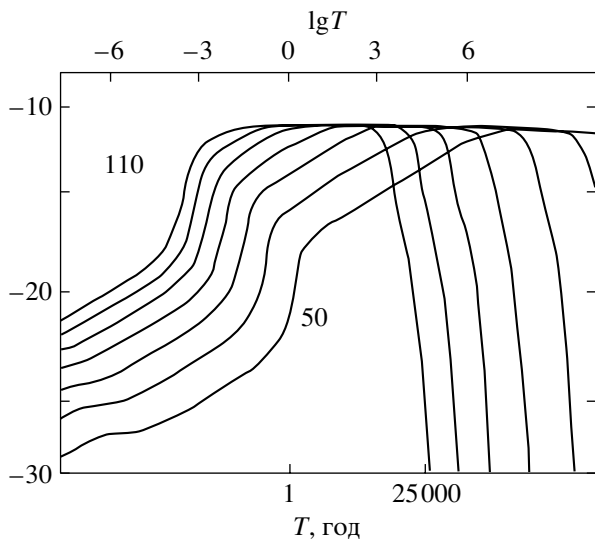


Рис. 4. Зависимость концентрации бора в зоне частичного перемешивания (отложена по вертикальной оси) от времени (горизонтальная ось) при различных температурах T_6 . Единицы те же, что на рис. 2.

частицах возрастают при повышении температуры примерно одинаково, в то время как скорости реакций захвата нейтронов слабо убывают. Наконец, скорость реакции образования бора $^{14}\text{N}(n, \alpha)^{11}\text{B}$ от нее практически не зависит, так как эта реакция протекает только на нетепловых нейтронах. Поэтому нуклеосинтез будет протекать так, как если бы температура в зоне частичного перемешивания не менялась, а произошло уменьшение масштаба времени, сопровождаемое примерно одинаковым уменьшением скоростей всех реакций захвата нейтронов. Очевидно, что последнее просто увеличит концентрацию нейтронов, но никак не изменит концентрации других нуклидов.

На основании результатов выполненного расчета можно заключить, что бор будет эффективно выноситься на поверхность, если $T_6 \leq 100$ (см. рис. 4).

5. ВЫНОС БОРА ИЗ ЗОНЫ ЧАСТИЧНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ

Все предыдущие модели содержали в качестве свободного параметра массовую долю внесенных протонов. Для вычисления общего количества образовавшегося бора необходимо усреднить его концентрацию по всей зоне протонного загрязнения.

Очевидно, что более близкая к водородному источнику часть зоны частичного перемешивания должна быть загрязнена сильнее. Однако, так как природа частичного перемешивания, за счет которого и происходит загрязнение, до сих пор не ясна, сколь-либо точно охарактеризовать ход

концентрации протонов с глубиной не представляется возможным. Для определенности обычно предполагают, что массовая доля протонов экспоненциально убывает от 0.7 на верхней границе зоны протонного загрязнения до 10^{-6} на нижней (Мовлави, 1999; Гориели, Сайс, 2001; Денисенков, Тоут, 2003). Следует заметить, что предположение об экспоненциальном поведении загрязнения надежного физического обоснования не имеет. Обычно в работах отмечается, что ход концентрации протонов слабо влияет на синтез элементов в s -процессе (Гориели, Мовлави, 2000). Это не очень понятно, поскольку s -процесс, как уже отмечалось ранее, интенсивно протекает только в довольно узком интервале протонных концентраций. Масса же вещества, которая загрязнена “подходящей” для нуклеосинтеза протонной концентрацией, очевидно, зависит от вида профиля. С другой стороны, синтез бора происходит практически на всем протяжении зоны протонного загрязнения, и его концентрация зависит от доли внесенных протонов не очень сильно. Поэтому влияние хода протонной концентрации на синтез бора существенно слабее, чем на синтез элементов s -процесса, и произвольное принятие экспоненциального хода не должно приводить к значительной ошибке. Получаемая при таком профиле средняя массовая доля бора составляет 3×10^{-11} .

За полное количество бора, выносимого из зоны частичного перемешивания, отвечают два основных параметра. Первый из них, λ_{PM} (PM — partial mixing), задает отношение массы зоны частичного перемешивания к массе вещества между слоевыми источниками ($\sim 0.02 M_{\odot}$). Этот параметр фактически описывает интенсивность полуконвекции. Второй параметр, λ_{DUP} , задает непосредственно интенсивность выноса вещества во время конвективного черпка. Он определяется как отношение вынесенной во время конвективного черпка массы ко всей массе вещества между слоевыми источниками. Обычно полагают $\lambda_{\text{PM}} = 0.05$, $\lambda_{\text{DUP}} = 0.1-1$ (Блокер, 1999). Принимая во внимание все эти числа, легко оценить, что при каждом конвективном черпке будет выноситься $\sim 10^{-13} M_{\odot}$ бора.

Можно оценить и общее количество бора, которое поставляет одна звезда асимптотической ветви гигантов. Очевидно, что если концентрация бора в оболочке звезды равна средней концентрации бора в области частичного перемешивания, то в результате конвективного черпка полная масса бора в оболочке не изменится (сколько бора вынесется во время черпка, столько образуется во время нуклеосинтеза между вспышками). Поэтому, если количества черпков хватит для установления равновесия, массовая доля бора в оболочке звезды будет равна $\sim 3 \times 10^{-11}$. Тогда, благодаря интенсивному звездному ветру, звезда массой $3 M_{\odot}$

может поставить в межзвездную среду $\sim 10^{-10} M_{\odot}$ бора. Впрочем, приведенная только что оценка имеет довольно спекулятивный характер. И все же, по-видимому, можно думать, что рассматриваемый механизм нуклеосинтеза на нетепловых нейтронах может, наравне со стандартными реакциями скалывания, играть заметную, хотя, по-видимому, все же не определяющую роль в общей картине образования бора во Вселенной.

Подчеркнем специально, что основной интерес представляет не столько наш количественный результат, сколько то, что предложен новый физический механизм синтеза бора *исключительно* на нетепловых нейтронах, который может эффективно работать в звездах АВГ. Возможно, он способен составить некоторую конкуренцию стандартным реакциям скалывания.

Более подробное изложение приведенного в статье материала представлено в расширенной версии этой статьи, доступной по электронному адресу <http://www.astro.spbu.ru/astro/publications/agb.zip>.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю В.В. Иванову за помощь в работе, П.А. Денисенкову и Ю.В. Петрову за подробные обсуждения и полезные замечания. Благодарю также фонд “Династия” и МЦФФМ за финансовую поддержку. Работа выполнена при частичной финансовой помощи программы поддержки ведущих научных школ (№ НШ-1088.2003.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бао и др. (Z.Y. Bao, H. Beer, F. Kappeler, F. Voss, and K. Wisshak), *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **76**, 70 (2000).
2. Блокер (T. Blocker), *Asymptotic Giant Branch Stars, IAU. Symp. 191* (Ed. Le Bertre, A. Lebre, C. Waelker, Astron. Soc. Pacific, 1999), p. 21.
3. Вейнберг, Вигнер (A.M. Weinberg and E.P. Wigner), *The Physical Theory of Neutron Chain Reactors* (Chicago: Univ. Chicago Press, 1959).
4. Гориели, Мовлави (S. Goriely and N. Mowlavi), *Astron. Astrophys.* **362**, 599 (2000).
5. Гориели, Сайс (S. Goriely and L. Siess), *astro-ph/0109091* (2001).
6. Денисенков, Тютт (P.A. Denissenkov and C.A. Tout), *MNRAS* **340**, 722 (2003).
7. Ибен, Рензини (I. Iben Jr. and A. Renzini), *MNRAS* **263**, L23 (1982).
8. Малани (Robert A. Malaney), *MNRAS* **231**, 657 (1988).
9. Мовлави (N. Mowlavi), *Astron. Astrophys.* **344**, 617 (1999).
10. Олофсон (H. Olofsson), *Asymptotic Giant Branch Stars, IAU. Symp. 191* (Ed. Le Bertre, A. Lebre, C. Waelkens, Astron. Soc. Pacific, 1999), p. 3.
11. Петров Ю.В., Шляхтер А.И., *Вклад быстрых нейтронов в скорости реакций нуклеосинтеза, Препринт 1189* (Ленинградский институт ядерной физики, 1986).
12. Петров, Шляхтер (Yu.V. Petrov and A.I. Shlyakhter), *Astrophys. J.* **327**, 294, 1988.
13. Страниеро и др. (O. Straniero, R. Gallino, M. Busso, et al.), *Astrophys. J.* **440**, L85 (1995).
14. Уильямс (M.M.R. Williams), *J. Nucl. Energy* **25**, 489 (1971).
15. Хервиг, Лангер (F. Herwig and N. Langer), *astro-ph/0007390* (2000).