

УДК 523.87

Нейтронные реакции в звездах

ВЛАСОВ Н. А.

В звездах содержится основное скопление вещества и, следовательно, энергии современной Метагалактики. Превращения этого вещества в процессе эволюции сопровождаются выделением огромных количеств энергии в виде электромагнитных излучений космических лучей и кинетической энергии звезд и газовых облаков. Все многообразие явлений, происходящих в процессе эволюции, необозримо, но важная роль ядерных превращений не вызывает сомнений и многие особенности их можно считать надежно установленными. Известно, что ядерные реакторы, действующие в природе, несравнимо многообразнее и мощнее тех, которые с таким остроумием и трудом строят люди на Земле. Значительная роль принадлежит реакциям нейтронов с протонами и ядрами. Об этом свидетельствует прежде всего существование тяжелых ($A > 60$) ядер. Их образование мыслимо только с участием нейтронов, но не в реакциях под действием заряженных частиц. Хотя распространенность тяжелых ядер составляет не более 10^{-6} по массе и, казалось бы, роль их в эволюции вещества незначительна, но условия их образования составляют важные ступени эволюции и как свидетели они весьма интересны, важны и довольно многоаспектны.

Значение нейтронного захвата в процессе синтеза ядер было обнаружено Гамовым [1], заметившим, что измеренные Юзом [2] сечения нейтронов деления приблизительно обратно пропорциональны распространенностям ядер.

Горячая модель Вселенной была предложена и рассмотрена Гамовым для объяснения наблюдаемых распространенностей. В настоящее время она практически общепринята, но получить

в ней элементы тяжелее гелия оказывается немислимо. Идея горячей Вселенной, естественно, возникает как следствие экстраполяции в прошлое современного состояния расширяющейся Метагалактики. При большой плотности и высокой температуре $kT \geq 1$ Мэв $\approx (n - p) c^2$ вероятность обоих состояний нуклона одинакова, поэтому на некоторой стадии вещество должно было состоять из одинакового числа протонов и нейтронов. В дальнейшем при уменьшении плотности становятся возможными распады нейтронов и реакции синтеза ядер до ${}^4\text{He}$. Конечный результат зависит от условий [3], для выяснения которых важно знать, сколько гелия или дейтерия содержит вещество, сохранившееся неизменным от начала расширения. Простейшие модели предсказывают превращение около 30% вещества в гелий. Результаты различных наблюдений не противоречат этому, но не очень согласуются между собой, так как определить содержание гелия затруднительно.

Для образования ядер тяжелее гелия, например для синтеза углерода путем тройных столкновений $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$, недостаточны плотность и время.

Уже после первых работ Гамова начались поиски других путей синтеза ядер. Существенный этап этих поисков отражен в широко известном обзоре [4]. Выяснилось, что для синтеза ядер необходимы условия, которые могут существовать в звездах. Наблюдаемые распространенности ядер — результат эволюции звезд, и для образования разных ядер необходимо несколько различных процессов, мыслимых в различных условиях и на различных стадиях эволюции, в том числе и процессы захвата нейтронов ядрами.

Характеристики звезд

Таблица 1

Тип звезды	Масса	Радиус	Гравитационная энергия связи нуклона	Плотность в центре, г/см ³	Температура в центре, К
Солнце	$M_c = 2 \cdot 10^{33}$ г	$R_c = 0,7 \cdot 10^{11}$ см	3,5 кэВ	10^2	10^7
Главная последовательность	$(0,1 - 60) M_c$	$(0,1 - 10) R_c$	$10^3 - 10^4$ эВ	$1 - 10^2$	$10^7 - 10^8$
Гиганты	$(3 - 100) M_c$	$(10 - 1000) R_c$	$\sim 10^3$ эВ	$10^5 - 10^{10}$	$10^2 - 10^{10}$
Белые карлики	$< 1,4 M_c$	$\sim 10^{-2} R_c$	$10^5 - 10^6$ эВ	$> 10^5$	≥ 0
Нейтронные звезды	$(0,6 - 10) M_c$	$10 - 100$ км ($\sim 10^{-5} R_c$)	$(10 - 200)$ МэВ	$> 10^{14}$	≥ 0

Физические условия в звездах

Астрофизические наблюдения и их теоретический анализ позволяют установить главные особенности процессов эволюции звезд. В квазистационарных состояниях известны три основных типа звезд: 1) звезды главной последовательности, в том числе Солнце и примыкающие к ним гиганты; 2) белые карлики; 3) нейтронные звезды. Их важнейшие характеристики приведены в табл. 1.

Стационарное равновесие между силами гравитационного сжатия и внутреннего давления устанавливается в звездах главной последовательности и в гигантах благодаря высокой температуре, поддерживаемой реакциями синтеза водорода и других легких ядер. В белых карликах главную роль играет давление вырожденного электронного газа, в нейтронных звездах — давление вырожденного нейтронного вещества.

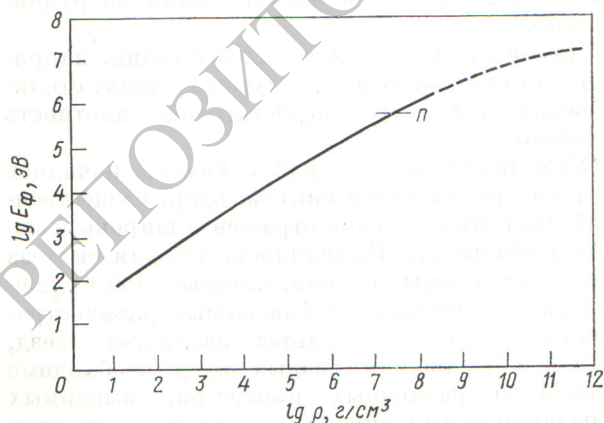


Рис. 1. Граничная энергия вырожденных электронов в зависимости от плотности вещества с $A = 2Z$ типа ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и т. п. (n — граница стабильности нейтрона)

Промежуточные состояния звезд либо вовсе неустойчивы, либо относительно скоротечны, хотя для синтеза ядер они весьма существенны. Образование ядер тяжелее гелия предполагается на конечных стадиях эволюции звезд главной последовательности, когда они переходят в относительно быстротечные и не всегда устойчивые стадии гигантов. Белые карлики и нейтронные звезды образуются из звезд главной последовательности на конечных стадиях их эволюции.

Заметим, что гравитационная энергия связи нуклона на поверхности звезды уже у белых карликов составляет сотни килоэлектронвольт, а у нейтронных звезд на порядок превышает энергию связи в ядрах.

Наиболее существенная особенность внутризвездного состояния вещества — большая плотность. Она увеличивается в процессе эволюции звезды. Именно рост плотности приводит к вырожденным состояниям электронов в белых карликах и нейтронов в нейтронных звездах. Чем плотнее электронный вырожденный газ, тем больше граничная фермиевская энергия спектра электронов. В вырожденном электронном газе невозможен β -распад с испусканием электрона, если его энергия меньше, чем фермиевская граница E_ϕ . Следовательно, по мере уплотнения вещества и роста границы электронного спектра увеличивается период β -распада ядер. Когда фермиевская граница превышает границу β -распада, ядро становится стабильным. На рис. 1 показана зависимость E_ϕ от плотности вещества, состоящего из ядер с $A = 2Z$ (${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и т. п.). При плотности $> 10^7$ г/см³ стабильным становится свободный нейтрон; следовательно, возможно превращение свободного протона в нейтрон путем захвата электрона. При больших плотностях появляются ядра с избытком нейтронов и $A >$

$> 2Z$, поэтому реальная кривая $E_\Phi(\rho)$ располагается ниже пунктира.

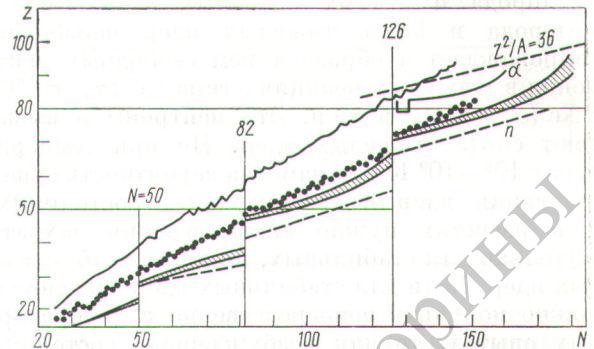
Нейтронизация вещества звезд сначала идет главным образом путем смещения полосы β -стабильности ядер в область все большего избытка нейтронов, а потом и в результате образования свободных нейтронов. На рис. 2 в координатах $Z-N$ показана, наряду со знакомой нам по земным условиям полосой стабильности ядер, смещенная полоса, найденная [5] по полуэмпирическим таблицам ядерных масс для плотности $1,9 \cdot 10^{11}$ г/см³ при $A = 2Z$. При такой плотности стабильными становятся ядра с избытком 15—30 нейтронов.

В стадии главной последовательности и гигантов температура в центре звезды T_c растет со временем. Предполагается, что в центре Солнца $T_c = 1,4 \cdot 10^7$ К; для выгорания гелия требуется $(1 \div 3) \cdot 10^8$ К; углерода $(0,6 \div 1,0) \cdot 10^9$ К, кислорода $(1,3 \div 2,0) \cdot 10^9$ К. Выгорание легких ядер с образованием наиболее упакованных ядер группы железа происходит, по-видимому, при температурах до 10^{10} К. При более высоких температурах возможно фоторасщепление железа $^{56}\text{Fe} \rightarrow ^{134}\text{He} + 4n$, охлаждающее звезду и вызывающее ее быстрое сжатие — коллапс.

Белые карлики и нейтронные звезды образуются, конечно, в состояниях с высокой внутренней температурой, унаследованной от предыдущих стадий эволюции. Но основные условия существования вещества в них определяются вырожденными состояниями электронов и нейтронов, и принципиально возможно потухание (почернение) белых карликов и нейтронных звезд и превращение их в холодные тела.

Реакции захвата нейтрона

Образование ядер тяжелее железа практически немислимо в термоядерных реакциях между легкими ядрами. Для этого требуются такие высокие температуры, при которых звезды теряют устойчивость. Поэтому предполагается, что тяжелые ядра образовались путем захвата нейтронов ядрами группы железа. Таких ядер в природе по крайней мере в 10^4 раз больше, чем всех тяжелых. Для превращения ядра ^{56}Fe в ядро ^{238}U необходим 182-кратный захват нейтрона, чередующийся с 66 актами β -распада. Способ чередования захвата нейтрона с β -распадом неоднозначен; он зависит от темпа захватов, т. е. от плотности нейтронов и температур. Принято делить нейтронный синтез тяже-



Р и с. 2. Число нейтронов N и заряд Z в стабильных ядрах нечетного массового числа A :

ломаная кривая — при малой плотности; точки — при плотности $\rho = 1,9 \cdot 10^{10}$ г/см³ для $A = 2Z$; заштрихованная область — след r -процесса; штрих — граница положительной связи нейтрона

лых ядер между двумя типами процессов: медленным (s -процессом), при котором β -распад происходит раньше, чем захват очередного нейтрона, и быстрым (r -процессом), при котором захват нейтронов опережает распад. Среди стабильных изотопов четных элементов многие могли образоваться только в медленном s -процессе (например, ^{110}Cd , ^{118}Sn). Наоборот, наиболее тяжелые изотопы не могли образоваться в s -процессе и считаются продуктами быстрого r -процесса (например, ^{114}Cd , ^{116}Cd , ^{122}Sn , ^{124}Sn). Расчетам s - и r -процессов посвящено много астрофизических работ. Удовлетворительное согласие результатов таких расчетов с наблюдаемыми распространенностями элементов и изотопов свидетельствует о реальности обоих путей синтеза тяжелых ядер. Выяснены основные особенности физических условий, при которых возможен тот или иной путь.

Реальность медленного s -процесса подтверждается прежде всего плавной зависимостью произведения $n\sigma$ от массы ядра A , где n — наблюдаемая распространенность, а σ — сечение захвата нейтронов с энергией в несколько десятков килоэлектронвольт. Кривые $n\sigma = f(A)$ имеют ступенчатый вид с обрывами при магических числах нейтронов (50, 82, 126) и горизонтальными участками в промежутках. Общий характер ступенчатых кривых $N\sigma = f(A)$ удастся объяснить [6] при использовании различных предположений об условиях, например при температурах kT от 15 до 50 кэВ. Имеются таблицы усредненных экспериментальных сечений захвата для многих значений kT от 5 до 90 кэВ [7]. Такие температуры необходимы для термоядерного выгорания углерода,

кислорода и других подобных ядер. Синтез углерода и более тяжелых ядер неизбежно сопровождается образованием свободных нейтронов в побочных реакциях типа $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$; $^{21}\text{Ne}(\alpha, n)^{24}\text{Mg}$ и т. п. Эти нейтроны и вызывают синтез тяжелых ядер. Но при температурах 10^8 — 10^9 К уже заметна вероятность существования ядер в возбужденных состояниях, и в расчетах нужно знать сечения захвата не только для стабильных, но и для возбужденных ядер. Если для стабильных ядер значение σ можно получить непосредственно в лабораторных опытах, то для возбужденных состояний его нужно определять, пользуясь моделями ядер, путем анализа неупругого рассеяния и различных спектрометрических данных о ядерных уровнях. Учет возбужденных состояний не очень сильно сказывается на усредненных результатах расчетов, но в некоторых специфических случаях он позволяет определить температуру и время s -процесса. Например, в космохронологии используется соотношение $^{187}\text{Re} - ^{187}\text{Os}$ (период β -распада ^{187}Re составляет $5 \cdot 10^{10}$ лет). Предполагается, что изотопы $^{186}, ^{187}\text{Os}$ образовались в s -процессе, значения N/σ одинаковы и распространенности зависят от отношения сечений захвата нейтрона. Но у ^{187}Os есть уровень 9,8 кэВ, вероятность возбуждения которого зависит от температуры. Учет возбужденного уровня меняет отношение сечений захвата и поправка может служить «термометром». При $kT = 30$ кэВ поправленное отношение дает возраст, лучше согласую-

щийся с определениями по урану и торью [8].

Распространенности ядер с различными временами жизни дают представление о продолжительности и давности процесса синтеза ядер, т. е. могут использоваться как часы. Например, ^{79}Se , живущий в основном состоянии 65 000 лет, имеет изомерное состояние с энергией 96 кэВ и периодом 4 мин. Вероятность возбуждения этого состояния зависит от температуры. Если температура известна, то соотношение $^{79}\text{Se} - ^{79}\text{Br}$ характеризует темп s -процесса, так как β -распад из возбужденного состояния происходит значительно быстрее [9].

Подобные «термометры» и «часы» ограничивают произвол в выборе условий s -процесса. Конечно, в разных местах могли быть различными и условия синтеза, и реальные распространенности ядер могут быть смесью многих компонентов. Относительно лучше изученные распространенности ядер в Солнечной системе удовлетворительно объясняются, если предположить, что температура $kT \approx 30$ кэВ, длительность порядка 10^3 лет, но при этом необходимо многократное или длительное облучение потоками переменного значения. Поэтому в современных астрофизических работах при поисках мест ядерного синтеза чаще рассматриваются объекты, способные многократно вспыхивать, например, так называемые гелиевые вспышки, возникающие периодически вследствие конвективного перемешивания внутренних слоев [9, 10], вспышки на поверхности белых карликов, входящих в двойные системы (вспышки новых) [11], или вспышки на поверхности нейтронных звезд при аккреции [12]. На рис. 3 показаны результаты оптических наблюдений [13] переменной звезды FG Стрелы. За 10 лет в ее атмосфере содержание углерода и железа осталось практически неизменным и близким к солнечному, а содержание тяжелых элементов (Y, Zr, La, Ce, Ba) возросло более чем в 20 раз. Вероятно, здесь «на глазах у наблюдателей» происходит нейтронный синтез элементов в s -процессе. Звезда FG Стрелы относится к гигантам и находится в центре планетарной туманности, образовавшейся в результате вспышки приблизительно 6000 лет назад. Не входя в детали астрофизических проблем, можно сказать, что общие физические условия и в недрах звезд, и на поверхности белых карликов и нейтронных звезд допускают достаточно много возможностей для разнообразных ядерно-химических превращений, в том числе для образования и захвата нейтронов. Выбор между ними зависит

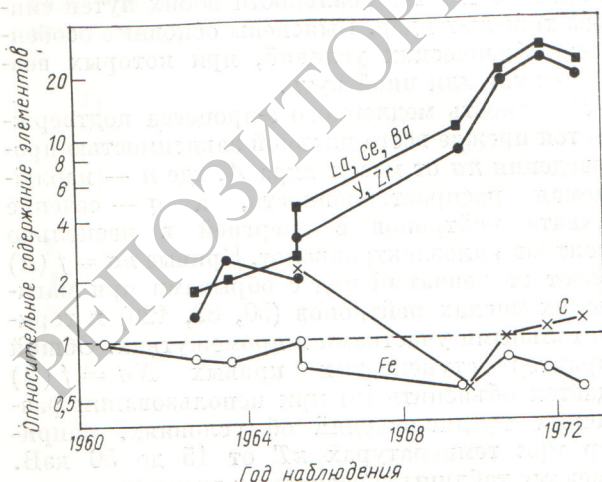


Рис. 3. Отношение содержания некоторых элементов к солнечному в атмосфере переменной звезды FG Стрелы по спектральным оптическим наблюдениям

Таблица 2

Характеристики нейтронных процессов

Тип процесса	Плотность потока $n\nu$, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Длительность Δt	Интегральный поток $(n\nu) \Delta t$, см^{-2}
s-Процесс r-Процесс Ядерный взрыв	10^{16} $10^{27} - 10^{40}$ 10^{31}	10^3 лет $1 - 100$ с 10^{-6} с	$10^{26} - 10^{27}$ $10^{27} - 10^{42}$ 10^{25}

от точности ядерно-физических данных о взаимодействии нейтронов с ядрами. Необходимость быстрого r -процесса обусловлена существованием изотопов с относительным избытком нейтронов, которые не могли образоваться в медленном s -процессе, и в особенности пиками кривой распространенности при массовых числах 80, 130 и 195. Стабильные ядра в пиках кривой распространенности по числу нейтронов на 8—10 единиц меньше магических. Они могли образоваться из нейтроноизбыточных магических по нейтронам ядер в результате каскада β -распадов после окончания r -процесса. Пики, соответствующие медленному s -процессу, также существуют и расположены непосредственно вблизи магических нейтронных чисел ($A = 90; 140; 208; N = 50; 82; 126$).

Для синтеза нейтроноизбыточных ядер необходим достаточно большой поток нейтронов, чтобы захват очередного нейтрона опережал β -распад вблизи полосы стабильности. Только при большом избытке нейтронов β -распад становится очень быстрым и его конкуренция с захватом нейтронов определяет полосу, внутри которой происходит рост массового числа A . На рис. 2 полоса изображена нижней ступенчатой кривой [5]. Положение полосы зависит также от значения энергии связи нейтрона, так как образование интенсивных нейтронных потоков мыслимо лишь при высоких температурах $T \approx 10^9$ К ($kT \approx 10^5$ эВ) и ядра со слабо связанным нейтроном ($E_n < 2$ МэВ) расщепляются квантами равновесного теплового излучения. Ступенчатость полосы обусловлена скачками энергии связи нейтрона и сечения захвата на магических числах.

Все три нижние кривые рис. 2 (r -полоса, полоса ядер, стабилизированных вырождением электронов, и границы положительной связи нейтрона с $E_n > 0$) построены на основании одной из многих возможных таблиц ядерных масс. Такие эмпирические таблицы удовлетворительны вблизи полосы стабильности, но чем дальше от нее, тем они менее достоверны. Для сильно нейтроноизбыточных ядер таблицы, конечно, далеко не достоверны. Поэтому положение всех трех нижних кривых рис. 2 можно считать условным. Такая неопределенность — главный недостаток физических оснований в расчетах ядер с большим избытком нейтронов.

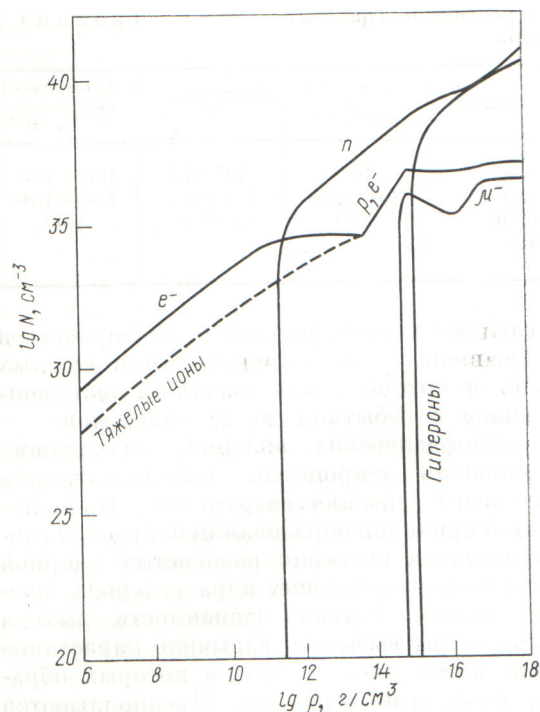
Расчеты r -процесса с существующими полуэмпирическими экстраполяциями масс ядер выясняют основные его особенности — краткость во времени (взрывной характер) и очень интенсивный поток нейтронов. В табл. 2 пока-

заны главные характеристики s - и r -процессов и для сравнения те же характеристики ядерных взрывов, в которых, как известно, получены ядра урана с избытком до 18 нейтронов.

Из астрофизических явлений, подходящих для развития r -процесса, рассматриваются прежде всего вспышки сверхновых. Наиболее вероятной причиной образования нейтронов считается вспышка внезапно разогретых ударной волной слоев, содержащих ядра углерода, кислорода, неона. Резкая зависимость выхода от температуры вызывает взрывное нарастание реакций, в том числе и тех, в которых образуются свободные нейтроны. Предполагаются [11] и не столь катастрофические, как взрывы сверхновых, механизмы быстрого синтеза, например вспышка на поверхности белых карликов в результате аккреции в двойных звездах. Такой механизм считается причиной вспышек новых звезд.

На рис. 2 полоса точек указывает на принципиальную возможность стационарного существования почти тех же ядер, которые образуются в быстром r -процессе. Для этого нужен только вырожденный электронный газ с высокой фермиевской границей, присущей веществу с плотностью порядка 10^{11} г/см³. Такие плотности, по-видимому, возможны во внутренних слоях белых карликов и гигантов и во всяком случае существуют во внешних слоях нейтронных звезд. Центральная плотность нейтронных звезд по имеющимся оценкам [14] превышает ядерную плотность $\rho_{\text{яд}} \approx 10^{14}$ г/см³, и на пути от центра к поверхности можно встретить слой любой меньшей плотности, в том числе и такие, где стабильны нейтроноизбыточные ядра или смесь таких ядер со свободными нейтронами. Примерный состав вещества в зависимости от плотности приведен на рис. 4 [15].

Существование тяжелых ядер в плотных слоях звезд и выбрасывание их в межзвездное пространство принципиально возможно, но практическая реальность таких явлений недостаточно выяснена. Предположения об из-



Р и с. 4. Состав вещества в зависимости от плотности

вержениях вещества из нейтронных звезд высказывались наряду с гипотезами о звездотрясениях в поисках объяснения скачков в период мигания пульсаров. Такие предположения не должны удивлять землян, знающих об извержениях даже на нашей миниатюрной и холодной планете, но исследование практических возможностей таких явлений — задача будущих лет. В связи с современными и будущими нейтронно-физическими исследованиями перед ядерной физикой стоит проблема — по возможности точно измерить сечения взаимодействия нейтронов с энергией 5–200 кэВ (для s-процесса) со всеми доступными ядрами. Для расчетов необходимы экспериментальные значения, усредненные по широкому максвелловскому спектру нейтронов.

Более трудную задачу выдвигает изучение r-процесса: исследование радиоактивных в земных условиях ядер с большим избытком нейтронов. В современных лабораториях такие ядра пока получить не удастся, но при ядерных взрывах многие из них образуются, хотя возможности их выделения не очевидны. Одним из путей может оказаться изучение столкновений самых тяжелых ядер — уран по урану. Опыт Г. Сиборга и др. [16], показал, что при бомбардировке ^{238}U ядрами ^{84}Kr образуются ядра с любой массой от 70 до 240, в том числе и такие, происхождение которых пока трудно объяснить. Примененный здесь радиохимический метод, конечно, не позволил обнаружить короткоживущие ядра, но использование методического арсенала физических лабораторий [17], вероятно, приблизит физику к решению этой интересной задачи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gamov G. «Phys. Rev.», 1946, v. 70, p. 542; 1948, v. 73, p. 803; Alfer e.a. Cosmology, Fusion and Other Matters. Ed. F. Reines. London, Hilger, 1972.
2. Hughes D. «Phys. Rev.», 1946, v. 70.
3. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Теория тяготения и эволюция звезд. М., «Наука», 1971.
4. Burbidge E. e.a. «Rev. Mod. Phys.», 1957, v. 29, p. 547.
5. Amiet J., Zeh H. «Z. Phys.», 1968, Bd 217, S. 485.
6. Seeger P. e.a. «Astrophys. J. Suppl. Ser.», 1965, v. 11, p. 121.
7. Macklin R., Gibbons J. «Rev. Mod. Phys.», 1965, v. 37, p. 166; Allen B. e.a. «Advances Nucl. Phys.», 1971, v. 4, p. 205.
8. Fowler W. Explosive Nucleosynthesis. Ed. D. Schramm and W. Arnett. Univ. of Texas Press, 1973, p. 297.
9. Ulrich R. Ibid., 1973, p. 139.
10. Endal A. «Astrophys. J.», 1975, v. 195, p. 187.
11. Hoyle F., Clayton D. «Astrophys. J.», 1974, v. 191, p. 705.
12. Hansen C., VanHorn H. «Astrophys. J.», 1975, v. 195, p. 735.
13. Langer G. e.a. «Astrophys. J.», 1974, v. 189, p. 59.
14. Cohen J., Cameron A. «Astrophys. Spa. Sci.», 1971, v. 10, p. 230.
15. Tsuruta S., Cameron A. «Canad. J. Phys.», 1966, v. 44, p. 1895.
16. Seaborg G. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 502.
17. Флеров Г. Н. и др. «Успехи физ. наук», 1970, т. 100, с. 46; 1974, т. 114, с. 351.