

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

МАЙ, 1978

ВЫПУСК 2

УДК 523.823

К ВОПРОСУ ОБ ИСТОЧНИКАХ ЭНЕРГИИ В КРАСНЫХ ГИГАНТАХ С НЕЙТРОННЫМ ЯДРОМ

Н. К. ОВАКИМОВА

Поступила 15 июля 1977

Пересмотрена 25 ноября 1977

Рассмотрено выделение энергии за счет испарения нейтронов из ядер в красных гигантах с нейтронным ядром.

Указывается на роль в этих конфигурациях пикноядерного слияния легких ядер. Энергия, выделяемая в неравновесных процессах, оказывается сравнимой с энергией гермоядерного синтеза.

В связи с поисками сверхплотных конфигураций звезд большое значение приобретает вопрос об их возможной светимости и, следовательно, об энергетических ресурсах.

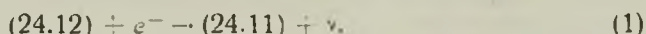
Одним из возможных процессов, ведущих к выделению в таких конфигурациях тепловой энергии, является неравновесный β -захват при сжатии вещества, описанный в [1]. Он протекает в ходе сжатия, происходящего при остывании белых карликов.

Другой процесс, также дающий большое энергосвободное выделение — неравновесное испарение нейтронов из ядер, рассмотрен в [2, 3]. Он может реализовываться при плотностях, существующих в оболочках нейтронных звезд, где помимо ядер и электронов в равновесии присутствует и свободный вырожденный нейтронный газ. Но формирование нейтронной звезды всегда сопровождается катастрофическим сжатием, в ходе которого температура повышается настолько, что происходит развал первоначальных ядер и образование новых, соответствующих данной плотности и температуре. Как показано в [4], такое вещество всегда имеет избыток свободных нейтронов, и поэтому указанный механизм выделения энергии не реализуется.

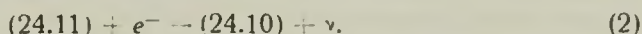
Задача настоящей работы — указать на одну из возможностей осуществления изученного в [2, 3] энергосвободного выделения.

Очевидно, что для протекания процессов испарения нейтронов необходимо «холодное» сжатие, т. е. происходящее при температуре не более $5 \cdot 10^9$ °К, выше которой равновесие по процессам перестройки ядер устанавливается практически мгновенно. Такое сжатие может протекать за счет аккреции на нейтронную звезду. Чтобы сжатие было значительным, необходимо, чтобы аккреция шла бы с заметной скоростью и достаточно длительно. Такие условия выполняются, например, в недавно рассмотренных Торном и Житковым [5] конфигурациях красных гигантов с вырожденным нейтронным ядром. Такие звезды представляют собой обычную нейтронную звезду, окруженную массивной разреженной оболочкой, которая медленно, со скоростью $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ аккрецирует на ядро. Система обладает светимостью примерно в тысячу раз большей, чем Солнце. Основная доля ее — результат высвечивания гравитационной энергии при аккреции. Оболочка состоит на 70% из водорода, на 27% — из гелия. Остальное приходится на долю тяжелых элементов. В ходе аккреции происходит разогрев вещества, а затем — термоядерный синтез, приводящий к образованию магния. Температура на границе нейтронного ядра доходит почти до 10^9 °К. Рассмотрим, что происходит с веществом в ходе дальнейшего сжатия.

Когда энергия Ферми-электронов, окружающих ядро, становится равной энергии β -захвата электрона магнием (5.45 Мэв), идет процесс



Нечетно-четное ядро (24.11) менее устойчиво, чем четно-четное (24.12) и непосредственно за (1) протекает реакция:



С помощью схемы, рассмотренной в [1], можно убедиться, что энергия

$$q_2 = \frac{\varepsilon_{je} (5\varepsilon_{je} - 4\delta) \delta}{20 \varepsilon_{je}^2 - 10 \varepsilon_{je} \delta + \delta^2} \quad (3)$$

остается в веществе и идет на его нагрев. Здесь $\delta = \varepsilon_{je} - \varepsilon_2$, где ε_2 — граничная энергия β -захвата нечетно-четного ядра. Остальная энергия уносится нейтрино.

При дальнейшем сжатии после β -захвата наступает испарение нейтронов. На нагрев вещества при этом идет энергия

$$q_n = Q_n - \varepsilon_{jn}, \quad (4)$$

где Q_n — энергия отделения нейтрона от ядра, а ε_{jn} — энергия Ферми наружного нейтронного газа. В тепло переходит за счет этих процессов 1.927 Мэв энергии на нуклон. При сжатии идет цепочка превращений, опи-

санная в [2, 3], пока не образовывается ядро (12.4), после чего становится возможным новый, насколько нам известно, до сих пор не изучавшийся в связи с энергетикой нейтронных звезд процесс — слияние легких ядер при высоких плотностях. В отличие от перечисленных здесь, он не нуждается в непрерывном сжатии, хотя скорость его сильно зависит от плотности. Если считать, что сечение реакции равно геометрическому сечению ядра, для его скорости P_0 получаем [6]

$$P_0 = aA^{11/12} (\rho_{12}/\mu_A)^{23/12} Z^{9/4} \cdot 10^{56} \exp[-bZ\sqrt{A}(\rho_{12}/\mu_A)^{1/6}] \text{ реак/см}^3\text{сек}, \quad (5)$$

$\mu_A = \mu/(m, n_0)$ — средний молекулярный вес на 1 ядро, n_0 — плотность числа ядер, m — масса покоя нуклона, $\rho_{12} = \rho \cdot 10^{-12}$, а a и b — коэффициенты, зависящие от режима электростатического взаимодействия ядер $a \approx 4$, $b \approx 2.5$.

Легко видеть, что скорость слияния для ядер тяжелее ядра (12.4) ничтожна. Так, для ядра (18.6), стабилизация которого предшествует стабилизации этого ядра [2, 3], $P_0 = 10'' \text{ реакций/сек}$, т. е. при плотности числа ядер $n_0 \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ время слияния оказывается больше времени существования Вселенной. Для реакции же слияния ядер (12.4) характерное время

$$\tau = n_0/P_0 \text{ (сек)}$$

оказывается равным примерно $10^{11}—10^{12} \text{ сек}$. При этом в тепло переходит разность энергии связи двух ядер (12.4) и одного (24.8), равная 0.666 Мэв на нуклон.

Отметим, что хотя вещество и продолжает, конечно, сжиматься, условия для протекания β -захвата ядрами (12.4) не наступают. В самом деле, для достижения порога β -нестабильности ядра (12.4) необходима плотность, примерно в 2.3 раза большая, чем для начала слияния ядер (12.4). Определим среднюю скорость сжатия конфигурации. Время ее жизни 10^6 лет , за это время вещество, находившееся в оболочке нейтронной звезды и имевшее плотность 10^{12} г/см^3 , попадает в области внутри звезды, где плотность не более, чем порядка 10^{16} (иначе нейтронная звезда была бы неустойчивой), т. е. плотность вещества увеличивается вдвое, примерно за 10^4 лет , или за время порядка характерного времени слияния ядер.

Следует, однако, учесть, что вероятность P_0 сильно зависит от плотности; так, при изменении плотности в 2.3 раза, она увеличивается в 10^3 раз, поэтому при той плотности, когда может возникнуть β -нестабильность ядер (12.4), их в веществе фактически не оказывается.

Мы будем считать, что реакция идет при постоянной плотности, поскольку характерное время аккреции намного больше τ . Из M граммов вещества, упавшего за год, сгорит за это же время часть α , равная

$$\alpha = \frac{3.16 \cdot 10^7}{\rho^2}, \quad (6)$$

но реакция идет и в веществе, упавшем в предыдущие годы. Можно поэтому считать, что полная масса вещества, сгоревшего за год, есть сумма геометрической прогрессии, первый член которой $\dot{M}$, а знаменатель α , и за год выгорает

$$m = \frac{\dot{M}}{1 - \alpha} \approx \dot{M}, \quad (7)$$

т. е. при расчете можно положить, что все упавшее вещество в тот же год и сгорело. Образовавшиеся в реакциях ядра (24.8) при данной плотности стабильны. При дальнейшем сжатии они проходят опять цепочку превращений с образованием ядра (12.4). При этом опять выделяется 0.417 Мэв энергии на нуклон. Ядра (12.4) опять вступают в пикноядерную реакцию, в которой выделяется 0.333 Мэв на нуклон. На этот раз плотность вещества после реакции выше, чем после первого слияния ядер, ядро (24.8) неустойчиво относительно β -захвата и идет неравновесная реакция, в ходе которой выделяется 0.149 Мэв на нуклон. При дальнейшем сжатии вновь образуется ядро (12.4) и при этом в тепло переходит 0.161 Мэв энергии на нуклон. Мы видим, что энерговыделение на нуклон быстро убывает за счет уменьшения относительного количества ядер. Можно поэтому ограничиться перечисленными процессами. Выделенная энергия оказывается равной 3.32 Мэв на нуклон, что сравнимо с энергией синтеза магния.

Автор выражает благодарность профессору Ю. Л. Вартаныану за постоянную помощь и ценные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

ON THE QUESTION ABOUT THE SOURCES OF ENERGY IN THE RED GIANTS WITH NEUTRON KERNEL

N. K. OVAKIMOVA

We considered the release of energy by the process of evaporation of neutrons from nuclei in the red giants with a neutron kernel. The importance of the picnonuclear confluence of the light nuclei in these configurations is shown. The energy isolated in the unequilibrium process during pressing is of the order of the thermonuclear synthesis.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Бисноватый-Коган, З. Ф. Сеидов, Астрон. ж., 47, 139, 1970.
2. Ю. А. Вартамян, Н. К. Овакимова, Сообщ. Бюраканской обс., 49, 87, 1976.
3. Ю. А. Вартамян, Н. К. Овакимова, Астрон. ж., 53, 1136, 1976.
4. G. S. *Bysnovaty-Kogan*, V. M. *Chechetkin*, Astrophys. Space Sci., 26, 3, 1974.
5. K. S. *Thorne*, A. N. *Zytkov*, Orange Aid Preprint, No. 453, 1976.
6. E. *Salpeter*, H. *Van-Horn*, Ap. J., 155, 183, 1969.