

## Синтез химических элементов в динамоактивных сверхновых

В. Н. Кондратьев<sup>+\*1)</sup>, Ю. В. Коровина<sup>×</sup><sup>+</sup> Киевский национальный университет им. Шевченко, 03022 Киев, Украина<sup>\*</sup> Лаборатория теоретической физики им. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия<sup>×</sup> Московский институт открытого образования, 125167 Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 февраля 2015 г.

После переработки 18 июня 2015 г.

В модели ядерного статистического равновесия исследованы особенности синтеза химических элементов в ультрамагнитной астрофизической плазме, предположительно возникающей в сверхновых и вблизи нейтронных звезд. На примере  $^{44}\text{Ti}$  и  $^{56}\text{Ni}$  показано, что магнитное изменение структуры атомных ядер увеличивает выход антиматерии ядер, а масса магических нуклидов меняется слабо. Обсуждается соответствие полученных результатов наблюдениям.

DOI: 10.7868/S0370274X15150011

**1. Ультрамагнитные звезды.** Одно из первых указаний на существование ультрамагнитных астрофизических объектов (магнитаров) связано с обнаружением 5 марта 1979 г. суперинтенсивного выброса гамма-лучей (гигантская вспышка) от SGR 0526-66 [1]. Концепция магнитаров (см., например, [2] и ссылки в ней) в значительной степени подтверждена дальнейшими наблюдениями источников мягких повторяющихся гамма-всплесков (МППГ, soft-gamma repeaters – SGR) и аномальных рентгеновских пульсаров (АПП, anomalous X-ray pulsars – AXR). Наблюдаемые свойства мягких гамма-всплесков указывают [2, 3] на значительный вклад высших мультипольностей магнитного поля, существенно превышающих соответствующие дипольные компоненты  $H_{\text{dip}} \approx (4-8) \cdot 10^{14}$  Гс, определенные по замедлению периода вращения пульсаров. Недавние теоретические исследования [4] подтверждают возможность появления значительно более намагнитной астрофизической плазмы, возникающей, например, в результате магниторотационной неустойчивости (МРН) и/или динамо-процессов, сопровождающихся радиационным давлением (см. [5]), при выходе ударной волны на поверхность звезды при взрывах сверхновых (СН). Магнитные потоки для областей МРН могут достигать петавобер (ПВб) при силе поля до десяти тератесла (ТТл). Поля большей напряженности возникают в ядерных столкновениях [6]. Такие поля (превышающие 0.1 ТТл) могут изменять структуру и свойства атомных ядер (см. [3, 7–10] и ссылки там), что приводит к необходимо-

сти рассмотрения возможного влияния магнетизма на структуру, преобразования и трансмутацию нуклидов [7–10]. Использование соответствующих данных при анализе нуклеосинтеза и цепочек ядерных превращений может дать более детальную информацию как о СН и нейтронных звездах, например о магнитодинамике при взрывах СН, формировании коры нейтронных звезд и т.д., так и о процессах образования химических элементов.

В настоящей работе продемонстрировано, что магнитный эффект в энергии связи нуклидов приводит к увеличению доли титана в синтезе ядер с массовыми числами, меньшими области “пика” железа. Следовательно, характеристические линии сопутствующих ядер в спектрах соответствующих астрофизических объектов оказываются значительно усиленными и становятся заметными, позволяя анализировать синтезированные элементы. Цепочка радиоактивного распада  $^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$  приводит к излучению линий с энергиями 67.9 и 78.4 кэВ (от  $^{44}\text{Sc}^*$ ) и 1157 кэВ (от  $^{44}\text{Ca}^*$ ) примерно одинаковой интенсивности. Период полураспада  $^{44}\text{Ti}$ , составляющий около 60 лет, позволяет определить массу этого изотопа в остатках СН. В табл. 1 приведены результаты наблюдений для полной массы нуклидов

**Таблица 1.** Масса  $M_{\text{Ti}}$  нуклидов  $^{44}\text{Ti}$  (в массах Солнца  $M_{\text{Sun}}$ ) первоначально синтезированных в молодых СН

СН	$M_{\text{Ti}}, 10^{-4} M_{\text{Sun}}$
CAS A [9, 10]	$(3.3^{+0.9}_{-0.7})$
SN1987A [11]	$3.1 \pm 0.8$

<sup>1)</sup> e-mail: vkondra@univ.kiev.ua

$^{44}\text{Ti}$ , синтезированных при взрыве СН. Полученные величины значительно превышают предсказания моделей [12], дающих массу первоначально синтезированных нуклидов  $^{44}\text{Ti}$ ,  $M_{\text{Ti}} \sim 10^{-5} M_{\text{Sun}}$  (в массах Солнца  $M_{\text{Sun}}$ ) в отсутствие магнитных эффектов. Рассмотрение специфических сценариев взрыва СН [13, 14] приводит в экзотических вариантах к максимальным значениям массы  $3 \cdot 10^{-4} M_{\text{Sun}}$ , достигающим данные наблюдений.

**2. Приближение ядерного статистического равновесия (ЯСР).** Приближение ЯСР более полвека чрезвычайно успешно используется в теории синтеза химических элементов при описании распространенностей атомных ядер с наибольшей энергией связи (т.е. переходных металлов группы железа и близких нуклидов). Оно детально представлено в литературе (см. [12], а также более расширенное обсуждение статистических моделей в [15] и ссылки в ней). При этом распространенность нуклидов  $Y$  определяется главным образом энергией связи  $B$  соответствующих атомных ядер:  $Y \propto \exp(B/kT)$ . Эффекты намагниченности в ЯСР рассматривались в [7–10] и цитируемой там литературе. Напомним, что при температурах  $T \leq 10^{9.5}$  К и полях  $H \geq 0.1$  ТТл зависимость от магнитного поля относительной величины выхода  $y = Y(H)/Y(0)$  дается изменением энергии связи ядер  $\Delta B = B(H) - B(0)$  в поле  $H$  и записывается в виде

$$y \simeq \exp(\Delta B/kT). \quad (1)$$

**3. Структура намагниченных ядер.** В приближении среднего самосогласованного поля Хартри свойства ядер определяются одночастичными уровнями энергии, заполненными до энергии Ферми  $E_F$  [3, 7–10, 16, 17]. Энергия связи  $B$  записывается в виде  $B = B_{\text{LDM}} + C_n + C_p$ , где оболочечные поправки  $C_i$  для протонов и нейтронов соответствуют проекциям изоспина  $i = 1/2 - p$  и  $-1/2 - n$ , а компонента  $B_{\text{LDM}}$  рассчитывается в полуклассической модели жидкой капли [16, 17] и, как утверждает теорема Бора–ван Левен [18], слабо изменяется в магнитном поле.

Спиновое намагничивание типа Паули представляет доминирующий механизм для нейтронов. Взаимодействие поля и спин-магнитного момента, отвечающего проекции спина  $m_n$  на вектор поля, вызывает линейный сдвиг уровней энергии  $\Delta = m_n g_n \omega_L$ , где  $\omega_L = \mu_N H$  с магнетоном нуклона  $\mu_N$ ,  $g_n - g$ -фактор нейтрона. Соответственно оболочечная энергия в поле  $H$  изменяется следующим образом:

$$C_n(H) = C_n^+(E_F + \Delta) + C_n^-(E_F - \Delta), \quad (2)$$

где индексы “+” и “–” обозначают знак проекции спин-магнитного момента на направление поля. Это

приводит к сдвигу фазы в зависимости оболочечной энергии  $C$  от числа нейтронов  $N$  [3, 7].

Магнитный отклик протонов представлен суперпозицией взаимодействия поля со спиновым и орбитальным магнитными моментами [3, 7]. Большой успех в понимании многих свойств стабильных ядер с массовыми числами  $A \sim 10-100$  связан с моделью Нильсона (см., например, [17]), основанной на использовании спектра гармонического осциллятора (ГО) частоты  $\omega_0 \approx 41/A^{1/3}$  МэВ с учетом спин-орбитального взаимодействия, приводящего к расщеплению уровней энергии  $\eta_{so} \approx 0.12$  (в единицах  $\omega_0$ ). Для сферических ядер в слабых магнитных полях,  $h = \omega_L/\omega_0 \ll 1$ , эта модель приводит к выражению

$$G_m^i = \frac{\omega_0 X^2}{9\pi^4} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k^2} \cos(kX) j_0[(i + 1/2)h + m_i \eta_{so}], \quad (3)$$

где  $j_0(x)$  – сферическая функция Бесселя нулевого порядка,  $x = 2\pi E_F/\omega_0 \approx 2\pi(3N_i)^{1/3}$  определяется числом протонов  $N_p = Z$ , т.е.  $i = 1/2 - p$ , и нейтронов  $N_n = N$ , т.е.  $i = -1/2 - n$ . При величинах параметра  $h = \omega_L/\omega_0$ , близких к силе спин-орбитального взаимодействия  $\eta_{so}$ , амплитуда оболочечных осцилляций может увеличиваться до 5 раз. Как видно из рис. 1 (см. также [7]), полный оболочечный эффект

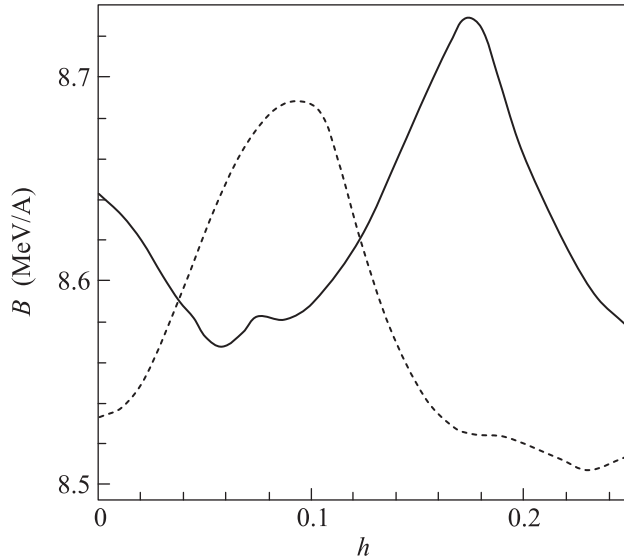


Рис. 1. Энергии связи ядер  $^{56}\text{Ni}$  (сплошная линия) и  $^{44}\text{Ti}$  (штриховая линия) в зависимости от напряженности магнитного поля, определяемой параметром  $h$

от нейтронных и протонных вкладов при  $h = 0.07$  приводит к наиболее связанному ядру  $^{44}\text{Ti}$  по сравнению с соседними симметричными ядрами. При этом

энергия связи  $^{56}\text{Ni}$  уменьшается. Из рис. 1 также видно, что при меньших значениях  $h < 0.07$ , т.е. при поле  $H < 20$  ГТл, для рассматриваемых ядер энергия связи демонстрирует линейную зависимость от  $H$ :  $B = B_0 + \kappa_i H$  [МэВ], где параметр магнитной восприимчивости  $\kappa_i$  зависит от ядра,  $nucleus = {}^A_Z X$ . Для  $^{44}\text{Ti}$  значение этого параметра положительно:  $\kappa_{\text{Ti}} \sim 0.3$  МэВ/ГТл, а в случае  $^{56}\text{Ni}$  величина  $\kappa_i$  становится отрицательной:  $\kappa_{\text{Ni}} \sim -0.3$  МэВ/ГТл (см. рис. 1). Как видно из уравнений (2) и (3), для ядер, антимагических при нулевой силе поля, оболочечная энергия  $C$  всегда увеличивается в поле  $H$ , а для магических – уменьшается, указывая на положительные и отрицательные значения магнитной восприимчивости  $\kappa$  соответственно.

**4. Синтез ультрамагнитных атомных ядер.** Особенности синтеза химических элементов в сверхсильных магнитных полях рассматривались в [7–10]. Напомним, что ЯСР соответствует условиям  $\beta$ -равновесия с равным количеством протонов и нейтронов (т.е.  $Y_e = 0.5$ ). При этом преимущественно производятся симметричные ( $N = Z$ ) ядра. Поэтому рассмотрим относительные выходы продуктов синтеза на примере  $^{56}\text{Ni}$  и  $^{44}\text{Ti}$ . Исследование выбранных симметричных ядер, дважды магического и антимагического при исчезающей намагниченности, дает ясное представление о влиянии магнетизма на процессы образования химических элементов и позволяет сделать фундаментальные выводы о трансмутации и синтезе ядер в ультрамагнитной астрофизической плазме.

Рассмотрим усредненный относительный выход  $\langle y \rangle = V^{-1} \int_V d^3r y[H(\mathbf{r})]$  по объему  $V$  области МРН. Максимальную напряженность магнитного поля при расстояниях, меньших радиуса  $r_0$ , от центра вихревого динамопроцесса можно считать постоянной величиной  $H_0$ . Сильная намагниченность центральной области МРН стабилизирует магнитный поток  $\Phi_0$  также для затухающей компоненты поля. Соответственно в условиях сохраняющегося потока для радиусов  $r > r_0$  зависимость напряженности  $H$  от расстояния  $r$  можно представить как  $H = \Phi_0/\pi r^2$ . Тогда, используя линейную зависимость энергии связи  $B$  от поля  $H$ , усредненный относительный выход можно записать в следующем виде:

$$\langle y \rangle = b^{-1} \left[ \exp(a) + \int_1^b \exp(a/x) dx \right] = \left\{ \exp(a/b) + \frac{a}{b} [\text{Ei}(a) - \text{Ei}(a/b)] \right\}. \quad (4)$$

Здесь интегральная показательная функция  $\text{Ei}(x) = \int_{-\infty}^x \frac{\exp(t)}{t} dt$ ,  $a = \kappa_i H_0/kT$ ,  $H_0$  представляет максимальную напряженность в области МРН при радиусе  $r_0$ ,  $b = (r_a/r_0)^2$ ,  $r_a$  определяет радиус относительно центра МРН, на котором градиент магнитного давления сравнивается с силой гравитации:  $dH^2(r)/dr = 4H_0^2/b^2 r_a \sim 8\pi GMn(R)/R^2$ ,  $G$  – константа гравитационного взаимодействия, а масса звезды  $M$  внутри радиуса бифуркации звезды  $R$  соотносится с плотностью вещества  $n(R)$  как  $4\pi R^2 n(R) = -dM/dR$ . Дополнительное условие на параметры МРН дается энергией ударной волны  $E_s$  [7]:  $H_0^2 r_0^2 \sim 8E_s/[L(2 - b^{-1})]$ , где  $L$  – суммарная длина МРН-областей. Для характерных для СН типа II величин  $R \sim 30$  км,  $E_s \sim 10^{51.5}$  эрг при  $H_0 \sim 3$  ГТл получаем  $r_0 \sim 10^{-0.5}$  км и  $b \sim 10$ .

На рис. 2 продемонстрировано существенное различие зависимостей от магнитного поля выходов

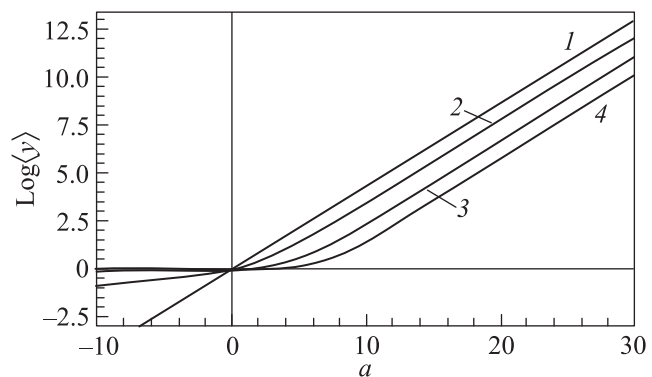


Рис. 2. Зависимости относительного выхода продуктов нуклеосинтеза от параметра  $a$  при значениях величины  $b = 1$  (1), 9 (2), 100 (3) и 900 (4)

нуклидов, магического и антимагического при исчезающем поле. Для антимагических ядер и, соответственно, растущей при увеличении напряженности поля или положительной величине магнитной восприимчивости  $\kappa_i$  энергии связи относительный объем синтеза ядер значительно возрастает с ростом величины  $a$ . В то же время относительная компонента производства магических нуклидов (при отрицательно определенной величине  $a$ ) с увеличением поля практически не изменяется. Такое поведение существенно отличается от случая пространственно однородной намагниченности (см. рис. 2), что соответствует экспоненциальной  $a$ -зависимости величины  $\langle y \rangle$  или  $b = 1$  в уравнении (4). В этом случае коэффициенты подавления и усиления совпадают при одинаковых абсолютных значениях параметра  $a$ . Присутствие диффузионного слоя, отвечающе-

го плавному уменьшению напряженности поля с ростом  $r$  (или  $b > 1$ ), в реальной области МРН приводит к существенному различию соответствующих факторов. Значительное увеличение количества продуктов синтеза антиматических ядер сопровождается незначительным изменением массового объема магических нуклидов. Для реалистических характеристик взрыва СН типа II (см. обсуждение уравнения (4)) фактор усиления выхода  $\langle y \rangle_{\text{Ti}} \sim 30-300$  соответствует массе  $M_{\text{Ti}} \sim 10^{-3.5} - 10^{-2.5} M_{\text{Sun}}$ , превышающей данные наблюдений. Заметим, что не все вещество, выброшенное из центральной части звезды, формируется в областях МРН [4]. Соответственно рассмотрение магнитных эффектов в нуклеосинтезе с учетом реалистичных МРН-структур и геометрии приведет к более согласованному описанию механизмов взрыва СН.

**5. Заключение.** В работе рассмотрен синтез химических элементов в сверхсильных магнитных полях, возникающих при МРН в СН. С использованием аргументов ЯСР продемонстрировано, что существенное влияние магнитного поля на оболочечную энергию атомных ядер представляет, пожалуй, наиболее интересное явление. Магически-антиматические переключения в структуре ядерных оболочек в переменном магнитном поле приводят к увеличению энергии связи титана и, следовательно, к заметному росту порции  $^{44}\text{Ti}$  в продуктах взрывного нуклеосинтеза. Усиление выхода этих элементов, полученное для типичных параметров взрыва СН типа II, находится в хорошем согласии с данными прямых наблюдений, зарегистрированными для соответствующих остатков. При этом выход  $^{56}\text{Ni}$ , а следовательно, и  $^{56}\text{Fe}$  изменяется слабо. Подобное согласие представляет дополнительное указание на возможность существования процессов МРН и сверхсильных магнитных полей в СН. Дальнейшее сравнение предсказаний, учитывающих ядерное намагничивание, с данными наблюдений позволит извлечь детальные характеристики ультрамагнитиченной астрофизической плазмы. В связи с этим напомним, что структура и свойства тяжелых нуклидов изменяются при меньшей напряженности магнитного поля [7, 8]. Возможно также тепловое влияние на структурные и коллективные свойства атомных ядер при больших температурах [19]. Наконец, заметим, что подобные магнитные эффекты в атомных кластерах [20] при-

водят к смещению электронных магических чисел и изменению распределений по массам.

Работа частично поддержана центром научных данных миссии Integral и грантом SCOPES IZ73Z0-152485. В.Н.К. благодарен ОИЯИ (Дубна, Россия) за гостеприимство и финансовую поддержку.

1. E. P. Mazets, S. V. Golentskii, V. N. Ilinskii et al., R. L. Aptekar, and I. A. Guryan, *Nature (London)* **282**, 587 (1979).
2. D. S. Svinikin, K. Hurley, R. L. Aptekar, S. V. Golenetskii, and D. D. Frederiks, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **447**, 1028 (2015).
3. V. N. Kondratyev, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 221101 (2002).
4. S. G. Moiseenko, G. S. Bisnovatyi-Kogan, and N. V. Ardeljan, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **370**, 501 (2006).
5. S. I. Blinnikov and A. G. Tolstov, *Astronomy Lett.* **37**, 194 (2011).
6. V. Voronyuk, V. D. Toneev, W. Cassing, E. L. Bratkovskaya, V. P. Konchakovski, and S. A. Voloshin, *Phys. Rev. C* **83**, 054911 (2011).
7. В. Н. Кондратьев, *ЯФ* **75**, 1442 (2012).
8. V. N. Kondratyev, *Phys. Rev. C* **69**, 038801 (2004).
9. В. Н. Кондратьев и др., *54 Межд. Сов. по спектр. и структуре ат. ядра*, Белгород, Россия (2004), с. 83.
10. V. N. Kondratyev, *Eur. Phys. J. A* **50**, 7 (2014).
11. S. A. Grebenev, A. A. Lutovinov, S. S. Tsygankov, and C. Winkler, *Nature* **490**, 373 (2012).
12. S. E. Woosley, A. Heger, and T. A. Weaver, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1015 (2002).
13. S. Nagataki, *Astrophys. J. Suppl.* **127**, 141 (2000).
14. L.-S. The, D. D. Clayton, R. Diehl, D. H. Hartmann, A. F. Iyudin, M. D. Leising, B. S. Meyer, Y. Motizuki, and V. Schonfelder, *Astron. Astrophys.* **450**, 1037 (2006).
15. V. N. Kondratyev and H. O. Lutz, *Z. Phys. D* **40**, 210 (1997).
16. V. M. Strutinsky, *Nucl. Phys. A* **95**, 420 (1967); **122**, 1 (1968).
17. А. Бор, Б. Р. Моттelson, *Структура атомного ядра*, Мир, М. (1971), т. 1.
18. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, М. (1971).
19. V. N. Kondratyev and M. Di Toro, *Phys. Rev. C* **53**, 2176 (1996).
20. V. N. Kondratyev and H. O. Lutz, *Eur. Phys. J. D* **9**, 483 (1999).