Скорости β^- -распада и е-захвата в нагретом ядре ⁵⁶Ni

С.В. Сидоров^{1,2},* А.А. Джиоев², Т.Ю. Третьякова³

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, кафедра общей ядерной физики

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

² Лаборатория теоретической физики имени Н. Н. Боголюбова,

Объединенный институт ядерных исследований

Россия, 141980, Моск. обл., Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6

³ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д.1., стр.2

(Статья поступила 18.02.2019; Подписана в печать 21.02.2019)

Изучалось влияние тепловых эффектов на скорость захвата электронов и β^- -распада ядра ⁵⁶Ni, находящегося в горячей и плотной материи коллапсирующего кора массивной звезды. Силовая функция ГТ переходов в нагретом ядре получена с использованием формализма Скирм-ТКПСФ. Показано, что рост температуры ведет к появлению ГТ переходов с низкой и отрицательной энергией, которые заблокированы принципом Паули в холодном ядре. Рассчитанные с использованием различных параметризаций взаимодействия Скирма скорости β^- -распада и е-захвата в ядре ⁵⁶Ni сравниваются между собой и с результатами, полученными в рамках модели оболочек.

РАСS: 26.50.+x, 21.60.Jz, 24.10.Pa, 25.40.Kv УДК: 539.1 Ключевые слова: Нагретые ядра, термополевая динамика, квазичастичное приближение случайной фазы, взаи-

модействие Скирма, β^- -распад, е-захват.

введение

При изучении и компьютерном моделировании многих астрофизических процессов необходимо знать скорости реакций, обусловленных слабым взаимодействием. Примерами являются реакции е-захвата и β^- распада, протекающие в экстремальных условиях, возникающих при гравитационном коллапсе центральной части (кора) массивной звезды и последующем взрыве сверхновой. Захват электронов ядрами группы железа $(A \sim 60)$ уменьшает давление электронного газа в коре и тем самым инициирует и ускоряет коллапс. Бетараспад действует в обратном направлении. Помимо этого, соотношение скоростей е-захвата и β^- -распада определяет число электронов на барион Уе в финальном несжимаем коре и поэтому является одним из факторов, которые определяют его массу $(M_f \sim Y_e^2)$ и от которых зависит энергия взрывной волны [1].

В экстремальных условиях, реализующихся при коллапсе (т.е. при температурах выше 10^9 К или 0.1 МэВ и плотностях выше 10^7 г/см³), обе реакции в ядрах группы железа протекают за счет переходов гамовтеллеровского типа (ГТ) [1], поэтому для расчета скоростей необходимо знать распределение силы этих переходов. Нахождение силовой функции ГТ переходов осложняется тем, что в горячей и плотной материи коллапсирующего кора звезды атомные ядра находятся в возбужденных состояниях, заселение которых происходит за счет установившегося термодинамического равновесия между веществом и электромагнитным излучением. В этих условиях вероятность заселения возбужденных состояний задается больцмановским распределением и согласно модели Ферми-газа средняя энергий возбуждения для ядра А зависит от температуры как $E = AT^2/8$. Для ядер группы железа с $A \sim 60$ при $T \sim 1$ МэВ средняя энергия возбуждения $E \sim 8 \,\mathrm{M}$ эВ. Очевидно, что при столь высоких энергиях возбуждения силовая функция ГТ переходов может существенно отличаться от ГТ силовой функции основного состояния ядра. В частности, тепловое размытие протонной и нейтронной поверхности Ферми в ядре делает возможным ГТ переходы, которые заблокированы принципом Паули в основном состоянии ядра (рис. 1). За счет таких переходов происходит фрагментация силовой функции и усиливаются ее компоненты, лежащие при низких и отрицательных энергиях. Это делает возможным β -распад ядер, стабильных в основном состоянии, из возбужденных состояний.

На сегодняшний день при моделировании коллапса и взрыва сверхновых широко используются скорости е-захвата и *β*-распада, рассчитанные с использованием модели оболочек [2-4]. При современном развитии компьютерной техники, модель оболочек позволяет детально рассчитать ГТ силовую функцию для основного и низколежащих возбужденных состояний ядер с $A \sim 60$, используя конфигурационное пространство, содержащее вплоть до 10⁹ состояний. Рост энергии возбуждения ядра, однако, требует дальнейшего увеличения конфигурационного пространства, что находится вне пределов возможностей современных компьютеров. Поэтому в данном подходе для учета ГТ переходов с высоковозбужденных состояний используется гипотеза Бринка, то есть предполагается, что ГТ силовая функция для возбужденных состояний имеет

^{*}E-mail: sv.sidorov@physics.msu.ru



Рис. 1: ГТ-переходы в холодном ядре (слева) и нагретом ядре (справа). Размытие поверхности Ферми приводит к появлению переходов, сопровождающихся девозбуждением ядра

такой же вид, что и для основного состояний. Необоснованность гипотезы Бринка для зарядовообменных возбуждений доказана оболочечными расчетами с использованием метода Монте-Карло [5].

В работах [6, 7] для описания ГТ-переходов в нагретых ядрах был предложен другой подход, основанный на комбинации квазичастичного приближения случайных фаз (КПСФ) с сепарабельным остаточным взаимодействием [8] и формализма термополевой динамики (ТПД) [9]. Получившийся метод, теплоквазичастичное приближение случайной фазы (ТКПСФ), позволяет рассчитывать силовую функцию зарядово-обменных переходов термодинамически последовательным образом без привлечения гипотезы Бринка. Данный метод не столь требователен к компьютерным ресурсам, поэтому может быть применен и для ядер с A > 60. Такие ядра доминируют в коре звезды на финальной стадии коллапса. В работе [10] метод ТКПСФ был объединён с методом энергетического функционала для сил Скирма. Это позволяет проводить расчеты самосогласованным образом, когда и среднее поле, и остаточное взаимодействие рассчитываются на основе одного и того же энергетического функционала. В настоящей работе метод Скирм-ТКПСФ применяется для расчета скоростей е-захвата и β^- -распада ядра ⁵⁶Ni. Данный изотоп является одним из самых распространённых в коре звезды на финальной стадии коллапса.

1. МОДЕЛЬ ТКПСФ

В формализме ТПД свойства возбужденных состояний нагретой системы описываются путем диагонализации теплового гамильтониана \mathcal{H} , определяемого как разность между физическим гамильтонианом Hи фиктивным гамильтонианом \tilde{H} . Последний строится из физического с помощью специальной операции тильда-сопряжения. Собственная функция теплового гамильтониана $|0(T)\rangle$, соответствующая нулевому собственному значению, называется тепловым вакуумом и описывает равновесное состояние нагретой системы. Переходы из теплового вакуума на собственные состояния \mathcal{H} с положительной (отрицательной) энергией соответствуют возбуждению (девозбуждению) системы.

В качестве физического гамильтониана для расчета ГТ силовой функции в нагретом ядре ⁵⁶Ni в использовался гамильтониан, включающий в себя среднее поле и остаточное протон-нейтронное взаимодействие в канале частица-дырка в приближении сил Скирма. При этом мы пренебрегли влиянием температуры на среднее поле. Кроме того, для магического ядра ⁵⁶Ni не учитывались парные корреляции.

В методе ТКПСФ тепловой гамильтониан диагонализуется в предположении, что для начального нагретого четно-четного ядра волновая функция конечного состояния, образующегося в ходе ГТ перехода, получается в результате действия оператора рождения теплового ГТ фонона $Q_{\mu k}^{\dagger}$ на тепловой вакуум. Оператор теплового фонона задается в виде линейной комбинации операторов рождения и уничтожения пар тепловых квазичастиц:

$$\begin{aligned} Q^{\dagger}_{\mu k} &= \sum_{p,n} (\psi^{k}_{pn} [\beta^{\dagger}_{p} \beta^{\dagger}_{n}]^{1}_{\mu} + \tilde{\psi}^{k}_{pn} [\tilde{\beta}^{\dagger}_{\bar{p}} \tilde{\beta}^{\dagger}_{\bar{n}}]^{1}_{\mu} + \\ &+ i \eta^{k}_{pn} [\beta^{\dagger}_{p} \tilde{\beta}^{\dagger}_{\bar{n}}]^{1}_{\mu} + i \tilde{\eta}^{k}_{pn} [\tilde{\beta}^{\dagger}_{\bar{p}} \beta^{\dagger}_{n}]^{1}_{\mu} + \\ &+ \phi^{k}_{pn} [\beta_{\bar{p}} \beta_{\bar{n}}]^{1}_{\mu} + \tilde{\phi}^{k}_{pn} [\tilde{\beta}_{p} \tilde{\beta}_{n}]^{1}_{\mu} + i \xi^{k}_{pn} [\beta_{\bar{p}} \tilde{\beta}_{n}]^{1}_{\mu} + i \xi^{k}_{pn} [\beta_{\bar{p}} \beta_{\bar{n}}]^{1}_{\mu}). \end{aligned}$$

Здесь индексы p, n — квантовые числа протонов и нейтронов в ядре; черта над индексом — символ обращения времени, $[]^1_{\mu}$ означает тензорное произведение двух моментов, связывающее их в полный момент 1 с проекцией μ . Операторы рождения и уничтожения тепловых квазичастиц связаны с операторами рождения и уничтожения физических и тильдованных частиц через два унитарных преобразования: стандартное и тепловое преобразования Боголюбова. Коэффициенты обоих преобразований находятся из условия



Рис. 2: Распределение силы ГТ₋ (верхний ряд) и ГТ₊-переходов (нижний ряд) в ⁵⁶Ni при различных температурах в параметризации сил Скирма SGII

минимума свободной энергии для системы невзаимодействующих боголюбовских квазичастиц. Коэффициенты теплового преобразования оказываются связанными с тепловыми числами заполнения в статистике Ферми–Дирака.

Энергия однофононного состояния $Q_{\mu k}^{\dagger}|0(T)\rangle$ находится из вариационного принципа при дополнительных ограничениях на фононные амплитуды ψ, ϕ, η, ξ и др., связанные с условием нормировки. Соответствующее вариационное уравнение имеет вид:

$$\delta\{\langle 0(T)|Q_{\mu k}HQ_{\mu k}^{\dagger}|0(T)\rangle - \frac{\omega_{k}}{2}\langle 0(T)|[Q_{\mu k},Q_{\mu k}^{\dagger}]|0(T)\rangle - 1]\} = 0.$$
(1)

Множитель Лагранжа ω_k — это энергия k-го однофононного состояния. Из-за сепарабельности остаточного взаимодействия полученная после варьирования по фононным амплитудам система линейных уравнений сводится к алгебраическому секулярному уравнению, корни которого определяют энергии однофононных состояний.

Каждому однофононному состоянию $Q_{\mu k}^{\dagger}|0(T)\rangle$ с положительной энергий, соответствует тильдованное состояние $\tilde{Q}_{\mu k}^{\dagger}|0(T)\rangle$ с отрицательной энергией. Амплитуда ГТ-перехода на однофононное состояния дается квадратом приведенного матричного элемента Φ_k^{\pm} ("+"для е-захвата, "-"для β^- -распада) оператора ГТ_±-перехода (σt_{\pm}) между тепловым вакуумом и этим состоянием. Энергия ГТ_±-перехода E_k связана с энергией фонона ω_k соотношением

$$E_k = \omega_k \pm (\Delta \lambda_{np} + \Delta m_{np}), \qquad (2)$$

где $\Delta\lambda_{np}$ — разность величин нейтронного и протонного химических потенциалов, $\Delta m_{np} = m_n - m_p = 1.29 \,\mathrm{M}$ эВ — разность масс нейтрона и протона. Зависимость амплитуды перехода от энергии перехода определяет силовую функцию. Скорость е-захвата и β^- -распада нагретого дается выражением

$$\lambda = \frac{\ln 2}{6150 \text{ c}} \sum_{k} [\Phi_k^{\pm} F^{\pm}(E_k) + \tilde{\Phi}_k^{\pm} F^{\pm}(\tilde{E}_k)].$$
(3)

Здесь верхний (нижний) знак отвечает е-захвату (β^- – распаду). Фазовый интеграл $F^{\pm}(E)$ зависит от энергии перехода и химического потенциала электронного газа [3], который в свою очередь определяется температурой и величиной ρY_e , где ρ – плотность вещества.

2. РАСЧЕТЫ ДЛЯ ⁵⁶Ni

Одночастичные волновые функции и энергии ядра ⁵⁶Ni рассчитывались в подходе Хартри-Фока со взаимодействием Скирма с использованием параметризаций SGII [11], SLy4 [12], SLy5 [12] и BSk17 [13]. Для получения остаточного взаимодействия использовалась процедура сепарабелизации [14].

На рис. 2 показана силовая функция ГТ-переходов в ядре ⁵⁶Ni, рассчитанная для SGII при нулевой температуре и T = 0.6 и 1.2 МэВ. Как видно, с ростом температуры наблюдается возникновение переходов с отрицательной энергией. Такие переходы соответствуют ГТ-переходам с высоковозбужденных состояний ядра на низколежащие состояния дочернего ядра. Доля низкоэнергетических переходов так же увеличивается

УЗФФ 2019

1920101-3



Рис. 3: Скорость β^- -распада (верхний ряд) и е-захвата (нижний ряд) в ⁵⁶Ni при различных температурах и плотности электронного газа (в единицах моль/см³)

вследствие теплового размытия поверхности Ферми, возрастающего с температурой. Для реакций захвата электронов ядрами в звездном веществе появление ГТ₊-переходов низких и отрицательных энергий снижает порог реакции и существенно повышает скорости захвата электронов при низких плотностях звездного вещества, когда мала энергия Ферми вырожденного электронного газа, окружающего атомные ядра. Появление ГТ₋-переходов с отрицательной энергией делает возможным бета-распад нагретого ядра.

На рис. З приведены результаты расчетов скорости β^- -распада и е-захвата в ядре ⁵⁶Ni при температурах и плотностях звездной материи, реализующихся на начальных этапах коллапса. Видно, что скорость электронного захвата увеличивается как с ростом плотности, так и с повышением температуры. Это обусловлено в первую очередь тем, что с ростом плотности и, соответственно, ростом химического потенциала ($\mu_e \sim \rho^{1/3}$) в электронном газе увеличивается доля электронов, энергии которых достаточно для перехода на все более и более высокие ядерные состояния с $J^{\pi} = 1^+$. Дополнительной причиной роста скорости захвата электронов, как уже отмечалось, является увеличение числа Γ_+ -переходов низких энергий при повышении температуры ядра.

В случае β^- -распада рост плотности электронного газа приводит к уменьшению скорости реакции, что связано с увеличением химического потенциала электронного газа и блокировкой доступного фазового пространства для вылетающего электрона. Такая блокировка ослабляется, однако, при повышении температуры.

Для сравнения на рис. 3 приведены результаты расчетов, выполненных в работах [2-4] в рамках оболочечной модели. Расчеты скорости е-захвата в рамках обоих подходов с удовлетворительной точностью согласуются друг с другом. Видно, однако, что скорость β^- -распада, полученная в оболочечной модели, существенно выше, чем в приближении ТКПСФ для всех рассматриваемых величин плотности электронного газа, что может быть связано с эффектами разблокировки вследствие нуклон-нуклонных корреляций, учитываемых в оболочечной модели. Смешивание конфигураций приводит к увеличению силы низкоэнергетических ГТ-переходов. С увеличением температуры отличие между двумя моделями уменьшаются, что связано с меньшей зависимостью скоростей *β*-распада от структуры силовой функции при высоких температурах. Для более полного учета нуклон-нуклонных корреляций в рамках ТКПСФ необходимо учесть связь однофононных состояний с более сложными конфигурациями, как это было сделано для холодных ядер в рамках квазичастично-фононной модели ядра [8].

Отметим, что расчеты скорости β^- -распада при низких температурах и плотностях электронного газа в параметризации SLy5 также существенно отличаются от оценок, получаемых при использовании других наборов параметров. Для объяснения этого обсто-



Рис. 4: Силовые функции ГТ_-переходов, рассчитанные в параметризациях SLy4 и SLy5 при температуре T = 0.3 MэВ. По горизонтальной оси отложены энергии переходов (разность энергий конечного и начального состояний). Заштрихована область энергетически невыгодных переходов с $E > -m_e$

ятельства обратимся к рис. 4, на котором изображены силовые распределения ГТ--переходов в области энергий $E = E_f - E_i$ от -10 до 2 МэВ, рассчитанные с использованием близких наборов параметров SLy4 и SLy5. Как можно видеть, эти распределения имеют сходную структуру с важным отличием в энергии правого пика, составляющей -0.6 МэВ и -0.2 МэВ в параметризациях SLy4 и SLy5 соответственно. Поскольку вклады в полную скорость реакции дают лишь переходы с выделением энергии (то есть с $E < -m_e$), то скорость *β*-распада при использовании параметров SLy5 преимущественно определяется вероятностью переходов при энергиях $E = -7.3, -7.5 \,\text{M}$ эB, идущих на 8 порядков медленнее, чем переход при $E = 0.6 \, \text{M} \Im \text{B}$ в SLy4. Увеличение температуры ведет к уменьшению таких расхождений, что связано с увеличением роли переходов с большим выделением энергии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе с использованием самосогласованного подхода Скирм+ТКПСФ был проведен расчет скорости β^- -распада и е-захвата в ядре ⁵⁶Ni в условиях горячей плотной звездной материи коллапсирующего ядра звезды. Проведенный расчет подтверждает результаты оболочечной модели, предсказывающей увеличение скорости процессов при увеличении температуры среды. Полученные расхождения как между двумя подходами, так и между отдельными параметризациями при низких температурах свидетельствуют о сильной чувствительности скоростей реакций к распределению силы ГТ-переходов при низких энергиях. Более точные результаты можно ожидать при учете взаимодействия однофононных и более сложных конфигураций.

- [1] Langanke K., Martinez-Pinedo G. // Rev. Mod. Phys. 2003. 75. P. 819.
- [2] Langanke K., Martinez-Pinedo G. // At. Data Nucl. Data Tables. 2001. 79. P. 1.
- [3] Caurier E. et al. // Nucl. Phys. A. 1999. 653. P. 439.
- [4] Langanke K., Martinez-Pinedo G. // Nucl. Phys. A. 2000.
 673. P. 481.
- [5] Radha P., Dean D., Koonin S., Langanke K., Vogel P. // Phys. Rev. C. 1997. 56. P. 3079.
- [6] Джиоев А.А., Вдовин А.И., Пономарев В.Ю., Вамбах Й. // ЯФ. 2009. 72. Р. 1373.
- [7] Dzhioev A., Vdovin A., Ponomarev V., Wambach J., Langanke K., Martinez-Pinedo G. // Phys. Rev. C. 2010. 81. 015804.
- [8] Соловьев В. Г. // Теория атомного ядра: квазичастицы

и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.

- [9] Takahashi Y., Umezawa H. // Collect. Phenom. 1975. 2.
 P. 55.
- [10] Dzhioev A., Vdovin A., Stoyanov Ch. // Phys. At. Nucl. 2016. 79. P. 1019.
- [11] Van Giai N., Sagawa H. // Phys. Lett. B. 1981. 106.
 P. 379.
- [12] Chabanat E., Bonche P., Haensel P., Meyer J., Schaeffer R. // Nucl. Phys. A. 1998. 635. P. 231.
- [13] Goriely S., Chamel N., Pearson J. // Phys. Rev. Lett. 2009. 102. 152503.
- [14] Van Giai N., Stoyanov Ch., Voronov V. // Phys. Rev. C. 1998. 57. P. 1204.

Beta-decay and electron capture rates in hot nucleus ⁵⁶Ni

S. V. Sidorov^{1,2,a}, A. A. Dzhioev², T. Yu. Tretyakova³

¹Department of general nuclear physics, Faculty of Physics, M.V.Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia ²Bogolyubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980, Russia ³Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia E-mail: ^asv.sidorov@physics.msu.ru

Thermal effects on the electron capture and beta-decays rates are studied for 56 Ni embedded in dense and hot matter of the collapsing core of a massive star. The influence of temperature on the strength distributions of GT transitions is considered in the framework of the Skyrme-TQRPA model. It is shown that thermal effects make possible negative- and low-energy GT transitions which are Pauli blocked at zero temperature. The weak-interaction rates obtained in frames of different Skyrme interaction parametrizations are compared with one another and with those from the large-scale shell model calculations.

PACS: 26.50.+x, 21.60.Jz, 24.10.Pa, 25.40.Kv.

Keywords: Hot nuclei, thermofield dynamics, quasiparticle random phase approximation, Skyrme interaction, β^- -decay, electron capture.

Received 18 February 2019.

Сведения об авторах

- 1. Сидоров Семён Владимирович студент 2 курса магистратуры; тел.: +7(963)765-55-96, e-mail: sv.sidorov@physics.msu.ru.
- 2. Джиоев Алан Александрович канд. физ.-мат. наук, нач. отделения; e-mail: dzhioev@theor.jinr.ru.
- 3. Третьякова Татьяна Юрьевна канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: tretyakova@sinp.msu.ru.