

УДК 539.143

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОНОВ НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫМИ ЯДРАМИ

© 2009 г. А. А. Джигоев¹, А. И. Вдовин¹, В. Ю. Пономарев^{1,2}, Й. Вамбах^{2,3}

E-mail: dzhioev@theor.jinr.ru

На примере ядра ^{76}Ge в рамках подхода, основанного на квазичастично-фононной модели ядра и формализме термополевой динамики, исследовано влияние температуры на распределение силы разрешенных и первого порядка запрета $p \rightarrow n$ -переходов в нейтронно-избыточных ядрах fp -оболочки. При различных температурах рассчитано сечение захвата электрона ядром ^{76}Ge .

ВВЕДЕНИЕ

Начиная со знаменитой работы Бете [1] общепризнано, что захват электронов ядрами, относящимися к началу fp -оболочки, является одним из наиболее важных слабых процессов, протекающих до и во время коллапса массивных звезд. Скорость захвата электронов через делептонизацию и размеры внутреннего кора звезды существенно определяет динамику коллапса. Кроме того, захват электронов является основным источником нейтрино, которые переносят большую часть энергии, выделяющейся при коллапсе.

Проблему захвата электрона ядрами fp -оболочки при высоких температурах и плотностях рассматривали многие авторы (см., например, [2–8]). Одним из наиболее интересных и важных вопросов, анализировавшихся в этих работах, был вопрос о влиянии температуры, т.е. теплового заселения возбужденных состояний ядер, на скорость захвата. Было показано, что тепловое заселение способно существенно увеличить скорость захвата, равно как и скорость обратной реакции – β^- -распада.

В настоящее время наиболее полные расчеты скорости захвата электрона нагретыми ядрами проделаны в рамках модели оболочек с использованием реалистического нуклон-нуклонного взаимодействия (см. [6, 9] и ссылки в этих работах). Однако такие расчеты требуют диагонализации матриц размером $\sim 10^9 \times 10^9$, что находится на пределе вычислительных возможностей современных компьютеров, поэтому указанные исследования ограничиваются ядрами с атомным весом $A \leq 65$. Отметим, что в этих расчетах учитывались только разрешенные фермиевские и гамов-теллеровские переходы, что для этих массовых чисел оправданно.

Во время коллапса звезды относительная распространенность ядер (A, Z) в ее веществе меняется, соответствующая функция распределения зависит от температуры и плотности. В [10] было показано, что при $T \geq 0.5$ МэВ среднее значение отношения Z/A соответствует нейтронно-избыточным изотопам германия с $A = 70 - 82$. Хотя при $T = 0$ захват электронов этими ядрами за счет разрешенных $p \rightarrow n$ -переходов и затруднен, но, как было отмечено еще в [11, 12], одновременный учет температурных эффектов и запрещенных переходов способен значительно увеличить скорость захвата электронов нейтронно-избыточными ядрами.

В [13, 14] для описания захвата электрона и β^- -распада нагретых ядер был предложен подход, основанный на комбинации квазичастично-фононной модели ядра (КФМ) [15] и формализма термополевой динамики (ТПД) [16]. На примере ядер $^{54, 56}\text{Fe}$ было показано, что в его рамках удается получить удовлетворительное согласие с результатами расчетов по оболочечной модели. В данной работе на примере ядра ^{76}Ge этот подход использован, чтобы исследовать влияние температуры на процесс захвата электронов нейтронно-избыточными ядрами.

ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОНА НАГРЕТЫМ ЯДРОМ

Модельный гамильтониан КФМ состоит из феноменологического потенциала среднего поля H_{sp} , спаривательного взаимодействия H_{pair} в форме БКШ и эффективного сепарабельного остаточного взаимодействия H_{int} в канале частица–дырка. Поскольку в дальнейшем мы ограничимся приближением случайной фазы (ПСФ), для описания захвата электрона нам достаточно той части остаточного взаимодействия, которая отвечает за формирование зарядово-обменных возбуждений в ядре [17]:

$$H_{int} = -2 \sum_{\lambda\mu} \kappa_1^{(\lambda)} M_{\lambda\mu}^\dagger M_{\lambda\mu} - 2 \sum_{L\lambda\mu} \kappa_1^{(L\lambda)} S_{L\lambda\mu}^\dagger S_{L\lambda\mu}. \quad (1)$$

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

² Институт ядерной физики, Технологический университет Дармштадта, Германия.

³ GSI, Дармштадт, Германия.

Здесь $\kappa_1^{(\lambda)}$ и $\kappa_1^{(L\lambda)}$ – константы изовекторного мультипольного и спин-мультипольного взаимодействий, а операторы $M_{\lambda\mu}$ и $S_{L\lambda\mu}$ определены следующим образом:

$$M_{\lambda\mu} = \sum_{pn} \langle p | i^\lambda r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \tau_- | n \rangle a_n^\dagger a_n, \quad (2)$$

$$S_{L\lambda\mu} = \sum_{pn} \langle p | i^L r^L [Y_L(\theta, \phi) \vec{\sigma}]_\mu^\lambda \tau_- | n \rangle a_p^\dagger a_n.$$

Операторы $a_p^\dagger, a_p (a_p^\dagger, a_n)$ – это операторы рождения и уничтожения протона (нейтрона) в одночастичном состоянии с квантовыми числами $n_{p(n)}, l_{p(n)}, j_{p(n)}, m_{p(n)}$, а τ_- – оператор, переводящий нейтрон в протон. Структуру зарядово-обменных возбуждений электрического типа определяют мультипольная и спин-мультипольная с $L = \lambda$ компоненты H_{int} , а структуру $p - n$ -возбуждений магнитного типа – спин-мультипольные компоненты с $L = \lambda - 1$ и с $L = \lambda + 1$.

Напомним основные положения ТПД. В ТПД основное и возбужденные состояния нагретой системы трактуются как собственные функции (и соответствующие собственные значения) теплового гамильтониана \mathcal{H} , который определяется как раз-

ность между исходным модельным гамильтонианом и фиктивным тильда-гамильтонианом \tilde{H} :

$$\mathcal{H} = H - \tilde{H}. \quad (3)$$

Тильда-гамильтониан \tilde{H} получается из исходного при помощи специальной операции “тильда”. Спектр теплового гамильтониана содержит состояния как с положительной, так и с отрицательной энергиями. Собственная функция теплового гамильтониана с нулевой энергией называется тепловым вакуумом. В качестве дополнительного условия на тепловой вакуум налагается требование, чтобы среднее значение оператора свободной энергии по тепловому вакууму было минимальным. В этом случае среднее по тепловому вакууму от любого физического оператора совпадает со статистическим средним этого оператора по большому каноническому ансамблю. В этом смысле тепловой вакуум описывает состояние термодинамического равновесия системы. Переходы из теплового вакуума в состояния с положительной энергией соответствуют возбуждению нагретой системы, а переходы в состояния с отрицательной энергией – ее девозбуждению.

Так же как и в [13, 14] при диагонализации теплового гамильтониана (3) мы ограничимся ПСФ. Оператор рождения теплового фонона с мультипольностью λ определяем следующим образом:

$$\begin{aligned} Q_{\lambda\mu k}^\dagger = & \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{p,n} (\psi_{pn}^k [\beta_p^\dagger \beta_n^\dagger]_\mu^\lambda + \tilde{\psi}_{pn}^k [\tilde{\beta}_p^\dagger \tilde{\beta}_n^\dagger]_\mu^\lambda + i\eta_{pn}^k [\beta_p^\dagger \tilde{\beta}_n^\dagger]_\mu^\lambda + i\tilde{\eta}_{pn}^k [\tilde{\beta}_p^\dagger \beta_n^\dagger]_\mu^\lambda + \\ & + \phi_{pn}^k [\beta_p \beta_n]_\mu^\lambda + \tilde{\phi}_{pn}^k [\tilde{\beta}_p \tilde{\beta}_n]_\mu^\lambda + i\xi_{pn}^k [\beta_p \tilde{\beta}_n]_\mu^\lambda + i\tilde{\xi}_{pn}^k [\tilde{\beta}_p \beta_n]_\mu^\lambda). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $[\]_\mu^\lambda$ означает связку угловых моментов протона p и нейтрона n на суммарный угловой момент λ с проекцией μ , а черта над индексом p или n – операцию обращения времени.

Операторы рождения ($\beta^\dagger, \tilde{\beta}^\dagger$) и уничтожения ($\beta, \tilde{\beta}$) тепловых квазичастиц в (4) связаны с операторами рождения и уничтожения физических частиц посредством двух унитарных преобразований – стандартного и теплового преобразований Боголюбова. Коэффициенты обоих преобразований, а также значения энергетической щели $\lambda_{p(n)}$ и химического потенциала $\Delta_{p(n)}$ находятся из условия минимума свободной энергии для системы невзаимодействующих боголюбовских квазичастиц и зависят от температуры. Они удовлетворяют известным уравнениям теплового приближения БКШ. Следуя [16], мы будем отождествлять рождение тепловых тильда-квазичастиц с уничтожением боголюбовских квазичастиц, число которых в тепловом ваку-

уме определяется коэффициентами теплового преобразования (тепловыми числами заполнения Ферми–Дирака). Отметим, что в отличие от [13] здесь мы используем комплексное тепловое преобразование (обоснование см. в [14]). С этим связан множитель i (мнимая единица) у части амплитуд в определении теплового фонона.

Так же, как и ранее [13, 14], энергия и структура тепловых однофононных состояний находятся при помощи вариационного принципа при дополнительном условии минимума свободной энергии для системы невзаимодействующих фононов в состоянии теплового фононного вакуума $|\Psi_0(T)\rangle$. Полученное в итоге секулярное уравнение теплового ПСФ для сепарабельного взаимодействия определяет энергию $\omega_{\lambda k}$ тепловых фононов. Как отмечено выше, физический смысл имеют как положительные, так и отрицательные значения $\omega_{\lambda k}$. Последние отождествляются с тепловыми тильда-фононами $\tilde{Q}_{\lambda\mu k}$.

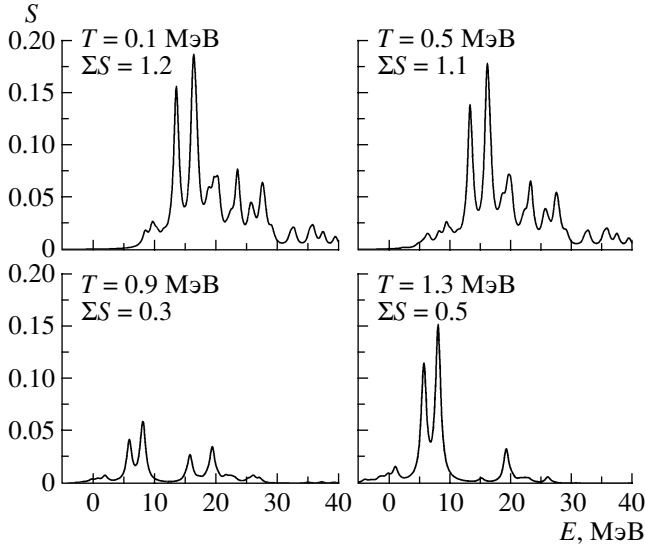


Рис. 1. Суммарное распределение силы разрешенных 0^+ и 1^+ $p \rightarrow n$ -переходов из нагретого ядра ^{76}Ge при температурах $T = 0.1, 0.5, 0.9$ и 1.3 МэВ. E – энергия перехода, т.е. энергия, переданная материнскому ядру ^{76}Ge . ΣS – суммарная сила переходов.

Рассмотрим теперь операторы слабых $p \rightarrow n$ -переходов. Оператор разрешенных переходов выглядит следующим образом:

$$D = (g_V + \tilde{g}_A \vec{\sigma}) \tau_+ \quad (5)$$

и состоит из фермиевской ($\Delta J^\pi = 0^+$) и гамов-теллеровской ($\Delta J^\pi = 1^+$) частей. Оператор τ_+ в (5) переводит протон в нейтрон; величины $g_V = 1$, $\tilde{g}_A = 0.75(-1.25)$ – векторная и перенормированная аксиальная константы связи. В нерелятивистском приближении операторы переходов первого порядка запрета в ядре с зарядом Z и радиусом R имеют вид [11, 12]

$$\Delta J^\pi = 0^-, \quad D = \tilde{g}_A \left(\frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{m} + \frac{\alpha Z}{2R} i \vec{\sigma} \cdot \vec{r} \right) \tau_+,$$

$$\Delta J^\pi = 1^-, \quad D = \left(g_V \frac{\vec{p}}{m} - \frac{\alpha Z}{2R} (\tilde{g}_A \vec{\sigma} \times \vec{p} - g_V \vec{r}) \right) \tau_+, \quad (6)$$

$$\Delta J^\pi = 2^-, \quad D = i \frac{\tilde{g}_A}{\sqrt{3}} [\vec{\sigma} \vec{r}]_\mu^2 \sqrt{p_e^2 + q_\nu^2} \tau_+.$$

Здесь $\vec{\sigma}$, \vec{r} , \vec{p} – операторы спина, координаты и импульса нуклона, m – его масса, α – постоянная тонкой структуры. Оператор уникального перехода с $\Delta J^\pi = 2^-$ зависит от импульса p_e захваченного электрона и импульса q_ν вылетевшего нейтрино.

Квадрат приведенного матричного элемента операторов (5) или (6) между тепловым вакуумом $|\Psi_0(T)\rangle$ и тепловым однофононным состоянием $|\mathcal{Q}_{\lambda\mu k}\rangle$ (или тепловым тильда-фононным состоянием

$|\tilde{\mathcal{Q}}_{\lambda\mu k}\rangle$) определяет силу $p \rightarrow n$ -перехода из основного состояния на это состояние. Так как до перехода нуклон принадлежит протонной подсистеме материнского ядра, а после перехода – нейтронной системе дочернего ядра, то энергия перехода равна

$$E_{\lambda k} = \omega_{\lambda k} + (\lambda_n - \lambda_p) + (m_n - m_p), \quad (7)$$

где $m_{p(n)}$ – масса протона (нейтрона). Величина $E_{\lambda k}$ может быть как положительной, так и отрицательной.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Численные расчеты были проведены для ядра ^{76}Ge . Одночастичные волновые функции и энергии были рассчитаны в сферически-симметричном потенциале Вудса–Саксона с параметрами из [18]. При этом глубины потенциальных ям были подобраны по экспериментальным значениям энергии отделения нуклона. Константы спаривательного взаимодействия определялись по экспериментальным значениям парных энергий. Значения протонной и нейтронной энергетических щелей при $T = 0$ получились следующими: $\Delta_p = 1.7$ МэВ, $\Delta_n = 1.6$ МэВ. Константы изовекторных мультипольного и спиндипольного взаимодействия находились согласно методике, изложенной в [19].

Протонная и нейтронная одночастичные схемы уровней близки к тем, что были использованы для расчетов электронного захвата ядром ^{82}Ge в [12]. В приближении независимых частиц основное состояние ядра ^{76}Ge соответствует полностью занятой протонной подоболочке $2p_{3/2}$ и четырем нейтронам на подоболочке $1g_{9/2}$. Так как под действием оператора разрешенных $p \rightarrow n$ -переходов (5) протон может перейти в нейтрон лишь при условии $l_p = l_n$, в таком приближении разрешенные $p \rightarrow n$ -переходы с основного состояния ядра ^{76}Ge полностью блокированы. Однако парные корреляции размывают поверхность Ферми нейтронов, чем ослабляют блокировку.

На рис. 1 показано, как меняется с ростом температуры (напомним, что 0.1 МэВ $\approx 1.2 \cdot 10^9$ К) распределение силы разрешенных $p \rightarrow n$ -переходов в ^{76}Ge . Там же для каждого значения T указана суммарная сила этих переходов. При $T \leq 0.5$ МэВ главный максимум в распределении силы находится при энергии $14 - 18$ МэВ. Он сформирован главным образом одночастичными переходами $p(1f_{7/2}) \rightarrow n(1f_{5/2})$ и $p(1g_{9/2}) \rightarrow n(1g_{7/2})$. Первый из них – это переход типа дырка–дырка, второй – частица–частица, т.е. указанный максимум обязан своим существованием парным корреляциям. Как известно, рост температуры ослабляет парные корреляции [20]. В результате уже при $T = 0.9$ МэВ максимум при энергии $\sim 14 - 18$ МэВ в распределении силы разрешенных $p \rightarrow n$ -переходов практически исчезает, уменьшается и их суммарная сила.

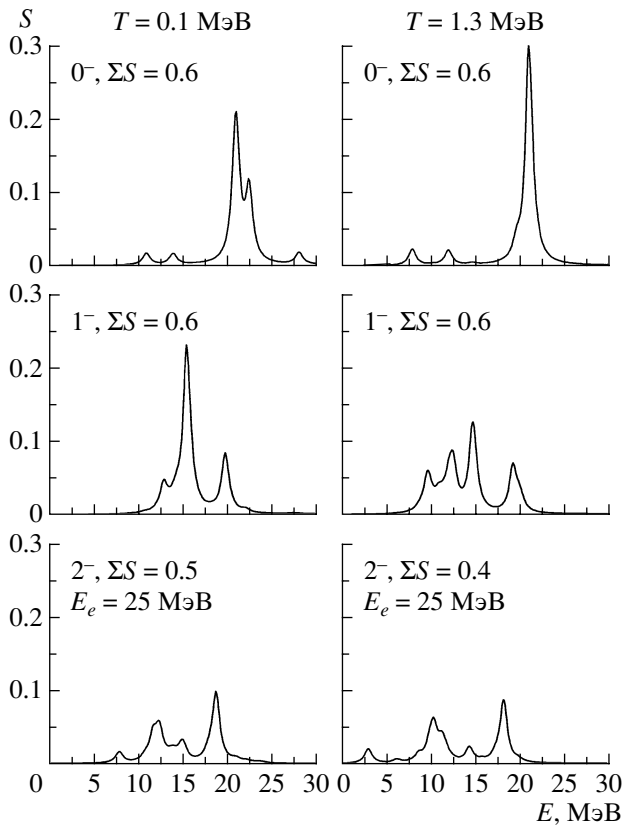


Рис. 2. Распределения сил $p \rightarrow n$ -переходов первого порядка запрета с $\Delta J^\pi = 0^-$ (верхний рисунок), $\Delta J^\pi = 1^-$ (средний рисунок) и $\Delta J^\pi = 2^-$ (нижний рисунок) для ядра ^{76}Ge при $T = 0.1$ МэВ (слева) и 1.3 МэВ (справа). Распределение переходов с $\Delta J^\pi = 2^-$ рассчитано при энергии захваченного электрона $E_e = 25$ МэВ. E – энергия перехода, т.е. энергия, переданная материнскому ядру ^{76}Ge . ΣS – суммарная сила переходов.

Однако дальнейшее повышение температуры увеличивает вклад $p \rightarrow n$ -переходов с возбужденных состояний ядра. На рис. 1 это проявляется в увеличении суммарной силы переходов и появлении хорошо выраженного пика в распределении силы при энергиях 6–8 МэВ. В формировании этого пика (или нового максимума) в основном участвуют те же самые одночастичные переходы, о которых шла речь выше. Но, так как это переходы с возбужденных состояний ядра, их энергия оказывается существенно меньше. Таким образом, рост температуры приводит к заметному перераспределению силы разрешенных $p \rightarrow n$ -переходов в ^{76}Ge . Это в свою очередь влияет на сечение захвата электрона, что мы и увидим далее.

На рис. 2 показано распределение силы запрещенных 0^- , 1^- и 2^- $p \rightarrow n$ -переходов при температурах $T = 0.1$ и 1.3 МэВ. Как видно, в этом случае температура слабо влияет на распределения силы переходов, положение и величину их максимумов и практически не меняет суммарную силу переходов. Причина кроется в том, что запрещенные $p \rightarrow$

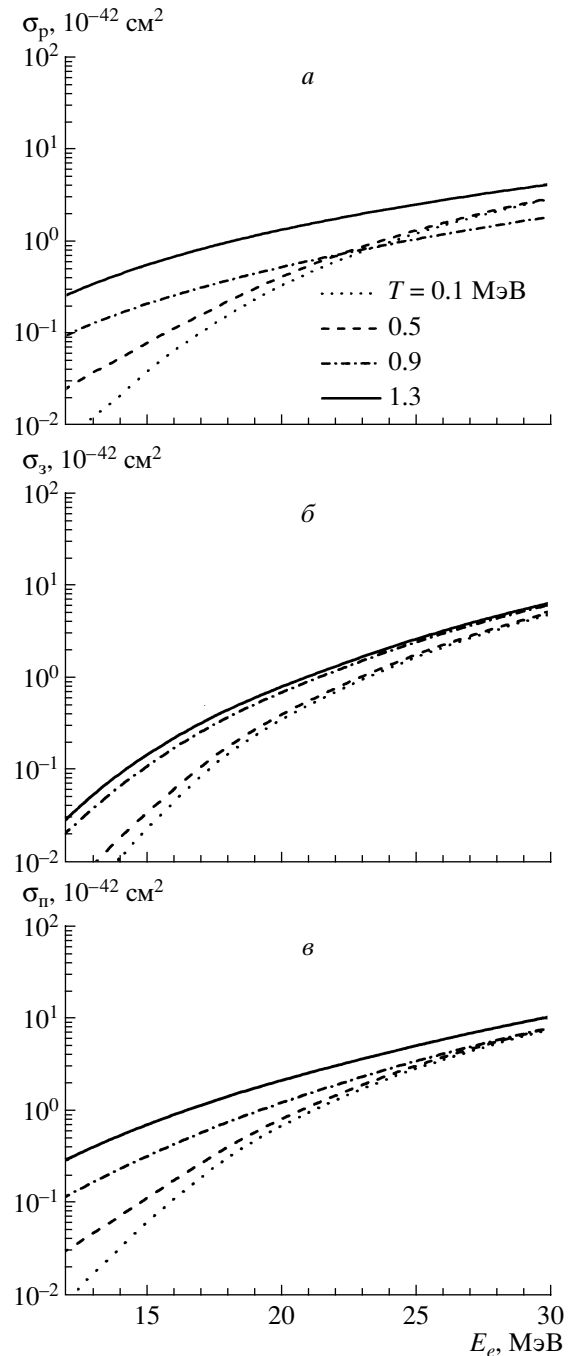


Рис. 3. Сечение захвата электрона ядром ^{76}Ge как функция энергии электрона E_e при $T = 0.1$ МэВ (пунктирная линия), $T = 0.5$ МэВ (штриховая линия), $T = 0.9$ МэВ (штрихпунктирная линия) и $T = 1.3$ МэВ (сплошная линия): a – сечение σ_p , в котором учтены только разрешенные переходы; b – сечение σ_3 , в котором учтены только переходы первого порядка запрета; v – полное сечение $\sigma_{ii} = \sigma_p + \sigma_3$.

$\rightarrow n$ -переходы имеют большие энергии и формируются главным образом частично-дырочными переходами, энергия и амплитуда которых слабо зависят от парных корреляций и температуры.

Лишь для 1^- -переходов рост T приводит к заметно-му уширению распределения соответствующей силы, что связано с увеличением числа формирующих его одночастичных переходов.

На рис. 3 для ядра ^{76}Ge при различных T показана зависимость полного сечения $\sigma_{\text{п}}$ захвата электрона от его энергии E_e . При каждом значении T отдельно показаны вклады в полное сечение от разрешенных и запрещенных переходов. Эти вклады обозначены как $\sigma_{\text{р}}$ и $\sigma_{\text{з}}$ соответственно. Наиболее сильно повышение температуры влияет на $\sigma_{\text{р}}$. Это влияние особенно заметно при не очень больших энергиях электрона. Так, при $E_e = 15$ МэВ повышение температуры с 0.1 до 1.3 МэВ увеличивает $\sigma_{\text{р}}$ почти в 20 раз. Причина этого ясна: при не слишком высокой энергии электрона сечение захвата чувствительно к деталям распределения силы $\text{p} \rightarrow \text{n}$ -переходов. Но, как было показано выше, для разрешенных переходов повышение температуры сдвигает максимум распределения вниз по энергии, что и приводит к росту $\sigma_{\text{р}}$. При больших значениях E_e сечение захвата определяется главным образом суммарной силой переходов. Так как при $T \approx 0.9$ МэВ суммарная сила разрешенных переходов резко уменьшается из-за исчезновения парных корреляций, соответственно уменьшается и сечение $\sigma_{\text{р}}$.

Величина $\sigma_{\text{з}}$ тоже растет с повышением температуры. Это происходит за счет увеличения вклада низкоэнергетических $\text{p} \rightarrow \text{n}$ -переходов, которые становятся возможными из-за теплового размытия протонной и нейтронной поверхностей Ферми ядра. Так как суммарная сила запрещенных переходов практически не зависит от температуры, при больших E_e сечение $\sigma_{\text{з}}$ в меньшей степени, чем $\sigma_{\text{р}}$ зависит от T .

В итоге совместное действие описанных выше факторов приводит к тому, что с ростом энергии электрона E_e полное сечение захвата $\sigma_{\text{п}}$ становится все менее и менее чувствительным к температуре.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере ядра ^{76}Ge исследовано влияние температуры на распределения силы разрешенных и первого порядка запрета $\text{p} \rightarrow \text{n}$ -переходов в ней-

тронно-избыточных ядрах. Для разрешенных переходов обнаружено уменьшение с ростом температуры энергии максимума распределения и полной силы этих переходов. Показано, как этот эффект влияет на сечение захвата электрона и его зависимость от температуры.

Работа выполнена при частичной поддержке программы Гейзенберг–Ландау.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bethe H. A. et al.* // Nucl. Phys. A. 1979. V. 324. P. 487.
2. *Fuller G.M. et al.* // Astrophys. J. 1982. V. 252. P. 715.
3. *Aufderheide M. B. et al.* // Astrophys. J. Supl. 1994. V. 91. P. 389.
4. *Sutaria F.K., Ray A.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 3460.
5. *Radha P.B., et al.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 3079.
6. *Caurier E., et al.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 653. P. 439; *Langanke K., Martinez-Pinedo G.* // Nucl. Phys. A. 2000. V. 673. P. 481.
7. *Civitaresse O., Reboiro M.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. 034323.
8. *Nabi J.-U., Klapdor-Kleingrothaus H.V.* // Atomic. Data Nuclear. Data Tables. 2004. V. 88. P. 237.
9. *Langanke K., Martinez-Pinedo G.* // Rev. Mod. Phys. 2003. V. 75. P. 819.
10. *Langanke K. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. 032801(R).
11. *Zaringhalam A.* // Nucl. Phys. A. 1983. V. 404. P. 599.
12. *Cooperstein J., Wambach J.* // Nucl. Phys. A. 1984. V. 420. P. 591.
13. *Джюев А.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 3. С. 294.
14. *Dzhioev A. et al.* // Proc. XVII Int. School on Nuclear Physics "Neutron Physics and Application". Varna, Bulgaria, 2007.
15. *Соловьев В.Г.* // Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.
16. *Takahashi Y., Umezawa H.* // Collect. Phenom. 1975. V. 2. P. 55.
17. *Kuzmin V. A., Soloviev V. G.* // J. Phys. G. 1984. V. 10. P. 1507.
18. *Ченурнов В. А.* // ЯФ. 1967. Т. 6. № 5. С. 955.
19. *Вдовин А.И., Соловьев В.Г.* // ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. С. 237.
20. *Civitaresse O. et al.* // Nucl. Phys. A. 1983. V. 404. P. 15.