

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ β -РАСПАДА В СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ИОНИЗОВАННЫХ АТОМАХ НА ДОЛЮ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

© 2006 г. А. А. Рухадзе, Л. И. Уруцкоев, Д. В. Филиппов

Институт общей физики РАН, Москва

Поступила в редакцию 13.05.2005 г.

Ионизация атома приводит к появлению дополнительного канала β -распада в связанное состояние электрона. Показано, что учет дополнительного канала β -распада в связанные состояния для ядер-излучателей запаздывающих нейтронов, являющихся продуктами деления урана, приводит к увеличению доли запаздывающих нейтронов.

PACS:

В работах [1–4] построена теория β^- -распада в связанное состояние электрона, т. е. такого процесса, при котором β -электрон не покидает атом, а занимает свободную орбиту. В [3, 4] вычислены отношения постоянных распада (вероятностей β^- -распада) в связанное, λ_b , и свободное, λ_c , состояния. Для β^- -распадов с малыми энергиями в полностью ионизованных тяжелых атомах отношение λ_b/λ_c может достигать величины 10^3 – 10^4 . Таким образом, наличие свободных электронных орбит может увеличить вероятности β^- -распада ядер в тысячи раз. Теория β^- -распада в связанное состояние была экспериментально подтверждена в работах [5, 6].

Однако учет влияния β -распада в связанные состояния может оказаться существенным не только в тех случаях, когда ядро имеет аномально малую граничную энергию β -распада (например, ^{187}Re [6]), но и когда распад происходит по нескольким каналам, среди которых есть распады на высоко-возбужденные уровни дочернего ядра. Если в первом случае будет наблюдаться изменение периода распада, то во втором случае изменение периода распада будет мало, но может существенно перераспределиться отношение интенсивностей распадов по разным каналам. Этот эффект приведет к изменению соотношений интенсивностей линий γ -излучения дочернего ядра. А если исходным β -распадающимся ядром является излучатель запаздывающих нейтронов, то изменится доля запаздывающих нейтронов.

Расчет отношения вероятностей β^- -распада в связанное и свободное состояния аналогичен классическому расчету отношения вероятности K -захвата к вероятности позитронного β^+ -распада

[7]. Далее будем пользоваться атомными единицами $\hbar = c = m_e = 1$. Для разрешенных β -распадов постоянные распада в связанное и свободное состояния пропорциональны одинаковым ядерным матричным элементам и различаются только фазовыми объемами электронно-нейтринных конечных состояний.

Из [4, 7] известно, что для β -распада в свободное состояние фазовый объем пропорционален интегральной функции Ферми:

$$f(Z, E) = \int_1^E F(Z, \varepsilon) \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (E - \varepsilon)^2 d\varepsilon \quad (1)$$

(E – энергия β -перехода) и представляет собой сумму по всем возможным энергиям и направлениям импульса электрона (нейтрино). Функция Ферми (1) растет с энергией быстрее E^2 .

Для β -распада в связанное состояние спектр нейтрино будет моноэнергетичным, так как энергия электрона на орбите фиксирована, а фазовый объем будет определяться возможным произвольным направлением импульса нейтрино. В этом случае фазовый объем пропорционален произведению квадрата импульса нейтрино:

$$p^2 = \frac{1}{c^2} (E - 1 + \varepsilon)^2 \quad (2)$$

(ε – энергия электрона на орбите), и вероятности пересечения свободной электронной орбиты с ядром. Вероятность пересечения пропорциональна $|\Psi_e(R)|^2$, где $\Psi_e(R)$ – плотность электронных волновых функций в области ядра.

Следовательно, появление свободной электронной орбиты увеличивает постоянную β -распада

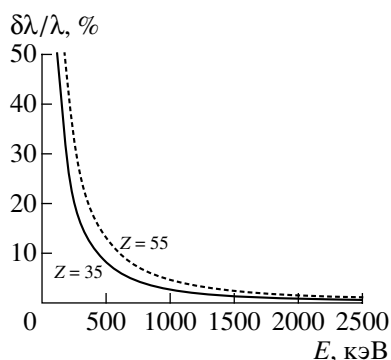


Рис. 1. Зависимость отношения вероятности распада в связанное состояние, $\delta\lambda$, к вероятности распада в свободное состояние электрона, λ , от энергии, E , β -распада для ядер заряда $Z = 35, 55$.

разрешенного перехода энергии E на величину $\delta\lambda$:

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = 2\pi^2 \frac{|\Psi_e(R)|^2 (E - 1 + \varepsilon)^2}{f(Z, E)}. \quad (3)$$

Так как функция Ферми (1) с увеличением энергии E растет быстрее, чем E^2 , то отношение $\delta\lambda/\lambda$ уменьшается с ростом энергии:

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} \propto \frac{1}{E^\alpha}, \quad \alpha > 0. \quad (4)$$

Таким образом, увеличение постоянной распада за счет распада в связанное состояние будет тем больше, чем меньше энергия перехода E . Обратим внимание на то, что на зависимость постоянной распада от энергии перехода не влияет, какая именно электронная орбита свободна, поскольку учет влияния различия орбит содержится в множителе $|\Psi_e(R)|^2$. Для получения оценки (4) мы воспользовались лишь тем фактом, что нейтрино, сопровождающие распад в связанное состояние, являются моноэнергетичными.

Для частного случая, когда свободной является водородоподобная орбита атома (случай полно-

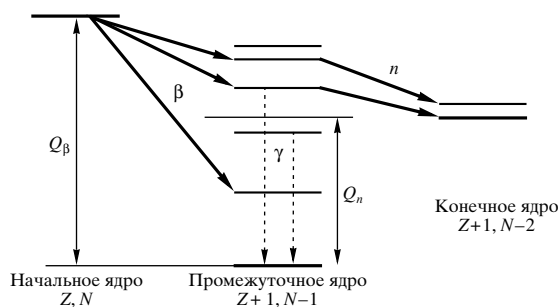


Рис. 2. Схема распада ядра-излучателя запаздывающего нейтрона (Q_β — максимальная энергия β -распада, Q_n — энергия связи нейтрона в промежуточном ядре).

стью ионизованного атома), из (3) получаем

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} \sim \frac{2\pi(\alpha Z)^3 (E - 1 + \varepsilon)^2}{f(Z, E)}, \quad (5)$$

где $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры; Z — заряд ядра. На рис. 1 представлены зависимости $\delta\lambda/\lambda$ от энергии β -распада для $Z = 35$ и 55 . Заметим, что для запрещенных переходов отношение $\delta\lambda/\lambda$ больше, чем для разрешенных, так как в числителе выражения (5) появляется формфактор β -распада для максимальной энергии нейтрино, а в знаменателе тот же формфактор усредняется в интеграле (1) по всем энергиям нейтрино. Для уникально запрещенных переходов отношение $\delta\lambda/\lambda$ рассмотрено в [4].

В результате деления ^{235}U образуется большое количество осколков с атомными весами от $A = 72$ до $A = 160$. Массовые и зарядовые распределения осколков хорошо изучены. Большинство осколков являются нестабильными нейтронно-избыточными ядрами [8]. Часть этих ядер (~ 50 ядер), являющихся источниками запаздывающих нейтронов, распадается по схеме, приведенной на рис. 2.

При β -распаде начального ядра (излучателя запаздывающего нейтрона) по каналу с меньшими энергиями β -перехода образуется промежуточное ядро в возбужденном состоянии. При энергии возбуждения, большей Q_n — энергии связи нейтрона, промежуточное ядро испускает нейтрон. Испускание нейтрона из промежуточного ядра происходит практически мгновенно, а время “запаздывания” определяется временем жизни начального ядра. Как видно из рис. 2, появление запаздывающих нейтронов связано с β -распадами малых энергий [8].

Для большинства промежуточных ядер энергия отделения нейтрона составляет $Q_n \sim 4-7$ МэВ. Энергия β -распада, приводящего к рождению нейтрона, $Q_\beta - Q_n$ существенно меньше Q_β ; и из оценки (3)–(5) видно, что при возникновении дополнительных каналов распада в связанное состояние отношение $\delta\lambda_n/\lambda_n$ для нейтронного канала, идущего с малыми энергиями E , будет существенно превышать $\delta\lambda_\beta/\lambda_\beta$ для безнейтронного распада на низкие уровни:

$$\frac{\delta\lambda_n}{\lambda_n} > \frac{\delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta}. \quad (6)$$

Доля запаздывающих нейтронов β пропорциональна отношению

$$\beta \propto \frac{\lambda_n}{\lambda_n + \lambda_\beta}. \quad (7)$$

Продукты деления, являющиеся излучателями запаздывающих нейтронов

Ядро-излучатель	Z	A	T, c	$\beta, \%$	Группа	$Q_\beta, \text{МэВ}$	$Q_n, \text{МэВ}$	$Q_\beta - Q_n, \text{МэВ}$	$E, \text{кэВ}$	$\varepsilon(Z+1), \text{кэВ}$	$\Delta E, \text{кэВ}$	$\delta\beta/\beta, \%$
Br	35	87	55.6	2.52	1	6.83	5.515	1.3	—	17.9	13	2
Cs	55	141	24.9	0.03	2	5.25	4.525	0.7	—	44.6	35	10
I	53	137	24.5	6.97	2	5.88	4.025	1.9	—	41.3	32	2
Te	52	136	17.5	1.1	2	5.09	3.782	1.3	890	39.7	31	4.6
Br	35	88	16.34	6.58	2	8.96	7.053	1.9	660	17.9	13	4.7
I	53	138	6.49	5.5	3	7.82	5.812	2.0	820	41.3	32	5.6
Rb	37	93	5.85	1.38	3	7.462	5.284	2.2	—	20.	15	3
Se	34	87	5.29	0.36	3	7.28	6.289	1.0	980	16.9	12	2.6
As	33	84	4.5	0.28	3	9.9	8.681	1.2	1170	15.9	11	1.9
Rb	37	92	4.492	0.01	3	8.1	7.3	0.8	120	20.	15	~50
Br	35	89	4.348	13.8	3	8.15	5.104	3.0	1140	17.9	13	1.8

Несложно получить, что относительное изменение доли запаздывающих нейтронов составляет

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = \frac{\lambda_\beta}{\lambda} \left(\frac{\delta\lambda_n}{\lambda_n} - \frac{\delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta} \right) > 0, \quad (8)$$

где $\lambda = \lambda_n + \lambda_\beta + \delta\lambda_n + \delta\lambda_\beta$. Следовательно, появление свободной электронной орбиты атома-излучателя запаздывающих нейтронов приводит к увеличению доли запаздывающих нейтронов.

В таблице приведены данные по ядрам-излучателям запаздывающих нейтронов, являющимся продуктами деления урана и плутония из первых трех групп [8–10]: T — период полураспада начального ядра; β — доля распадов, приводящих к рождению нейтрона; Q_β — максимальная энергия β -распада начального ядра; Q_n — энергия связи нейтрона в промежуточном ядре; $\delta\beta/\beta$ — относительное увеличение доли запаздывающих нейтронов. Энергия, E , β -распада, приводящего к рождению нейтрона, указана только в тех случаях, когда к рождению нейтрона приводят распады с единственного, экспериментально зафиксированного [10], возбужденного уровня. В этих случаях увеличение доли запаздывающих нейтронов $\delta\beta/\beta$ рассчитано по формуле (8) для единственной энергии E (значения функции Ферми взяты из [11]). В остальных случаях при расчете $\delta\beta/\beta$ проведено усреднение с учетом известных [10] отношений интенсивностей каналов.

При β -распаде полностью ионизованного ядра в связанное состояние электрона происходит увеличение граничной энергии β -распада на величину ΔE [12, 13]:

$$\Delta E = \varepsilon + I(Z) - I(Z+1) \equiv \varepsilon - \Delta I(Z) < \varepsilon, \quad (9)$$

где $I(Z)$ — полная энергия ионизации нейтрального атома с ядром заряда Z ; $\Delta I(Z)$ — разница полных энергий ионизации атомов $Z+1$ и Z . В таблице приведены энергии электронов на K -оболочке, ε , дочернего иона (ядро заряда $Z+1$) и увеличение граничной энергии β -распада, ΔE . Для распада полностью ионизованного $^{187}\text{Re}^{75+}$ [6] $\Delta I \sim 15$ кэВ, $\varepsilon \sim 85$ кэВ, $\Delta E \sim 70$ кэВ, при энергии β -распада нейтрального атома $E = 2.66$ кэВ, что привело к появлению распадов на более высокие уровни дочернего ядра. Для большинства рассматриваемых ядер-излучателей запаздывающих нейтронов значение ΔE мало по сравнению с E (при $Z \sim 35$ $\Delta I \sim 5$ кэВ, $\varepsilon \sim 15$ кэВ, $\Delta E \sim 10$ кэВ $\ll E \sim 1$ МэВ, а при $Z \sim 55$ $\Delta I \sim 10$ кэВ, $\varepsilon \sim 40$ кэВ, $\Delta E \sim 30$ кэВ $\ll E$). Тем не менее, несмотря на малость ΔE по сравнению с E , увеличение граничной энергии β -распада может привести к появлению распадов с заселением новых состояний, с которых будет происходить эмиссия нейтронов. Определенно можно сказать лишь то, что этот эффект приведет к увеличению оценки $\delta\beta/\beta$, представленной в таблице. К сожалению, высоковозбужденные состояния промежуточных ядер, являющихся эмиттерами нейтронов, изучены мало, и мы не смогли найти экспериментальную информацию о существовании уровней, которые могли бы стать дополнительными каналами рождения нейтронов при β -распаде ионизованного атома в связанное состояние электрона.

Итак, мы видим, что появление дополнительных каналов β -распада в связанные состояния электронов для ядер-излучателей запаздывающих нейтронов приводит к увеличению доли запаздывающих нейтронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. N. Bahcall, Phys. Rev. **124**, 495 (1961).
2. K. Takahashi and K. Yokoi, Nucl. Phys. A **404**, 578 (1983).
3. K. Takahashi, R. N. Boyd, G. J. Mathews, and K. Yokoi, Phys. Rev. C **36**, 1522 (1987).
4. И. С. Баткин, Изв. АН СССР. Сер. физ. **40**, 1279 (1976).
5. M. Jung, F. Bosch, K. Beckert, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 2164 (1992).
6. F. Bosch, T. Faestermann, J. Friese, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 5190 (1996).
7. М. Престон, *Физика ядра* (Мир, Москва, 1964), с. 388.
8. Ю. П. Гангрский, Б. Далхсурен, Б. Н. Марков, *Осколки деления ядер* (Энергоатомиздат, Москва, 1986).
9. В. М. Горбачев, Ю. С. Замятин, А. А. Лбов, *Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер* (Атомиздат, Москва, 1976).
10. S. Y. F. Chu, L. P. Ekström, and R. B. Firestone, *WWW Table of Radioactive Isotopes* (database version 2/28/1999 from URL), <http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/>
11. Б. С. Джелепов, Л. Н. Зырянова, Ю. П. Суслов, *Бета-процессы* (Наука, Ленинград, 1972).
12. Л. И. Уруцкоев, Д. В. Филиппов, УФН **174**, 1355 (2004).
13. С. В. Стародубцев, А. М. Романов, *Превращения ядер и атомная оболочка* (Изд-во АН УзССР, Ташкент, 1958), с. 236.

EFFECT OF BOUND-STATE β DECAY ON THE FRACTION OF DELAYED NEUTRONS

A. A. Rukhadze, L. I. Urutskoev, D. V. Filippov

Ionization of atom results in occurrence of the additional β -decay channel to bound electron states. It is shown that the account of an additional channel of β decay to bound electron states for the nuclei that emit delayed neutrons, which appear as uranium fission products, results in an increased fraction of delayed neutrons.