

## УЧЕТ ВЛИЯНИЯ $\beta$ -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  $\beta$ -распада в связанное состояние электрона. Показано, что учет дополнительного канала  $\beta$ -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  $\beta^-$ -распада в связанное состояние электрона, т. е. такого процесса, при котором  $\beta$ -электрон не покидает атом, а занимает свободную орбиту. В [3, 4] вычислены отношения постоянных распада (вероятностей  $\beta^-$ -распада) в связанное,  $\lambda_b$ , и свободное,  $\lambda_c$ , состояния. Для  $\beta^-$ -распадов с малыми энергиями в полностью ионизованных тяжелых атомах отношение  $\lambda_b/\lambda_c$  может достигать величины  $10^3$ – $10^4$ . Таким образом, наличие свободных электронных орбит может увеличить вероятности  $\beta^-$ -распада ядер в тысячи раз. Теория  $\beta^-$ -распада в связанное состояние была экспериментально подтверждена в работах [5, 6].

Однако учет влияния  $\beta$ -распада в связанные состояния может оказаться существенным не только в тех случаях, когда ядро имеет аномально малую граничную энергию  $\beta$ -распада (например,  $^{187}\text{Re}$  [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  $\gamma$ -излучения дочернего ядра. А если исходным  $\beta$ -распадающимся ядром является излучатель запаздывающих нейтронов, то изменится доля запаздывающих нейтронов.

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

[7]. Далее будем пользоваться атомными единицами  $\hbar = c = m_e = 1$ . Для разрешенных  $\beta$ -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  $\beta$ -распада в свободное состояние фазовый объем пропорционален интегральной функции Ферми:

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

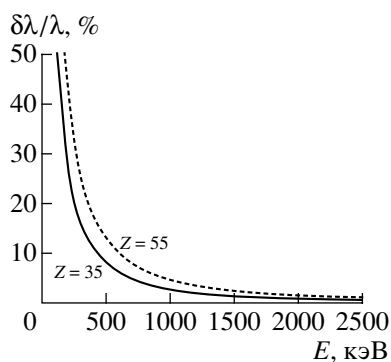
( $E$  — энергия  $\beta$ -перехода) и представляет собой сумму по всем возможным энергиям и направлениям импульса электрона (нейтрино). Функция Ферми (1) растет с энергией быстрее  $E^2$ .

Для  $\beta$ -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:

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

( $\varepsilon$  — 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  $\beta$ -распада



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

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

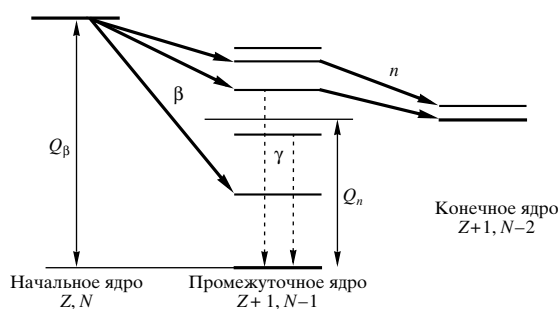
$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = 2\pi^2 \frac{|\Psi_e(R)|^2 (E - 1 + \varepsilon)^2}{f(Z, E)}. \quad (3)$$

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 ( $Q_\beta$  — максимальная энергия  $\beta$ -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  $\beta$ -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  $\beta$ -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  $^{235}\text{U}$  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 ( $\sim 50$  ядер), являющихся источниками запаздывающих нейтронов, распадается по схеме, приведенной на рис. 2.

При  $\beta$ -распаде начального ядра (излучателя запаздывающего нейтрона) по каналу с меньшими энергиями  $\beta$ -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  $\beta$ -распадами малых энергий [8].

Для большинства промежуточных ядер энергия отделения нейтрона составляет  $Q_n \sim 4-7$  МэВ. Энергия  $\beta$ -распада, приводящего к рождению нейтрона,  $Q_\beta - Q_n$  существенно меньше  $Q_\beta$ ; 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  $\beta$  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	$Q_\beta, MэВ$	$Q_n, MэВ$	$Q_\beta - Q_n, MэВ$	$E, кэВ$	$\varepsilon(Z+1), кэВ$	$\Delta E, кэВ$	$\delta\beta/\beta, \%$
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;  $\beta$  — доля распадов, приводящих к рождению нейтрона;  $Q_\beta$  — максимальная энергия  $\beta$ -распада начального ядра;  $Q_n$  — энергия связи нейтрона в промежуточном ядре;  $\delta\beta/\beta$  — относительное увеличение доли запаздывающих нейтронов. Энергия,  $E$ ,  $\beta$ -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  $\beta$ -распаде полностью ионизованного ядра в связанное состояние электрона происходит увеличение граничной энергии  $\beta$ -распада на величину  $\Delta E$  [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,  $\varepsilon$ , дочернего иона (ядро заряда  $Z+1$ ) и увеличение граничной энергии  $\beta$ -распада,  $\Delta E$ . 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  $\beta$ -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  $\Delta E$  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  $\Delta E$  по сравнению с  $E$ , увеличение граничной энергии  $\beta$ -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  $\beta$ -распаде ионизованного атома в связанное состояние электрона.

Итак, мы видим, что появление дополнительных каналов  $\beta$ -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. Замятнин, 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 $\beta$ 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  $\beta$ -decay channel to bound electron states. It is shown that the account of an additional channel of  $\beta$  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.