

УДК 539.173.84

## Увеличение доли запаздывающих нейтронов из ядер-излучателей в сверхсильном магнитном поле

*А. А. Рухадзе*

Институт общей физики РАН, Москва, Россия

*Л. И. Уруцкоев, Д. В. Филиппов*

ГНУП РЭКОМ, РИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия

**Показано, что наложение сверхсильного магнитного поля  $H \gg H_0 = cm_e^2 e^3 \hbar^{-3}$  на атом с ядром-излучателем запаздывающих нейтронов приводит к увеличению доли запаздывающих нейтронов из-за увеличения вероятности  $\beta$ -распада в связанное состояние электрона.**

Механизм рождения запаздывающих нейтронов хорошо известен [1]. Материнское ядро-излучатель запаздывающих нейтронов испытывает  $\beta$ -распад по нескольким каналам на различные возбужденные ядерные уровни дочернего ядра. В тех случаях, когда энергия возбуждения в дочернем ядре превышает энергию связи нейтрона, возможно рождение запаздывающего нейтрона. Из дочернего ядра последний рождается практически мгновенно, а время запаздывания определяется временем  $\beta$ -распада материнского ядра. Рождению нейтрона предшествуют  $\beta$ -распады на высоковозбужденные уровни дочернего ядра. Следовательно,  $\beta$ -распады, со-

провождаемые рождением нейтрона, всегда имеют значительно меньшую граничную энергию распада, чем безнейтронные  $\beta$ -распады, на основной и слабовозбужденные уровни дочернего ядра. Доля запаздывающих нейтронов  $\eta$  пропорциональна отношению

$$\eta = k \frac{\lambda_n}{\lambda_n + \lambda_\beta}, \quad (1)$$

где  $\lambda_n$  — постоянная  $\beta$ -распада для нейтронного канала (сопровождающегося рождением нейтрона);

$\lambda_\beta$  — постоянная безнейтронного распада;  
 $k$  — коэффициент пропорциональности.

Известна теория  $\beta$ -распада в связанное состояние электрона [2–4], т. е. такого процесса, при котором  $\beta$ -электрон не покидает атом, а занимает свободную орбиту. В [2–4] вычислены отношения постоянных распада (вероятностей  $\beta$ -распада) в связанное  $\lambda_b$  и свободное  $\lambda_c$  состояния. Вероятность  $\beta$ -распада в связанное состояние пропорциональна плотности  $\rho_e$  незанятых электронных состояний в области ядра. Далее пользуемся релятивистскими единицами  $\hbar = c = m_e = 1$ . Пренебрегая энергией связи электрона на орбите ( $\epsilon \sim 10$  кэВ) по сравнению с энергией распада ( $E \sim$  МэВ), для разрешенных переходов имеем оценку [2–4]

$$\frac{\lambda_b}{\lambda_c} \sim 2\pi^2 \rho_e \frac{E^2}{f(Z, E)}, \quad (2)$$

где  $E$  — граничная энергия  $\beta$ -распада;  
 $Z$  — заряд ядра;  
 $f$  — интегральная функция Ферми.

Для водородоподобной орбиты с главным квантовым числом  $m$

$$\rho_e \sim \frac{1}{\pi} \left( \frac{\alpha Z}{m} \right)^3, \quad (3)$$

где  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры.

Известно, что отношение (2) растет с уменьшением граничной энергии  $\beta$ -распада, так как интегральная функция Ферми  $f(Z, E)$  растет с ростом граничной энергии  $\beta$ -распада быстрее  $E^2$ . Для запрещенных переходов отношение  $\lambda_b/\lambda_c$  больше, чем для разрешенных, так как в числителе выражения (2) появляется формфактор  $\beta$ -распада для максимальной энергии нейтрино, а в знаменателе тот же формфактор усредняется в интеграле Ферми по всем энергиям нейтрино. Для уникально запрещенных переходов отношение  $\lambda_b/\lambda_c$  рассмотрено в [4].

В работах [5–9] показано, что при помещении атома во внешнее однородное постоянное сверхсильное магнитное поле  $H \gg H_0 = cm_e^2 e^3 \hbar^{-3} \approx 2,35 \cdot 10^9$  Гс свойства атомов качественно меняются. Из [5–9] следует, что в таком поле увеличивается плотность электронных состояний в области ядра и меняется энергия ионизации атома. В сверхсильном магнитном поле движение атомарного электрона в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, происходит по уровням Ландау. В направлении вдоль магнитного поля электрон движется в одномерном кулоновском потенциале, усредненном по поперечному движению. В [10] вычислена плотность электронной орбиты в области ядра в сверхсильном магнитном поле. В отличие от (3) в области ядра плотность электронного состояния с квантовым числом  $m$  продольного движения равна

$$\rho_{He} \sim \frac{eH}{2\pi} \left( \frac{\alpha Z}{m} \right). \quad (4)$$

Следовательно, во-первых, в сверхсильном магнитном поле плотности возбужденных электронных состояний ( $m > 1$ ) на ядре увеличиваются настолько, что  $\beta$ -распад ядра в связанное состояние становится значительным не только для полностью ионизованного, но и для нейтрального атома (формально сумма  $\sum m^{-1}$  — расходится). Во-вторых, в сверхсильном поле плотность незанятых электронных состояний в области ядра (4) становится пропорциональной напряженности магнитного поля  $H$ . Следовательно, пропорциональной напряженности магнитного поля  $H$  становится и вероятность распада в связанные состояния (2). Вероятность распада в связанное состояние из-за полной ионизации атома ограничена величиной заряда ядра  $Z$  (2), (3), а в сверхсильном магнитном поле вероятность распада в связанное состояние может неограниченно возрастать при достаточно больших напряженностях магнитного поля (4).

При возникновении дополнительного канала  $\beta$ -распада в связанное состояние для ядер-излучателей запаздывающих нейтронов относительное увеличение постоянной распада  $\Delta\lambda_n/\lambda_n$  для нейтронного канала превысит величину  $\Delta\lambda_\beta/\lambda_\beta$  — относительного увеличения постоянной безнейтронного распада (как идущего с высокими энергиями распада  $E$ ) на низкие уровни дочернего ядра (отношение  $\Delta\lambda/\lambda$  (2) растет с уменьшением граничной энергии  $\beta$ -распада)

$$\frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_n} > \frac{\Delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta}.$$

Следовательно, относительное изменение доли запаздывающих нейтронов  $\eta$  (1) составляет [11]

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = \frac{\lambda_\beta}{\lambda + \Delta\lambda} \cdot \left( \frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_n} - \frac{\Delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta} \right) > 0, \quad (5)$$

где  $\lambda = \lambda_n + \lambda_\beta$ ,  $\Delta\lambda = \Delta\lambda_n + \Delta\lambda_\beta$ .

В [11] приведены вычисленные значения относительного увеличения доли запаздывающих нейтронов  $\Delta\eta_I/\eta$  при полной ионизации атома для ядер-излучателей запаздывающих нейтронов, являющихся продуктами деления урана и плутония из первых трех групп; средние по группам значения составляют:  $(\Delta\eta_I/\eta)_1 \sim 2,2$  %;  $(\Delta\eta_I/\eta)_2 \sim 3,4$  %;  $(\Delta\eta_I/\eta)_3 \sim 2,9$  %.

Из (5) и (2) с учетом (4) следует, что при помещении атома с ядром-излучателем запаздывающих нейтронов в сверхсильное магнитное поле напряженности  $H$

$$eH \ll \frac{\lambda}{\Delta\lambda_I} (\alpha Z)^2, \quad (6)$$

(где  $\Delta\lambda_I \ll \lambda$  — увеличение суммарной постоянной  $\beta$ -распада за счет полной ионизации атома) увеличение доли запаздывающих нейтронов составляет

$$\Delta\eta_H \sim \Delta\eta_I \frac{eH}{(\alpha Z)^2}.$$

Следовательно, при достаточно большой напряженности магнитного поля  $eH > (\alpha Z)^2$  доля запаздывающих нейтронов при помещении атома с ядром-излучателем запаздывающих нейтронов в сверхсильное магнитное поле возрастает сильнее, чем при полной ионизации атома.

Предельное увеличение доли запаздывающих нейтронов в магнитном поле, напряженность которого удовлетворяет неравенству, обратному (6), составляет

$$\left(\frac{\Delta\eta_H}{\eta}\right)_{\max} \sim \frac{\Delta\eta_I}{\eta} \frac{\lambda}{\Delta\lambda_I} \sim \left(\frac{E_n}{E_\beta}\right)^2 \frac{f(Z, E_\beta)}{f(Z, E_n)}$$

и не зависит от магнитного поля, а определяется только соотношением  $E_n$  — энергией  $\beta$ -распада с рождением нейтрона и  $E_\beta$  — энергией безней-

тронного распада. Для первых трех групп ядер-излучателей запаздывающих нейтронов, являющихся продуктами деления урана,  $(\Delta\eta/\eta)_{\max} > 25$ .

#### Литература

1. Гангский Ю. П., Далхсунен Б., Марков Б. Н. Осколки деления ядер. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
2. Bahcall J. N. // Phys. Rev. 1961. V. 124. № 2. P. 495.
3. Takahashi K., Boyd R. N., Mathews G. J., Yokoi K. // Ibid. 1987. V. C36. № 4. P. 1522.
4. Баткин И. С. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. № 6. С. 1279.
5. Жилич А. Г., Монозон Б. С. // Физ. твердого тела. 1966. Т. 8. № 12. С. 3559.
6. Кадомицев Б. Б. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. № 5. С. 1765.
7. Кадомицев Б. Б., Кудряцев В. С. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. № 1. С. 61.
8. Кадомицев Б. Б., Кудряцев В. С. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. № 1. С. 144.
9. Буреева Л. А., Лисица В. С. Возмущенный атом. — М.: ИздАТ, 1997.
10. Филиппов Д. В. // ЯФ. 2006. Т. 69. № 6 (анонс).
11. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В. // Там же. № 5.

Статья поступила в редакцию 17 марта 2006 г.

## Increase of the fraction of delayed neutrons in a super-strong magnetic field

A. A. Rukhadze

General Physics Institute, Moscow, Russia

L. I. Urutskoev, D. V. Filippov

GNUP RECOM, RRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

*It is shown, that imposing of a super-strong magnetic field  $H \gg H_0 = cm_e^2 e^3 \hbar^{-3}$  on atom with a nucleus-emitter of delayed neutrons results in an increased fraction of delayed neutrons due to increase in probability of  $\beta$ -decay to bound electron states.*