

ЧАСТИЧНО МОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ МОДУЛИРУЕМЫЕ НЕЙТРИННЫЕ ПУЧКИ

А. Л. Барабанов^{1,2}, *О. А. Титов*^{1,*}

¹ Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

² Московский физико-технический институт (государственный университет),
Долгопрудный, Россия

В настоящее время прорабатываются проекты по использованию накопительных колец, удерживающих ионы с β^+ -нестабильными ядрами, в качестве источников электронных нейтрино. Полученные пучки могут содержать значительную монохроматическую составляющую, если ядра с существенной вероятностью распадаются по каналу электронного захвата. При определенных условиях, в частности при использовании водородоподобных ионов, эта монохроматическая составляющая нейтринного пучка может быть сделана модулируемой. В работе предложен способ отбора β^+ -распадчиков, наиболее перспективных с точки зрения получения интенсивных пучков частично монохроматических и модулируемых электронных нейтрино, и показано, что эти пучки реалистичны и перспективны.

Recently, it was proposed to use storage rings with β^+ radioactive nuclei as sources of electron neutrino beams. If the nuclei have large electron capture branching, such beams could have a significant monochromatic component. Under certain conditions, in particular, for hydrogen-like ions, one can modulate the monochromatic component. Selection criteria for β^+ decaying nuclei, which could be used to produce intense beams of partially monochromatic and modulated electron neutrinos, are proposed. It is shown that such beams are obtainable in practice and might be interesting for future experiments.

PACS: 14.60.Lm; 23.40.Bw

ВВЕДЕНИЕ

Для решения ряда задач физики слабых взаимодействий желательно иметь нейтринные пучки с хорошо известными интенсивностью и спектром, а также содержащие нейтрино только одного сорта. Существенной является также возможность управления параметрами пучка.

*E-mail: titov-o@mail.ru

В работе [1] выдвинута идея β -пучков: ядра, испытывающие β -распад, ускоряются в накопительном кольце. При достаточно больших значениях параметра γ нейтрино, образующиеся при распаде и вылетающие в системе ядра в «переднюю полусферу», в лабораторной системе отсчета попадают в конус с углом раствора $1/\gamma$. В результате формируется коллимированный нейтринный пучок. Спектр нейтрино в системе покоя распадающегося ядра может быть пересчитан в спектр в лабораторной системе. Таким образом, β -пучки обладают рядом преимуществ по сравнению с пучками нейтрино, получаемых на ускорителях, а именно они содержат только электронные нейтрино (антинейтрино), спектр этих нейтрино известен и его можно менять, варьируя значения параметра γ .

Позже возникла идея использовать в качестве источника нейтрино ионы, ядра которых захватывают электроны [2, 3]. Соответствующие пучки получили название ЕС-пучков (ЕС — Electron Capture). При электронном захвате в системе покоя ядра вся выделяющаяся энергия Q передается нейтрино (энергия отдачи иона пренебрежимо мала), $E_\nu^0 = Q$. В лабораторной системе отсчета нейтрино, вылетающие под углом θ к направлению движения ядер, являются монохроматическими (напомним, что существенны лишь малые углы $\theta < 1/\gamma$). В частности, нейтрино, вылетающие вперед, обладают энергией $E_\nu = 2\gamma E_\nu^0$, пропорциональной параметру γ .

В работах [4, 5] предложен способ временной модуляции ЕС-пучков, основанный на удержании в накопительном кольце водородоподобных ионов с ядрами с ненулевым спином I . Основное $1s$ -состояние такого иона, с которого происходит захват электрона, расщеплено за счет сверхтонкого взаимодействия на два подуровня со значениями полного углового момента $F = I \pm 1/2$. Вероятность электронного захвата, вообще говоря, зависит от величины F . Особенно сильно эта зависимость проявляется в гамов-теллеровских переходах $I \rightarrow I' = I \pm 1$. Полный угловой момент в конечном состоянии включает в себя спин дочернего ядра I' и спин нейтрино $1/2$. Поскольку полный угловой момент сохраняется, то должно выполняться условие

$$F = I' \pm 1/2. \quad (1)$$

В результате электронный захват может происходить только из одного сверхтонкого состояния: если $I' = I - 1$, то из состояния $F = I - 1/2$, а если $I' = I + 1$, то из состояния $F = I + 1/2$. Следовательно, индуцируя с помощью электромагнитной волны переходы между сверхтонкими уровнями, можно ускорять или замедлять электронный захват и тем самым осуществлять временную модуляцию образующегося нейтринного пучка.

Заметим, что ЕС-пучки обладают как определенными преимуществами по сравнению с β -пучками (такими как монохроматичность и возможная модулируемость), так и рядом недостатков, к которым, в частности, следует отнести их меньшую интенсивность, связанную с относительной медленностью

электронного захвата. В связи с этим в работе [6] рассмотрен вариант совмещения ЕС- и β -пучков за счет использования β^+ -нестабильных ядер, распадающихся с существенной вероятностью по каналу электронного захвата (т. е. с существенной монохроматической составляющей в спектре испускаемых нейтрино). К сожалению, короткоживущие ядра ^{150}Er ($T_{1/2} = 18,5$ с), ^{152}Yb ($T_{1/2} = 3,04$ с), ^{156}Yb ($T_{1/2} = 26,1$ с), рассмотренные в указанной статье, обладают нулевыми спинами и поэтому не могут быть использованы в качестве источников модулируемых пучков нейтрино.

Цель данной работы — показать возможность использования водородоподобных ионов с короткоживущими β^+ -нестабильными ядрами с ненулевыми спинами для получения нейтринных пучков со значительной монохроматической составляющей, а также указать способ отбора наиболее подходящих распадающихся ядер.

ОЦЕНКА ЧИСЛА СОБЫТИЙ В ДЕТЕКТОРЕ

Пусть в накопительном кольце удерживаются N_i водородоподобных ионов, ускоренных до значения γ . Число распадов в единицу времени определяется формулой

$$N_d = \frac{N_i}{\gamma\tau}, \quad (2)$$

где τ — среднее время жизни покоящегося иона. Для оценки потока нейтрино примем, что в системе распадающегося ядра половина нейтрино испускается в «переднюю полусферу», т. е. в лабораторной системе отсчета половина нейтрино движется в конусе с малым углом раствора $1/\gamma$. Тогда поток Φ монохроматических нейтрино на расстоянии L от источника можно оценить как

$$\Phi = \frac{1}{2}\eta\frac{N_d}{\pi(L/\gamma)^2} = \frac{\eta\gamma N_i}{2\pi\tau L^2}, \quad (3)$$

где η — доля монохроматических нейтрино в спектре испускания иона.

Теперь рассмотрим детектор, на который падает пучок нейтрино. Число событий в детекторе в единицу времени, инициируемых монохроматическими нейтрино, можно оценить как

$$N_e = \Phi\sigma N_n = \frac{\eta\gamma\sigma N_i N_n}{2\pi\tau L^2}, \quad (4)$$

где σ — сечение взаимодействия нейтрино с нуклоном, а N_n — число нуклонов в детекторе.

Детектор, максимальный по размеру, полностью перекрывает нейтринный пучок; примем, что он имеет форму цилиндра длиной l и радиусом

оснований $R = L/\gamma$ (ранее такая геометрия эксперимента обсуждалась в работе [7]). Число нуклонов в детекторе есть

$$N_n = \frac{\rho \pi R^2 l}{m_0} = \frac{\rho \pi L^2 l}{\gamma^2 m_0}, \quad (5)$$

где ρ — плотность вещества детектора, а m_0 — атомная единица массы. Считая параметр γ достаточно большим, так что $E_\nu \simeq 2E_\nu^0 \gamma \geq 1$ ГэВ, и следуя [8], принимаем

$$\sigma \simeq 0,7 E_\nu (\text{ГэВ}) \cdot 10^{-38} \text{ см}^2 \simeq 1,4 E_\nu^0 (\text{ГэВ}) \gamma \cdot 10^{-38} \text{ см}^2. \quad (6)$$

Легко проверить, что при этих предположениях число событий N_e в «максимальном детекторе» не зависит ни от расстояния L , ни от параметра γ .

Возьмем, наконец, реалистичные значения для плотности вещества детектора $\rho = 3$ г/см³, для длины детектора $l = 10$ м и для числа ионов в накопительном кольце $N_i = 10^{11}$. Тогда для числа событий в детекторе, инициируемых монохроматическими нейтрино в течение года, получим

$$N_e^y \simeq 4 \cdot 10^7 \frac{\eta E_\nu^0 (\text{ГэВ})}{\tau (\text{с})}. \quad (7)$$

Эффект тем выше, чем больше доля η монохроматических нейтрино, их энергия E_ν^0 в системе покоя ядра, захватывающего электрон, и чем меньше время жизни τ ядра.

ВОЗМОЖНЫЕ β^+ -РАСПАДЧИКИ

В качестве β^+ -активных ядер водородоподобных ионов с ненулевыми спинами могут быть взяты, например, протонно-избыточные изотопы ^{140}Eu ($T_{1/2} = 1,51$ с), ^{142}Eu ($T_{1/2} = 2,34$ с), ^{140}Eu ($T_{1/2} = 10,2$ с) со сходными характеристиками. Все они обладают спином и четностью $I^\pi = 1^+$, положительными значениями магнитных моментов μ (в этом случае нижний и верхний подуровни сверхтонкой структуры обладают угловыми моментами $F = 1/2$ и $3/2$ соответственно) и распадаются посредством β^+ -распада (с большей вероятностью) и электронного захвата (с меньшей вероятностью) преимущественно на основные 0^+ -состояния и первые возбужденные 2^+ -состояния дочерних ядер ^{140}Sm , ^{142}Sm , ^{144}Sm . Оба перехода (на 0^+ - и 2^+ -состояния) являются гамма-теллеровскими, но первый идет только с нижнего подуровня сверхтонкой структуры, а второй — только с верхнего подуровня (A - и F -переходы согласно определениям, введенным в [5]). В работе [9] приведены характеристики указанных изотопов и соответствующих ядерных переходов, относящиеся к нейтральным атомам. Ниже мы пользуемся этими

данными для оценки величин, относящихся к водородоподобным ионам; соответственно, эти оценки верны с погрешностью масштаба 10 % (см. подробности в [5]).

Параметр $\eta E_\nu^0(\text{ГэВ})/\tau(\text{с})$, входящий в (7), максимален для A -перехода $1^+ \rightarrow 0^+$ ядра ^{140}Eu и равен $1,7 \cdot 10^{-4}$ ($\eta = 3,1 \%$, $E_\nu^0 = Q = 8,47$ МэВ, $\tau = 1,51$ с). Таким образом, несмотря на относительно малую долю η монохроматических нейтрино, для числа событий (в течение года), инициируемых этими нейтрино, можно ожидать величины порядка $N_e^y \sim 10^4$, что сравнимо, в частности, со скоростью счета нейтринных событий в эксперименте MiniBooNE (см., например, [10]). Величина сверхтонкого расщепления для основного состояния водородоподобного иона с ядром ^{140}Eu составляет $|\Delta_{\text{HFS}}| = 0,5$ эВ, а время жизни верхнего подуровня этой структуры относительно спонтанного γ -перехода на нижний подуровень есть $\tau_{\text{HF}} = 0,4$ с. В работе [5], где рассматривались ионы со сходными характеристиками, показано, что модуляция нейтринного пучка в такой ситуации вполне осуществима.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе обсуждаются возможности создания частично монохроматических и модулируемых нейтринных пучков. Представлена оценка числа событий в детекторе, инициированных монохроматическими нейтрино из такого пучка. Установлена комбинация характеристик β^+ -активных ядер, принимающая наибольшее значение для изотопов, наилучшим образом подходящих для создания обсуждаемых нейтринных пучков. Показано, что результат этой оценки сравним по величине с числом событий в экспериментах с нейтрино, получаемых на ускорителях. Это относится к экспериментам как с малыми, так и большими расстояниями L между источником нейтрино и детектором. В самом деле, полученное число $N_e^y \sim 10^4$ при $L = 0,5$ км и $\gamma = 100$ соответствует детектору радиусом $R = 5$ м; эти значения L и R близки к параметрам установки в эксперименте MiniBooNE [10]. Но то же число $N_e^y \sim 10^4$ может быть получено в детекторе радиусом $R = 100$ м (см. детали в [7]), установленном на расстоянии $L = 100$ км от источника нейтрино, если $\gamma = 10^3$. Таким образом, обсуждаемые нейтринные пучки реалистичны и представляют несомненный интерес.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Zucchelli P.* A Novel Concept for a $\bar{\nu}_e/\nu_e$ Neutrino Factory: The Beta-Beam // Phys. Lett. B. 2002. V. 532. P. 166.
2. *Sato J.* Monoenergetic Neutrino Beam for Long-Baseline Experiments // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 131804.

3. *Bernabeu J. et al.* Monochromatic Neutrino Beams // JHEP. 2005. V. 12. P. 014.
4. *Барабанов А.Л., Титов О.А.* Возможные монохроматические нейтринные пучки на основе реакции электронного захвата // Ядерная физика и инжиниринг. 2015. Т. 6. С. 182.
5. *Barabanov A. L., Titov O. A.* Electromagnetic Modulation of Monochromatic Neutrino Beams // Eur. Phys. J. A. 2015. V. 51. P. 96.
6. *Estevez Aguado M. E. et al.* β -Decay Study of ^{150}Er , ^{152}Yb , and ^{156}Yb : Candidates for a Monoenergetic Neutrino Beam Facility // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. P. 034304.
7. *Rolinec M., Sato J.* Neutrino Beams from Electron Capture at High Gamma // JHEP. 2007. V. 08. P. 079.
8. *Olive K. A. et al. (Particle Data Group).* Review of Particle Physics // Chin. Phys. C. 2014. V. 38. P. 090001.
9. Live Chart of Nuclides. <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.
10. *Aguilar-Arevalo A. A. et al. (MiniBooNE Collab.).* Measurement of the Antineutrino Neutral-Current Elastic Differential Cross Section // Phys. Rev. D. 2015. V. 91. P. 012004.