

Б. К. КЕРИМОВ, С. А. АЛИШЕВ

## БЕТА-РАСПАД ДВИЖУЩЕГОСЯ ПРОДОЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАННОГО НЕЙТРОНА\*

В работах [1—7] были вычислены угловое распределение и поляризация электронов при  $\beta$ -распаде покоящегося свободного продольно-поляризованного нейтрона ( $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ ). При этом было показано, что только  $V-A$  — вариант слабого взаимодействия с соотношением констант связи  $C_A \cong -1,2 C_V$  и с правополяризованным антинейтрино ( $\bar{\nu}_R$ ) находится в хорошем согласии с результатами экспериментов [8] по измерению электронной и антинейтринной асимметрии при распаде поляризованного свободного нейтрона в покое.

В настоящей работе по схеме четырехфермионного ( $V, A$ )-взаимодействия исследуется  $\beta$ -распад движущегося продольно-поляризованного свободного нейтрона и антинейтрона с учетом спиновых состояний образующихся фермионов. В результате интегрирования найденной нами дифференциальной вероятности распада по телесному углу вылета антинейтрино (нейтрино) и по энергии вылетевшего электрона (позитрона) получена замкнутая формула, описывающая угловое распределение электронов (позитронов) распада на лету продольно-поляризованного нейтрона (антинейтрона). Вычисленные угловые распределения продольно-поляризованных электронов при различных значениях скорости левополяризованного и правополяризованного распадающегося нейтрона представлены в виде графиков.

Из полученной в работе формулы для вероятности распада как частный случай следует выражение для углового распределения распада покоящегося поляризованного и неполяризованного нейтрона.

В работе одного из нас [6], исходя из гамильтониана слабого четырехфермионного ( $V, A$ )-взаимодействия и теории продольно-поляризованных дираковских частиц; [1, 9], была рассчитана дифференциальная вероятность ( $dW_{\beta a}$ ) процесса распада любого движущегося продольно-поляризованного фермиона на три продольно-поляризованных фермиона ( $b \rightarrow a + c + d$ ). Положив в формулах (6) — (9) этой работы

$$i) \quad b = n, \quad c = e^-, \quad a = p, \quad d = \bar{\nu}_e$$

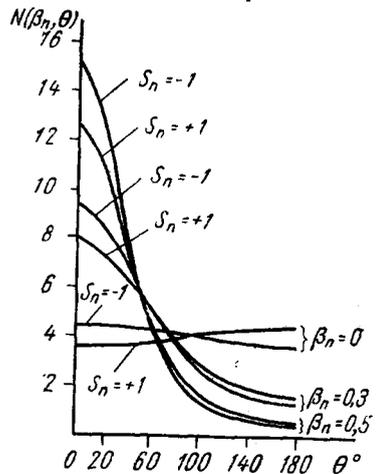


Рис. 1. Угловое распределение электрона (позитрона) распада продольно-поляризованного нейтрона (антинейтрона) при  $\beta_n = 0; 0,3; 0,5$

\* Результат работы доложен на XIV Ежегодном совещании по ядерной спектроскопии, Тбилиси, февраль, 1964 г. (см. программы и тезисы этого совещания, стр. 85).

$$\varepsilon_a = \varepsilon_b = 1, \quad \varepsilon_c = -\varepsilon_d = 1,$$

$$ii) \quad b = \tilde{n}, \quad c = e^+, \quad \varepsilon_a = \varepsilon_b = -1,$$

$$a = \tilde{p}, \quad d = \nu_e, \quad \varepsilon_c = -\varepsilon_d = -1,$$

находим после интегрирования по энергии и телесному углу вылета антинейтрино (нейтрино) следующие выражения для углового распределения электронов (позитронов) распада движущегося продольно-поляризованного нейтрона (антинейтрона) с учетом спиновых корреляций:

$$W(K_e, \beta_n, \theta_e) dK_e d\Omega_e = \frac{1}{2(2\pi)^4 c \hbar^2} \cdot \frac{(\alpha_0 + \alpha_1 s_n s_e \cos \theta_e)}{\beta_{0n}^2} \times \\ \times (1 \mp \beta_e s_e) [(k_{0n} - k_{0p}) \beta_{0n} - K_e + k_e \beta_n \cos \theta_e]^2 k_e K_e dK_e d\Omega_e, \quad (1)$$

где

$$\alpha_0 = \xi [(1 + \eta - \eta_1)(1 \pm \beta_n s_n) + (1 - \eta)], \\ \alpha_1 = \xi [(1 + \eta - \eta_1)(1 \pm \beta_n s_n) \pm (1 - \eta) \beta_n s_n], \quad (2) \\ \xi = |C_V|^2 + |C_A|^2, \quad \xi \eta = C_V^\dagger C_A + |C_A^\dagger C_V|, \\ \xi \eta_1 = |C_V|^2 - |C_A|^2, \quad \cos \theta_e = \frac{\vec{k}_n^0 \vec{k}_e^0}{k_n^0 k_e^0},$$

$$\vec{k}_i^0 = \frac{\vec{k}_i}{k_i}, \quad \beta_i = \frac{v_i}{c}, \quad i = n, e,$$

$$\beta_{0n} = \frac{k_{0n}}{K_n} = \sqrt{1 - \beta_n^2}, \quad K_n = \sqrt{k_n^2 + k_{0n}^2}, \quad K_e = \sqrt{k_e^2 + k_{0e}^2},$$

$E_i = c \hbar K_i$ ,  $\vec{p}_i = \hbar \vec{K}_i$  и  $\beta_i$  — полная энергия, импульс и скорость электрона ( $i = e$ ) и распадающегося нейтрона ( $i = n$ );  $k_{0q} = \frac{m_{0q} c}{\hbar}$  — масса покоя нейтрона, протона и электрона ( $q = n, p, e$ ). Величина  $s_i = \pm 1$  — собственное значение проецирующего оператора  $\vec{\sigma}_i \vec{p}_i / p_i$ , определяющее спиральность нейтрона и электрона. При  $s_n = 1$  ( $s_e = 1$ ) имеем правополяризованный нейтрон (электрон), а при  $s_n = -1$  ( $s_e = -1$ ) — левополяризованный нейтрон (электрон). В формулах (1), (2) и в дальнейшем верхние знаки относятся к распаду нейтрона, а нижние — к распаду антинейтрона ( $\tilde{n} \rightarrow \tilde{p} + e^+ + \nu_e$ ). При получении выражения (1) мы в согласии с опытными данными принимали, что в  $\beta$ -распаде нейтрона вместе с электроном вылетает правополяризованное антинейтрино ( $s_{\nu} = 1$ ;  $\nu_R$ ), а в  $\beta$ -распаде антинейтрона вместе с позитроном испускается левополяризованное нейтрино ( $s_{\nu} = -1$ ;  $\nu_L$ ). Массу покоя антинейтрино (нейтрино) считаем равной нулю.

Из законов сохранения энергии и импульса для распада движущегося нейтрона

$$K_n - K_p - K_e - k_{\nu} = 0,$$

$$\vec{k}_n - \vec{k}_p - \vec{k}_e - \vec{k}_{\nu} = 0$$

получаем следующее выражение для максимального значения энергии вылетевшего электрона:

$$K_e^{\max} = \frac{(k_{0n} - k_{0p})}{1 - \beta_n^2 \cos^2 \theta_e} [\beta_{0n} + \beta_n \cos \theta_e \cdot \sqrt{\beta_{0n}^2 - \gamma^2 \cdot (1 - \beta_n^2 \cos^2 \theta_e)}], \quad (3)$$

здесь  $\gamma = \frac{m_{0e}}{m_{0n} - m_{0p}}$ . Отсюда видно, что значение максимальной энергии электрона распада зависит от угла вылета электрона относительно направления движения нейтрона. Из (2) видно, что электрон может вылетать под любым углом по отношению к импульсу распадающегося нейтрона, если скорость последнего удовлетворяет условию

$$0 \leq \beta_n \leq \sqrt{1 - \gamma^2}.$$

При выполнении этого условия имеет место соотношение  $K_e^{\max} \ll K_n$ , которое значительно упрощает расчет вероятности распада на лету нейтрона.

Производя в (1) замену  $\frac{K_e}{k_{0n} - k_{0p}} = x$  и учитывая, что  $\gamma \leq x \leq u$ ,

$$u = \frac{1}{1 - \beta_n^2 \cos^2 \theta_e} \left( \beta_{0n} + \beta_n \cos \theta_e \sqrt{\beta_{0n}^2 - \gamma^2 (1 - \beta_n^2 \cos^2 \theta_e)} \right),$$

находим после интегрирования по энергии ( $x$ ) электрона следующую формулу для углового распределения электронов (позитронов) при распаде движущегося продольно-поляризованного нейтрона (антинейтрона):

$$W(\beta_n, \theta_e) d\Omega_e = \frac{(2 - \eta_1) \xi}{300 (2\pi)^4 \hbar^2} \left( \frac{k_{0e}}{\gamma} \right)^5 N(\beta_n, \theta_e) d\Omega_e, \quad (4)$$

здесь

$$N(\beta_n, \theta_e) = \frac{2,5}{\beta_{0n}^2} \left[ 1 \pm \beta_n s_n \frac{1 + \eta - \eta_1}{2 - \eta_1} \pm \left( \beta_n s_e \pm s_n s_e \frac{1 + \eta - \eta_1}{2 - \eta_1} \right) \cos \theta_e \right] F(\beta_n, \theta_e, s_e), \quad (5)$$

$$F(\beta_n, \theta_e, s_e) = (1 + \beta_n^2 \cos^2 \theta_e) I_1 + (\beta_{0n}^2 + \gamma^2) I_2 - \beta_{0n} I_3 + \beta_n (I_5 \beta_{0n} - I_4) \cos \theta_e, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} I_1 &= 12(v^5 \mp s_e u^5) \mp s_e (60\gamma^4 u - 40\gamma^2 u^3 - 32\gamma^5), \\ I_2 &= 20(v^3 \mp s_e u^3) \mp s_e (40\gamma^3 - 60\gamma^2 u), \\ I_3 &= 30(v^3 \mp s_e u^3) v - 15\gamma^2 uv - 15\gamma^4 \cdot \ln \left( \frac{u+v}{\gamma} \right), \\ I_4 &= 24(u^5 \mp s_e v^5) - 20\gamma^2 u^3 + 8\gamma^5, \\ I_5 &= \mp s_e \left( I_3 - 60\gamma^2 uv + 60\gamma^4 \cdot \ln \left( \frac{u+v}{\gamma} \right) \right), \\ v^2 &= u^2 - \gamma^2. \end{aligned} \quad (7)$$

При выводе (4) пренебрегаем величиной  $\frac{K_e^{\max}}{K_n}$ . Положив в (5) — (7)  $s_n = 1$ ,  $s_e = -1$  и  $s_n = -1$ ,  $s_e = -1$ , получаем следующие выражения для углового распределения левополяризованного электрона, образующегося при распаде правополяризованного ( $N_+$ ) и левополяризованного ( $N_-$ ) движущегося нейтрона:

$$N_{\pm}(\beta_n, \theta_e) = \frac{2,5}{\beta_{0n}^2} [1 \pm 0,09\beta_n - (\beta_n \pm 0,09) \cos \theta_e] F(\beta_n, \theta_e, s_e = -1), \quad (8)$$

здесь учтено, что  $C_A \cong -1,2 C_V$ ,  $(1 + \eta - \eta_1) / (2 - \eta_1) \cong 0,09$ .

Усреднив выражение (5) по спину нейтрона (антинейтрона), получим угловое распределение продольно-поляризованного электрона (позитрона) от распада движущегося неполяризованного нейтрона (антинейтрона):

$$N_0(\beta_n, \theta_e) = \frac{2,5}{\beta_{0n}^2} (1 \pm \beta_n s_e \cdot \cos \theta_e) F(\beta_n, \theta_e, s_e). \quad (9)$$

Из (5) и (9) при  $\beta_n = 0$  следуют известные выражения для углового распределения электронов распада покоящегося поляризованного и неполяризованного нейтрона [1 — 7].

Из (5) видно, что в случае распада на лету правополяризованного антинейтрона ( $s_n = 1$ ) угловое распределение правополяризованного позитрона ( $s_e = 1$ ) определяется такой же формулой, как и угловое распределение левополяризованного электрона от распада левополяризованного нейтрона:  $N_+(\beta_n, \theta_e) = N_-(\beta_n, \theta_e)$ . При распаде на лету левополяризованного антинейтрона ( $s_n = -1$ ) угловое распределение правополяризованного позитрона ( $s_e = 1$ ), такое же как и угловое распределение левополяризованного электрона от

распада правополяризованного нейтрона:  $\bar{N}_-(\beta_n, \theta_e) = N_+(\beta_n, \theta_e)$ . На рис. 1 представлена вычисленная из (8) зависимость  $N(\beta_n, \theta_e)$  от угла вылета электрона  $\theta_e$  при значениях скорости распадающегося нейтрона  $\beta_n = 0,3$  и  $0,5$ .

Приведено также угловое распределение электрона от распада покоящегося поляризованного нейтрона ( $\beta_n = 0$ ). Из рис. 1 видно, что с увеличением скорости нейтрона, в отличие от распада покоящегося нейтрона, левополяризованный электрон преимущественно вылетает в узком конусе по направлению движения нейтрона. Вероятность вылета электрона вперед по направлению импульса нейтрона больше при распаде левополяризованного нейтрона, чем при распаде правополяризованного нейтрона.

Этот результат можно использовать для определения знака продольной поляризации движущегося нейтрона, образующегося в процессах, обусловленных слабым взаимодействием (например,  $\mu \rightarrow e + \nu$  [10]).

Выражаем благодарность проф. А. А. Соколову за обсуждение работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Соколов А. А., Керимов Б. К. *Ann. Phys. (DDR)*, **7**, 46, 1958.
2. Jackson J. D., Treiman S. B., Wyld H. W. *Phys. Rev.*, **106**, 517, 1957.
3. Керимов Б. К. *НДВШ*, № 5, 151, 1958; «Иzv. вузов», физика, № 4, 11, 1959.
4. Керимов Б. К. «Иzv. АН СССР», сер. физическая, **23**, 924, 1959.
5. Соколов А. А. *Nucl. Phys.*, **9**, 420, 1959.
6. Керимов Б. К. «Иzv. АН СССР», сер. физическая, **25**, 157, 1961.
7. Соколов А. А. *Ann. Phys. (DDR)*, **7**, 17, 1961.
8. Burgy M., Krohn V., Novey T., Ringo G., Telegdi V. *Phys. Rev.*, **110**, 1214, 1958.
9. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. ГИТТЛ, М., 1958.
10. Cini M., Gatto R. *Nuovo Cimento*, **11**, 253, 1959.

Поступила в редакцию  
5. 4 1964 г.

Кафедра  
теоретической физики