ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Ֆիզիկա-մաթեմատ. գիտություններ XVI, № 1, 1963 Физико-математические науки

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

С. М. Дарбинян

Поляризация частиц внутренней конверсии, следующей за β-распадом

В работах [1], [2], [3] рассматривалась корреляция поляризаций частиц внутренней конверсии с направлением вылета электронов предшествующего β-распада. Поляризационные состояния ядра получающегося после β-распада неполяризованного ядра описывались матрицей плотности

$$\rho_{m_2 m_2'} = \frac{1}{2I_2+1}\left(\delta_{m_2 m_2'} + \sqrt{\frac{2I_2+1}{I_2}}\,\alpha C^{I_2 m_2'}_{I_2 m_2 1\mu} v^{\mu}\right). \tag{1}$$

Как указывалось в работе [2], матрица плотности $\rho_{m_2 m_2'}$ имеет вид (1) только для разрешенных переходов и для кулоновских переходов первого запрещения. В данной работе предполагается, что β-распад обусловлен запрещенным β-переходом первого порядка. В этом случае матрица плотности $\rho_{m_2 m_2'}$ дается выражением (предполагается, что начальное ядро не поляризовано и направление нейтрино не регистрируется)

$$\rho_{m_2 m_2'} = \sum_{l=0}^{3}\sum_{m=-l}^{l} d_l C^{I_2 m_2'}_{I_2 m_2\, lm} Y_{lm}(\vec{n}), \tag{2}$$

где I_2, m_2—квантовые числа момента и проекции момента ядра после β-распада, $C^{a\alpha}_{b\beta d\delta}$—коэффициенты Клебша-Гордана, $Y_{lm}(\vec{n})$—шаровая функция, $\vec{n}$—единичный вектор по направлению вылета β-электрона, а коэффициенты d_l принимают определенные значения для определенных β-переходов. Например, для β-переходов с $\Delta I = \pm 2$ в случае $V-A$ вариантов взаимодействия, в обозначениях работы [4], получим следующие значения для d_l

$$d_0 = \frac{\sqrt{4\pi}}{2I_2+1},$$

$$d_1 = -W(21I_1I_2; 2I_2)\sqrt{\frac{2\pi}{5(2I_2+1)}}\,\frac{5\chi_{00}q_\nu^2 + 3\chi_{11}p^2}{\lambda_{00}q_\nu^2 + \lambda_{11}p^2},$$

$$d_2 = -W(22I_1I_2; 2I_2)\sqrt{\frac{14\pi}{2I_2+1}}\frac{\lambda_{11}p^2}{\lambda_{00}q_\nu^2+\lambda_{11}p^2},$$

$$d_3 = W(23I_1I_2; 2I_2)\sqrt{\frac{8\pi}{5(2I_2+1)}}\frac{3\chi_{11}p^2}{\lambda_{00}q_\nu^2+\lambda_{11}p^2}, \tag{3}$$

где p—импульс β-электрона, q_ν—импульс нейтрино, $W(a\,b\,c\,d; e\,f)$—коэффициенты Рака.

Таким образом, мы рассматриваем следующий процесс: неполяризованное ядро с квантовыми числами I_1, m_1 испытывает β-распад и переходит в ядро с квантовыми числами I_2, m_2, далее происходит внутренняя конверсия, после чего ядро переходит в состояние с квантовыми числами I_3, m_3. β—распадная часть рассматриваемого процесса описывается матрицей плотности (2).

Рассмотрим сначала конверсию на атомной оболочке. Воспользовавшись матрицей плотности (2) и проведя вычисления, аналогичные проведенным в [2], получим в случае магнитных переходов следующее значение для вектора поляризации электронов конверсии:

$$\vec{\xi}^{(0)} = \Big\{\Big[\sqrt{6}A_{10}+\sqrt{3}A_{12}+\sqrt{2}A_{22}+\sqrt{\frac{3}{2}}A_{34}+\frac{5}{2}(\sqrt{2}A_{32}+3A_{31})\times$$

$$\times(3(\vec{n}\vec{\nu})^2-1)\Big]\vec{n}-\Big[3\sqrt{3}A_{12}+3\sqrt{2}A_{22}+3\sqrt{\frac{3}{2}}A_{31}+\frac{7}{2}\sqrt{\frac{3}{2}}A_{34}\times$$

$$\times(5(\vec{n}\vec{\nu})^2-3)\Big](\vec{n}\vec{\nu})\vec{\nu}-3\sqrt{5}B_{22}(\vec{n}\vec{\nu})[\vec{n}\vec{\nu}]\Big\}\times$$

$$\times\Big[A_0+\frac{1}{2}A_2(3(n\nu)^2-1)\Big]^{-1}, \tag{4}$$

где $\vec{\nu}$—единичный вектор по направлению вылета конверсионного электрона,

$$A_{lk} = d_l W(I_2lI_3L; I_2L)\sum_{l_1l_2j_2j_3}(-1)^{l_3}(2j_2+1)(2j_3+1)\sqrt{(2l_2+1)(2l_3+1)}\times$$

$$\times C^{l_20}_{L0l'_10}C^{l_30}_{L0l'_10}C^{k0}_{l'_20l_30}W\Big(l_2j_2l'_1j_1;\frac{1}{2}L\Big)W\Big(l_3j_3l'_1j_1;\frac{1}{2}L\Big)\times$$

$$\times W(Llj_3j_2; Lj_2)X\begin{pmatrix} j_3 & j_2 & l\\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1\\ l_3 & l_2 & \lambda\end{pmatrix}\mathrm{Re}(a_{l_2}a^*_{l_3}). \tag{5}$$

$$B_{22} = d_2 W(I_22I_3L; I_2L)\sum_{l_1l_2j_2j_3}(-1)^{l_3}(2j_2+1)(2j_3+1)\sqrt{(2l_2+1)(2l_3+1)}\times$$

$$C^{l_20}_{L0l'_10}C^{l_30}_{L0l'_10}C^{20}_{l_20l_30}W\Big(l_2j_2l'_1j_1;\frac{1}{2}L\Big)W\Big(l_3j_3l'_1j_1;\frac{1}{2}L\Big)\times$$

$$\times W(L2j_1j_3; Lj_2)\, X\begin{pmatrix} j_3 & j_2 & 2 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ l_3 & l_2 & 2 \end{pmatrix} \mathrm{Jm}\,(a_{x_2}a^*_{x_3}), \tag{6}$$

$$A_\lambda = d_\lambda W(I_2\lambda I_3 L; I_2 L) \sum_{j_1 l_2 j_3 l_3} (-1)^{L-j_1+\frac{1}{2}} (2j_2+1)(2j_3+1) \times$$

$$\times \sqrt{(2l_2+1)(2l_3+1)}\, C^{l_2 0}_{L0l_1'0}\, C^{l_3 0}_{L0l_1'0}\, C^{\lambda 0}_{l_2 0 l_3 0} \times$$

$$\times W(LLj_2j_3; \lambda j_1)\, W\left(l_2 l_3 j_2 j_3; \lambda \frac{1}{2}\right) \mathrm{Re}\,(a_{x_2}a^*_{x_3}), \tag{7}$$

где j_1, l_1—квантовые числа полного и орбитального моментов электрона, подвергающегося конверсии ($l_1' = 2j_1 - l_1$), X—коэффициенты Фано.

В случае электрических переходов выражение для поляризации электрона $\vec{\xi}^{(1)}$ получится из (4) заменой a_x на b_x. Величины a_x и b_x выражаются через кулоновские фазы и радиальные интегралы. Эти обозначения введены Гешкенбейном и приведены в [2].

В отличие от разрешенных переходов, в случае запрещенных переходов, как видно из (4), кроме продольной и поперечной поляризации, лежащей в плоскости, проходящей через направления вылета β-электрона и конверсионного электрона, появляется третья компонента поляризации, перпендикулярная к указанной плоскости. Эта компонента обусловлена членами четного порядка по l (l=2,4...) в матрице плотности (2) и обращается в нуль в пределе свободных электронов. Как отмечалось в [5], эта компонента является „кулоновской поправкой" и не связана с несохранением четности в β-распаде. Отметим, что в упомянутой работе исследовалась данная задача и методом, несколько отличным от приведенного, были вычислены параметры, характеризующие отдельные компоненты поляризации электронов конверсии.

Рассмотрим теперь конверсию с образованием электронно-позитронной пары. Пренебрегая влиянием кулоновского поля ядра, мы берем волновые функции электрона и позитрона в виде плоских волн. Тогда, проведя вычисления по известным методам, получим для вектора поляризации электрона конверсии в случае магнитных переходов следующее значение:

$$\vec{\xi}^{(0)}_{(-)} = \frac{q^{2L}}{(\omega^2 - q^2)^2} \frac{(\vec{n}\vec{\tau})}{W^{(0)}_k} [\beta_1 + \beta_2(3 - 5(\vec{n}\vec{\tau})^2)] \times$$

$$\times \left[m\omega\vec{\tau} - (\vec{p}_+\vec{\tau})\vec{p}_- + \frac{\varepsilon_+ - m}{\varepsilon_- + m}(\vec{p}_-\vec{\tau})\vec{p}_-\right], \tag{8}$$

где $\vec{q} = \vec{p}_+ + \vec{p}_-$, $\omega = \varepsilon_+ + \varepsilon_-$, τ—единичный вектор по направлению $\vec{q}$, ε_-, $\vec{p}_-$ и ε_+, $\vec{p}_+$ — энергия и импульс электрона и позитрона,

$$\beta_1 = d_1 W(I_2 1 I_3 L; I_2 L) \sqrt{\frac{3(2I_2+1)(2L+1)}{L(L+1)}},$$

$$\beta_2 = \frac{3}{2} d_3 W(I_2 3 I_3 L; I_2 L) \sqrt{\frac{7(2I_2+1)(L-1)(L+2)(2L+1)}{L(L+1)(2L-1)(2L+3)}}. \quad (9)$$

Величина W_k определяет угловое распределение частиц конверсии, следующей за β-распадом. Для магнитных переходов она равна

$$W_k^{(0)} = \frac{q^{2L}}{(\omega^2-q^2)^2}\delta^{(0)}\Bigg\{\left[\frac{d_0}{\delta^{(0)}} - 15 + 5L(L+1) - 15(L^2+L-3)(\vec{n}\vec{\tau})^2\right]\times$$

$$\times\frac{\omega^2-q^2}{2} + \left[\frac{d^0}{\delta^{(0)}} - \frac{38}{3} - \frac{L(L+1)}{6} - 9(L^2+L-12)(\vec{n}\vec{\tau})^2\right](\vec{p}_+\vec{p}_-) +$$

$$+\left[-\frac{d_0}{\delta^{(0)}} + 19 - \frac{L(L+1)}{2} + \frac{45}{2}(L^2+L-2)(\vec{n}\vec{\tau})^2\right](\vec{p}_+\vec{\tau})(\vec{p}_-\vec{\tau}) -$$

$$-9\left(L^2+L+\frac{2}{3}\right)\left[(\vec{p}_+\vec{n})(\vec{p}_-\vec{\tau}) + (\vec{p}_+\vec{\tau})(\vec{p}_-\vec{n})\right](\vec{n}\vec{\tau}) +$$

$$+(5L^2+5L-16)(\vec{p}_+\vec{n})(\vec{p}_-\vec{n})\Bigg\}, \quad (10)$$

где

$$\delta^{(0)} = d_2 W(I_2 2 I_3 L; I_2 L)\sqrt{\frac{(2I_2+1)(2L+1)}{20L(L+1)(2L-1)(2L+3)}}.$$

В случае электрических переходов получим следующее значение для вектора поляризации электрона конверсии

$$\vec{\xi}^{(1)}_{(-)} = \frac{\omega^2 q^{2L-2}}{(\omega^2-q^2)^2}\frac{L+1}{W_k^{(1)}}\Bigg\{\frac{(\vec{n}\vec{\tau})^2}{L}\left[\beta_1 + \beta_2(3-5(\vec{n}\vec{\tau})^2)\right]\times$$

$$\times\left[m\omega\vec{\tau} - (\vec{p}_+\vec{\tau})\vec{p}_- + \frac{\varepsilon_+-m}{\varepsilon_-+m}(\vec{p}_-\vec{\tau})\vec{p}_-\right] + \left[\beta_1 + \frac{1}{2}\beta_2(1-5(\vec{n}\vec{\tau})^2)\right]\times$$

$$\times\left[\frac{m}{\omega}(\omega^2-q^2)(\vec{n}-(\vec{n}\vec{\tau})\vec{\tau}) - ((\vec{p}_+\vec{n}) - (\vec{n}\vec{\tau})(\vec{p}_+\vec{\tau}))\vec{p}_- +\right.$$

$$+\frac{\varepsilon_+-m}{\varepsilon_-+m}((\vec{p}_-\vec{n}) - (\vec{n}\vec{\tau})(\vec{p}_-\vec{\tau}))\vec{p}_- +$$

$$\left.+\frac{1}{\varepsilon_-+m}\frac{q}{\omega}((\vec{p}_+\vec{n})(\vec{p}_-\vec{\tau}) - (\vec{p}_+\vec{\tau})(\vec{p}_-\vec{n}))\vec{p}_-\right]\Bigg\}. \quad (11)$$

В данном случае $W_k^{(1)}$ имеет следующий вид:

$$
\begin{aligned}
W_k^{(1)} = {} & \frac{q^{2L}}{(\omega^2-q^2)^2}\,\delta^{(1)}\left\{\frac{\omega^2(\omega^2-q^2)}{4Lq^2}\left[2(2L+1)\frac{d_0}{\delta^{(1)}} + (L-1)(2L+3) - \right.\right. \\
& \left. - 3(L-1)(2L+3)(\vec{n}\vec{\tau})^2\right] + \frac{1}{2}(\varepsilon_+\varepsilon_- - m^2 + \vec{p}_+\vec{p}_-)\times \\
& \times\left[2\frac{d_0}{\delta^{(1)}} + L - 3L(\vec{n}\vec{\tau})^2\right] + \frac{\omega^2}{4Lq^2}\left[4(L+1)\frac{d_0}{\delta^{(1)}} - 6 + 5L(L+1) - \right. \\
& \left. - 9(L-1)(L+2)(\vec{n}\vec{\tau})^2\right](\vec{p}_+\vec{p}_-) + \frac{\omega^2}{4Lq^2}\left[4(L-1)\frac{d_0}{\delta^{(1)}} - \right. \\
& \left. - (L-1)(L+6) - 9(L-1)(L-2)(\vec{n}\vec{\tau})^2\right](\vec{p}_+\vec{\tau})(\vec{p}_-\vec{\tau}) + \\
& + \frac{\omega}{q}\left[-\frac{2d_0}{\delta^{(1)}} - 2(L-1) + 3(L-1)(\vec{n}\vec{\tau})^2\right]\left[\varepsilon_-(\vec{p}_+\vec{\tau}) + \varepsilon_+(\vec{p}_-\vec{\tau})\right] - \\
& - 3(L+1)\frac{\omega^2}{q^2}(\vec{p}_+\vec{n})(\vec{p}_-\vec{n}) + 3(L-1)\frac{\omega}{q}(\vec{n}\vec{\tau})(\varepsilon_+(\vec{p}_-\vec{n}) + \varepsilon_-(\vec{p}_+\vec{n})) + \\
& \left. + \frac{3}{2}(L-1)\frac{\omega^2}{q^2}((\vec{p}_+\vec{n})(\vec{p}_-\vec{\tau}) + (\vec{p}_+\vec{\tau})(\vec{p}_-\vec{n}))(\vec{n}\vec{\tau})\right\}, \qquad (12)
\end{aligned}
$$

где $\delta^{(1)} = 10(L+1)\delta^{(0)}$.

Так как кулоновское поле ядра пренебрегалось при расчете, то, очевидно, соответствующие выражения для позитронов $\vec{\xi}_{(+)}$ можно получить из формул (5) и (8), произведя в них замену $\varepsilon_- \rightleftarrows \varepsilon_+$, $\vec{p}_- \rightleftarrows \vec{p}_+$.

В заключение выражаю благодарность проф. В. Б. Берестецкому за постановку задачи и М. Л. Тер-Микаеляну за внимание к работе.

Поступила 10 VII 1962

Ս. Մ. Դարբինյան

β-ՏՐՈՀՄԱՆԸ ՀԱՋՈՐԴՈՂ ՆԵՐՔԻՆ ԿՈՆՎԵՐՍԻԱՅԻ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՈՒՄԸ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հոդվածում դիտարկված է β-տրոհումից հետո առաջացած միջուկների վրա ներքին կոնվերսիայի մասնիկների բևեռացումների կոռելյացիան β-էլեկտրոնի շարժման ուղղության հետ, երբ β-տրոհումը պայմանավորված է առաջին կարգի արգելված β-անցումով։ Ստացված են արտահայտություններ կոնվերսիոն էլեկտրոնի բևեռացման վեկտորի համար, երբ կոնվերսիան տեղի

է ունենում ատոմի թաղանթի վրա, և էլեկտրոնի ու պոզիտրոնի բևեռացման վեկտորների համար, երբ տեղի է ունենում կոնվերսիա զույգի առաջացումով։ Ստացված արտահայտությունները վերաբերում են ցանկացած կարգի էլեկտրական և մագնիսական մուլտիպոլ անցումներին։ Սովորական կոնվերսիայի դեպքում նկատի է առնված միջուկի կուլոնյան դաշտի ազդեցությունը կոնվերսիոն էլեկտրոնի վրա։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Берестецкий В. Б., Рудик А. П.* Поляризация электронов внутренней конверсии, следующей за β-распадом. ЖЭТФ, **35**, 1 (7), 1958.
2. *Гешкенбейн Б. В.* Поляризация электронов внутренней конверсии, следующей за β-распадом. ЖЭТФ, **35**, 5 (11), 1958.
3. *Лобов Г. А.* Поляризация электронов и позитронов внутренней конверсии, следующей за β-распадом ядра. ЖЭТФ, 39, 3 (9), 1960.
4. *Berestetsky V. B., Ioffe B. L., Rudik A. P.* and *Ter-Martirosyan K. A.* β-decey and non-conservation of parity. Nocl. Phys., **5**, № 3, 1958.
5. *Becker R. L., Rose M. E.* Polarization of conversion elektrons following beta decey. Nuov. Cim., **13**, № 6, 1959.