ЛИТЕРАТУРА

1. Титов А. Д., Хапалюк А. П.— Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1983, т. 26, № 10, с. 1315.
1. Титов А. Д., Хапалюк А. П.— Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1984, т. 27, № 1, с. 126.
3. Kogelnik H., Ramaswamy V.— Appl. Opt., 1974, v. 13, № 8, p. 1857.
4. Унгер Х.-Г. Планарные и волоконные оптические волноводы.— М., 1980.
5. Кириленко А. И., Титов А. Д., Хапалюк А. П. Неоднозначность матриц отражения и прохождения плоских неоднородных волн.— Рукопись деп. в ВИНИТИ № 1926-78. Деп. от 13.06.78.
6. Шевченко В. В.— Радиотехника и электроника, 1969, т. 14, № 10, с. 1768.
7. Шевченко В. В. Плавные переходы в открытых волноводах.— М., 1969.
8. Шевченко В. В.— Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1972, т. 15, № 2, с. 257.
9. Титов А. Д., Хапалюк А. П.— Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1983, т. 26, № 4, с. 455.
10. Кириленко А. И., Титов А. Д., Хапалюк А. П.— Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1981, т. 24, № 4, с. 511.
11. Титов А. Д., Хапалюк А. П.— Вести. Белорусского ун-та. Сер. 1, физ., мат. и мех., 1984, № 2, с. 3.
12. Гончаренко А. М., Редько В. П. Введение в интегральную оптику.— Минск, 1975.
13. Титов А. Д., Хапалюк А. П.— Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1983, т. 26, № 5, с. 593.

УДК 548.0539

В. Г. БАРЫШЕВСКИЙ, О. Н. МЕТЕЛИЦА

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ γ-КВАНТОВ РАСПАДА ПОЗИТРОНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Если поместить позитроний в магнитное поле, возникает новое явление — затухающие биения углового распределения γ-квантов трехфотонного распада позитрония [1, 2]. В этом случае непосредственно измеряется распределение направлений импульсов образованных γ-квантов, а не распределение нормали к плоскости распада, как в [3]. Метод исследования вещества, основанный на этом явлении, позволяет изучать вращение и деполяризацию спина позитрония. В настоящей работе найдено временное распределение направлений импульсов γ-квантов.

Энергия, выделяющаяся при аннигиляции атома, значительно больше энергии кулоновского взаимодействия электрона и позитрона в позитронии, поэтому для нахождения амплитуды распада можно применить импульсное приближение. Тогда точный матричный элемент трехквантового распада позитрония заменяется амплитудой аннигиляции свободной электрон-позитронной пары, вычисленной в пределе нулевых скоростей частиц.

Перемножим в выражении для амплитуды аннигиляции свободной пары [4] матрицы Дирака и перейдем к матрицам Паули. Использовав явный вид спиновых функций позитрония [5], получим:

$$M_{11}=\frac{(4\pi)^{3/2}e^3}{m}(u_y-iu_x),\quad M_{1-1}=\frac{(4\pi)^{3/2}e^3}{m}(u_y+iu_x),$$
$$M_{10}=\frac{(4\pi)^{3/2}e^3}{m}(\sqrt{2}\,iu_z), \tag{1}$$

где $\bar{u}=\bar{u}_1+\bar{u}_2+\bar{u}_3$, $\bar{u}_1=\bar{e}_1(\bar{e}_2\cdot\bar{e}_3-\bar{a}_2\cdot\bar{a}_3)+\bar{a}_1(\bar{e}_2\cdot\bar{a}_3+\bar{e}_3\cdot\bar{a}_2)$, $\bar{e}_i$, $\bar{k}_i$, ω_i — поляризация, импульс и частота i-го фотона, $\bar{a}_i=\bar{e}_i\times\bar{n}_i$, $\bar{n}_i=\frac{\bar{k}_i}{\omega_i}$; $\bar{u}_2$ и $\bar{u}_3$ получаются из $\bar{u}_1$ с помощью циклической перестановки индексов. M_{II_3} — амплитуда аннигиляции позитрония с полным спином I и проекцией спина I_3; $M_{00}=0$, что и следовало ожидать из соображений симметрии. Квадрат матричного элемента (1) совпадает с известным выражением [6].

Зависящая от времени волновая функция произвольного состояния позитрония в магнитном поле есть линейная комбинация функций стационарных состояний:

$$\Phi = \sum_{j=0}^{3} B_j \chi_j e^{-i\varepsilon_j t}. \tag{2}$$

где χ_j — функция j-ого стационарного состояния позитрония в магнитном поле; $\varepsilon_j = E_j - \frac{i\gamma_j}{2}$ — комплексные энергии состояний. Коэффициенты B_j, зависящие от геометрии эксперимента, можно вычислить с помощью метода, описанного в [3].

Учитывая явный вид функций χ_j [7], а также разложение (2), получим амплитуду аннигиляции произвольного состояния позитрония в виде линейной комбинации матричных элементов (1). Просуммируем квадрат амплитуды по поляризациям фотонов и по поляризациям электронов среды, считая, что среда не поляризована:

$$\begin{aligned} |M|^2 = \frac{(4\pi)^3 e^6}{2m^2} & AF(\bar{z}_0, \bar{z}_0)\, e^{-\gamma_0 t} + BF(\bar{z}_0, \bar{z}_0)\, e^{-\gamma_1 t} + \\ & + (F(\bar{x}_0, \bar{x}_0) + F(\bar{y}_0, \bar{y}_0))\, e^{-\gamma_2 t} + 2QF(\bar{z}_0, \bar{z}_0)\cos(E_1 - E_0)\, t e^{-\frac{\gamma_0+\gamma_1}{2}t} + \\ & + 2C_1^0 \sin\vartheta\, D \cos[(\omega_1 - E_0)\, t + \Phi_0]\, e^{-\frac{\gamma_0+\gamma_2}{2}t} + \\ & + 2C_1^1 \sin\vartheta\, K \cos[(E_1 - W_1)\, t + \Phi_1]\, e^{-\frac{\gamma_1+\gamma_2}{2}t}, \end{aligned} \tag{3}$$

где $A = (C_1^0)^2(1 + 2C_0^0 C_1^0 \cos\vartheta)$, $B = (C_1^1)^2(1 + 2C_0^1 C_1^1 \cos\vartheta)$, $Q = C_1^0 C_1^1 \times$ $\times (C_0^0 C_1^1 + C_0^1 C_1^0)\cos\vartheta$, $D^2 = (C_0^0)^2 P_2^2 + (C_1^0)^2 P_1^2$, $K^2 = (C_0^1)^2 P_2^2 + (C_1^1)^2 P_1^2$, $P_1 = F(\bar{z}_0, \bar{y}_0)\cos\varphi - F(\bar{z}_0, \bar{x}_0)\sin\varphi$, $P_2 = F(\bar{z}_0, \bar{y}_0)\sin\varphi + F(\bar{z}_0, \bar{x}_0)\cos\varphi$, $\operatorname{tg}\Phi_0 = \frac{C_1^0 P_1}{C_0^0 P_2}$, $\operatorname{tg}\Phi_1 = -\frac{C_1^1 P_1}{C_0^1 P_2}$, $F(\bar{a}, \bar{b}) = 4\bar{a}\cdot\bar{b}\{3 - 2(\bar{n}_1\cdot\bar{n}_2 + \bar{n}_1\cdot\bar{n}_3 +$ $+ \bar{n}_2\cdot\bar{n}_3) + (\bar{n}_1\cdot\bar{n}_2)^2 + (\bar{n}_1\cdot\bar{n}_3)^2 + (\bar{n}_2\cdot\bar{n}_3)^2\} + 4\bar{a}\cdot\bar{n}_1\, \bar{b}\cdot\bar{n}_1(-1 + 2\bar{n}_2\cdot\bar{n}_3 - (\bar{n}_2\cdot\bar{n}_3)^2) +$ $4\bar{a}\cdot\bar{n}_2\, \bar{b}\cdot\bar{n}_2(-1 + 2(\bar{n}_1\cdot\bar{n}_3) - (\bar{n}_1\cdot\bar{n}_3)^2) + 4\bar{a}\cdot\bar{n}_3\, \bar{b}\cdot\bar{n}_3(-1 + 2\bar{n}_1\cdot\bar{n}_2 - (\bar{n}_1\cdot\bar{n}_2)^2)$, W_1 и W_0 — энергии основных состояний орто- и парапозитрония; $\bar{x}_0$, $\bar{y}_0$, $\bar{z}_0$ — единичные векторы в направлении осей X, Y и Z; ϑ и φ — полярный и азимутальный углы поляризации позитрона, влетающего в мишень. Ось Z системы координат направлена вдоль магнитного поля. Зависящие от величины поля коэффициенты C_e^k смешивания синглетного и триплетного состояний записаны в [7].

Квадрат амплитуды (3) испытывает биения на трех частотах:

$$\Omega_1 = E_1 - W_1 = \frac{W_1 - W_0}{2}\left(\sqrt{1 + \left(\frac{4\mu H}{W_1 - W_0}\right)^2} - 1\right),$$

$$\Omega_2 = E_1 - W_0 = \frac{W_1 - W_0}{2}\left(\sqrt{1 + \left(\frac{4\mu H}{W_1 - W_0}\right)^2} + 1\right),$$

$$\Omega_3 = E_1 - E_0 = (W_1 - W_0)\sqrt{1 + \left(\frac{4\mu H}{W_1 - W_0}\right)^2},$$

где μ — магнетон Бора. При распаде позитрония в слабых (меньше 1 Тл) полях $\Omega_1 \ll \Omega_2 < \Omega_3$. Так, если $H \sim 1$ кГс, $\Omega_1 \sim 2{,}4\cdot 10^8$ с$^{-1}$ и Ω_2, $\Omega_3 \sim 1{,}3\cdot 10^{12}$ с$^{-1}$. В случае, когда временные характеристики установки не позволяют наблюдать высокочастотных биений, члены, содержащие Ω_2 и Ω_3, при усреднении по временному разрешению детектора обратятся в нуль.

Рассмотрим эксперимент с тремя детекторами, лежащими в одной плоскости на одинаковом расстоянии от точки распада. Расположение детекторов однозначно определяет частоты регистрируемых фотонов:

$$\omega_1=\frac{2m\,(1+\bar n_2\cdot\bar n_3)}{1+\bar n_2\cdot\bar n_3-\bar n_1\cdot\bar n_2-\bar n_1\cdot\bar n_3},\quad \omega_2=\frac{2m\,(\bar n_1\cdot\bar n_3\;\bar n_2\cdot\bar n_3-\bar n_1\cdot\bar n_2)}{(1-\bar n_2\cdot\bar n_3)\,(1+\bar n_2\cdot\bar n_3-\bar n_1\cdot\bar n_2-\bar n_1\cdot\bar n_3)},$$

$$\omega_3=\frac{2m\,(\bar n_1\cdot\bar n_2\;\bar n_2\cdot\bar n_3-\bar n_1\cdot\bar n_3)}{(1-\bar n_2\cdot\bar n_3)\,(1+\bar n_2\cdot\bar n_3-\bar n_1\cdot\bar n_2-\bar n_1\cdot\bar n_3)}. \tag{4}$$

Сечение рассматриваемого процесса

$$\sigma=\frac{|M|^2\,\omega_1\,\omega_2\,\omega_3}{(2\pi)^5\,64\,m^3\,v}\,(\Delta\Omega)^{5/2}, \tag{5}$$

где телесный угол $\Delta\Omega$ из точки распада на окно детектора предполагается малым. Частоты в (5) определяются выражением (4), причем

$$\bar n_i\cdot\bar n_j=\cos\varphi_{ij},$$

где φ_{ij} — угол между направлениями на i-й и j-й детекторы.

Если углы между детекторами одинаковы (120°), $\omega_1=\omega_2=\omega_3=\frac{2}{3}m$. Расположим их в плоскости, нормаль к которой имеет координаты $(0,\ -\sin\psi,\ \cos\psi)$, причем один из детекторов находится на оси X. Для слабых полей:

$$\sigma=\frac{e^6}{(2\pi)^2\,4m^2\,v}\Big\{A\,(2-\sin^2\psi)\,e^{-\gamma_0 t}+B(2-\sin^2\psi)\,e^{-\gamma_1 t}+(2+\sin^2\psi)\,e^{-\gamma_2 t}+$$
$$+C_1^1\sin\vartheta\sin 2\psi\sqrt{(C_1^1)^2\cos^2\varphi+(C_0^1)^2\sin^2\varphi}\,\cos(\Omega_1 t+\Phi_1)\,e^{-\frac{\gamma_1+\gamma_2}{2}t}\Big\}(\Delta\Omega)^{5/2},$$

$$\operatorname{tg}\Phi_1=-\frac{C_1^1}{C_0^1}\operatorname{ctg}\varphi.$$

Если детекторы лежат в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю, низкочастотные биения наблюдаться не будут. Это можно использовать для упрощения обработки результатов эксперимента.

При наблюдении двумя детекторами:

$$\delta=\frac{|M|^2}{3\,(2\pi)^5\,32m^2\,v}\,(\Delta\Omega)^2, \tag{6}$$

где $|M|^2$определяется выражением (3), в котором $F(a,\ b)$ заменено везде на $F_2(\bar a,\ \bar b)$:

$$F_2(\bar a,\ \bar b)=4\bar a\cdot\bar b[3I_1+2I_2+2I_3+I_5+I_6+2\bar n_1\cdot\bar n_2(I_2+I_3-I_1+2I_4)+$$
$$+(\bar n_1\cdot\bar n_2)^2(I_1+I_5+I_6)]-4\bar a\cdot\bar n_1\bar b\cdot\bar n_1[I_1+2I_3+I_5+I_6+2\bar n_1\cdot\bar n_2(I_2+I_4-I_5)+$$
$$+2(\bar n_1\cdot\bar n_2)^2I_5]-4\bar a\cdot\bar n_2\bar b\cdot\bar n_2[I_1+2I_2+I_5+I_6+2\bar n_1\cdot\bar n_2(I_3+I_4-I_6)+$$
$$+2(\bar n_1\cdot\bar n_2)^2I_6]+4I_4(\bar n_1\cdot\bar a\bar n_2\cdot\bar b+\bar n_1\cdot\bar b\bar n_2\cdot\bar a)\,(-1+2\bar n_1\cdot\bar n_2-(\bar n_1\cdot\bar n_2)^2).$$

Через I обозначены следующие интегралы:

$$I_1=\int_0^m\frac{\omega_1\,\omega_2}{2m-\omega_1\,(1-\bar n_1\cdot\bar n_2)}\,f(\omega_1)\,f(\omega_2)\,d\omega_1,$$

$$I_2=\int_0^m\frac{\omega_1^2\,\omega_2}{(2m-\omega_1\,(1-\bar n_1\cdot\bar n_2))\,\omega_3}\,f(\omega_1)\,f(\omega_2)\,d\omega_1,$$

$$I_3=\int_0^m\frac{\omega_1\,\omega_2^2}{(2m-\omega_1\,(1-\bar n_1\cdot\bar n_2))\,\omega_3}\,f(\omega_1)\,f(\omega_2)\,d\omega_1, \tag{7}$$

$$I_4=\int_0^m\frac{\omega_1^2\,\omega_2^2}{(2m-\omega_1\,(1-\bar n_1\cdot\bar n_2))\,\omega_3^2}\,f(\omega_1)\,f(\omega_2)\,d\omega_1,$$

$$I_5=\int_0^m\frac{\omega_1^3\,\omega_2}{(2m-\omega_1\,(1-\bar n_1\cdot\bar n_2))\,\omega_3^2}\,f(\omega_1)\,f(\omega_2)\,d\omega_1,$$

$$I_6 = \int_0^m \frac{\omega_1 \omega_2^3}{(2m - \omega_1 (1 - \bar{n}_1 \cdot \bar{n}_2))\, \omega_3^2} f(\omega_1) f(\omega_2)\, d\omega_1,$$

$f(\omega)$ — вероятность регистрации отдельным детектором фотона с энергией ω, ω_2 и ω_3 в (7) определяются геометрией эксперимента и энергией первого γ-кванта:

$$\omega_2 = \frac{2m(m - \omega_1)}{2m - \omega_1 (1 - \bar{n}_1 \cdot \bar{n}_2)},$$

$$\omega_3 = \frac{2m^2 - 2m\omega_1 (1 - \bar{n}_1 \cdot \bar{n}_2) + \omega_1^2 (1 - \bar{n}_1 \cdot \bar{n}_2)}{2m - \omega_1 (1 - \bar{n}_1 \cdot \bar{n})}.$$

Приведем также вклад 3γ-аннигиляции в скорость счета при регистрации распадов одним детектором:

$$\sigma = \frac{|M|^2}{(2\pi)^5\, 192\, m^2 v} \Delta\Omega,$$

где $|M|^2$ определено выражением (3), в котором $F(\bar{a}, \bar{b})$ заменено на $F_3(\bar{a}, \bar{b})$: $F_3(\bar{a}, \bar{b}) = \int F_2(\bar{a}, \bar{b})\, d^2 n_2$.

Отметим, что экспериментальное наблюдение явления наиболее удобно проводить в полях от 0,02 до 2 Тл. В более слабых полях период биений меньше времени жизни ортопозитрония. Сильные поля требуют применения аппаратуры с высоким временным разрешением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барышевский В. Г.— Докл. АН БССР, 1976, т. 20, с. 212.
2. Барышевский В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред.— Минск, 1976.
3. Барышевский В. Г., Турко А. Н.— Весці АН БССР. Сер. фіз. мат. навук, 1978, № 5, с. 128.
4. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика.— М., 1980.
5. Гольданский В. И. Физическая химия позитрона и позитрония.— М., 1968.
6. Drisco R. M.— Phys. Rev. 1956, v. 102, p. 1542.
7. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика.— М., 1969.

УДК 681.3

В. Е. ЯМНЫЙ, НГУЕН ДАНГ КУАНГ

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АБСОРБЦИИ КОНДЕНСАТОРОВ

В аналоговых запоминающих устройствах, интеграторах, амплитудно-временных преобразователях возникает специфическая ошибка, связанная с абсорбцией диэлектрика конденсатора. В этих устройствах эквивалентную схему конденсатора следует представлять, как показано на рис. 1 [1]. Из схемы видно, что при малом времени заряда напряжение на конденсаторе C_0 установится полностью, а конденсаторы C_1, C_2 и C_3 зарядятся только частично, поэтому при отключении цепи заряда напряжение на конденсаторах C_1, C_2, C_3 будет увеличиваться, а на C_0 упадет. Напряжение на конденсаторе C_0 в зависимости от типа диэлектрика меняется в пределах от нуля до единиц процентов, что приводит к большим погрешностям работы указанных устройств.

Настоящая работа посвящена экспериментальному определению составляющих эквивалентной схемы рис. 1, для которой обычно выбирают [1]: $R_1C_1 = 0{,}1 R_2C_2 = 0{,}01 R_3C_3 = 10^{1-} R_v C_v = \tau_1$. Величина τ_1 может быть произвольной. Как правило, диапазон времен (отношение времени хранения ко времени выборки), в которых работает аналоговая память, составляет 10—100, поэтому достаточно ограничиться $v=3$, чтобы учесть поведение реального конденсатора в электрической схеме. Возможности экспериментальной установки не позволили исследовать конденсаторы