УДК 548.73
© 1990

ВЛИЯНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КВАНТОВ 3γ-РАСПАДА ПОЗИТРОНИЯ

И. В. Бондарев, С. А. Кутень

Показано, что осцилляции скорости счета квантов 3γ-распада позитрония определяются наличием у него квадрупольного момента и тензорной поляризуемости в веществе. Указывается на возможность экспериментального определения знака эффективной квадрупольной постоянной позитрония в кристалле.

При аннигиляции позитрония (Ps) в магнитном поле плоскость трехфотонного распада и угловое распределение γ-квантов испытывают биения [1-4]. Эти биения обусловлены прецессией его спина в поле и анизотропией углового распределения продуктов распада позитрония как частицы со спином единица (трехфотонный распад Ps имеет место только в ортосостоянии с полным спином $S=1$). На основе этого явления в [1-4] был предложен новый метод изучения свойств вещества, названный методом позитрониевого спинового вращения (PsSR-метод) по аналогии с известным μ^+SR-методом исследования конденсированной среды. Биения углового распределения квантов 3γ-распада позитрония в магнитном поле были недавно экспериментально подтверждены [5] в виде осцилляций скорости счета при регистрации распадных квантов одним детектором. Согласно [2-5], биения углового распределения квантов распада происходят на частотах переходов между уровнями сверхтонкой структуры (СТС) позитрония в магнитном поле. В [2-5] для анализа распадных характеристик ортопозитрония во внешнем поле использовалась картина уровней СТС его в вакууме. Учет влияния кристаллического поля существенно меняет картину уровней позитрония. В кристаллах, в частности, становится возможным появление «анизотропного» позитрония [6], т. е. позитрония, описываемого анизотропным сверхтонким взаимодействием. Для «анизотропного» Ps имеет место расщепление триплетного уровня даже в отсутствие внешних магнитных полей. Физической причиной возникновения анизотропии сверхтонкого взаимодействия у позитрония в кристалле является наличие у него квадрупольного момента и тензорной поляризуемости в основном состоянии. Взаимодействие квадрупольного момента атома позитрония с градиентом внутрикристаллических электрических полей, а также эффект Штарка на СТС атома, возможный благодаря наличию тензорной поляризуемости в основном состоянии, приводят к возникновению дополнительных частот в осцилляциях углового распределения квантов 3γ-распада (о влиянии квадрупольного момента Ps на характер таких осцилляций указывалось в [2]). Подобные осцилляции, очевидно, могут происходить и в отсутствие магнитного поля. Ниже дан анализ влияния внутрикристаллических полей на характер временных осцилляций скорости счета квантов 3γ-распада Ps в кристалле.

Как известно, тензорная часть сверхтонкого взаимодействия в водородоподобном атоме, ядро которого имеет ненулевой спин, приводит к существованию в основном состоянии атома малой примеси D-волны (орбитальный момент $l=2$) к $1S$-состоянию. Как следствие, основное состояние представляет собой суперпозицию S- и D-волн и не является сферически симметричным, а атом приобретает квадрупольный момент [7]. Однако позитроний в вакууме квадрупольным моментом все-таки не обладает. Это связано с тем, что оператор последнего в системе центра масс позитрония содержит массовый множитель, обращающийся в нуль, если массы электрона и позитрона равны (что имеет место в вакууме). В кристалле массы электрона и позитрона следует заменить их эффективными массами m_e^* и m_p^*, которые не равны друг другу [8]. В результате позитроний в кристалле приобретает квадрупольный момент. Взаимодействие квадрупольного момента с неоднородными внутрикристаллическими электрическими полями изменяет картину расщепления уровней основного состояния по сравнению с вакуумной. Однако и при равных эффективных массах e^+ и e^- в кристалле картина уровней СТС позитрония будет отличаться от вакуумной. Это связано с другой стороной проявления присутствия D-волны в основном состоянии позитрония — наличием у него тензорной поляризуемости (см. аналогичное явление для атома водорода [9]). Поляризуемость атома Ps (как тензорная, так и скалярная) определяется индуцированным внутрикристаллическими электрическими полями дипольным моментом, оператор которого в системе центра масс Ps массового множителя не содержит. Поэтому наличие у позитрония тензорной поляризуемости приводит к расщеплению его основного триплетного состояния (эффект Штарка на СТС) даже при равенстве эффективных масс e^+ и e^-.

В этих условиях спиновый гамильтониан, описывающий СТС основного состояния позитрония в кристалле в присутствии внешнего магнитного поля $\mathbf{B}$, имеет вид ($\hbar=1$)

$$\hat{H} = \omega_0 \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 - \boldsymbol{\mu}_1 \cdot \mathbf{B} - \boldsymbol{\mu}_2 \cdot \mathbf{B} + \frac{1}{6} \hat{Q}_{ik} \varphi_{ik} - \frac{1}{2} \hat{\alpha}_{ik} E_i E_k, \tag{1}$$

где ω_0 — частота сверхтонкого расщепления Ps в кристалле (она может быть отлична от своего вакуумного значения $\omega_0=1.28\cdot 10^{12}$ Гц), $\hat{Q}_{ik}$ — тензор квадрупольного момента, $\hat{Q}_{ik}=Q\,(3/2\,\{F_i,\ F_k\}-F^2\delta_{ik})$, $\mathbf{F}=\mathbf{F}_1+\mathbf{F}_2$ — полный момент атома, Q — его квадрупольный момент в веществе.

В (1) $\varphi_{ik}=\partial^2\varphi\,(0)/\partial x_i \partial x_k$ — тензор градиента электрического поля (ГЭП), создаваемого окружением в центре масс позитрония (он обязан своим присутствием второй гармонике $l=2$ кристаллического потенциала), $\boldsymbol{\mu}_1$ ($\mathbf{S}_1$) и $\boldsymbol{\mu}_2$ ($\mathbf{S}_2$) — операторы магнитных моментов (спинов) электрона и позитрона соответственно (величины магнитных моментов e^+ и e^- отличаются от своих вакуумных значений вследствие наличия эффективной массы у каждой из частиц [6]). Последнее слагаемое в (1) описывает расщепление триплетного уровня сверхтонкой структуры атома в электрическом поле $\mathbf{E}$. Здесь $\hat{\alpha}_{ik}=\beta\left(\frac{2}{3}\{F_i,\ F_k\}-F^2\delta_{ik}\right)$ — оператор тензорной поляризуемости позитрония. Величина β, носящая название тензорной поляризуемости атома, отлична от своего вакуумного значения (напомним, что тензорная поляризуемость в вакууме равна $\beta_{\mathrm{H}}=-1.41\cdot 10^{-32}$ см^3 [9] для атома водорода и $\beta_{\mathrm{Ps}}=-2.07\cdot 10^{-28}$ см^3 для атома Ps). Это вызвано добавкой сферически симметричной части кристаллического потенциала к кулоновскому взаимодействию электрона и позитрона. Внутрикристаллическое электрическое поле $\mathbf{E}$, действующее на Ps в месте его нахождения, обязано своим присутствием первой гармонике $l=1$ кристаллического потенциала, что имеет место в кристаллах, не обладающих центром инверсии.

Два последних члена в (1) можно свести к эффективному квадрупольному взаимодействию

$$\hat{H} = \omega_0 \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 - \boldsymbol{\mu}_1 \cdot \mathbf{B} - \boldsymbol{\mu}_2 \cdot \mathbf{B} + \frac{1}{6} \hat{Q}_{ik} \tilde{\varphi}_{ik}, \tag{2}$$

где $\tilde{\varphi}_{ik}=\varphi_{ik}-\frac{2\beta}{Q}E_i E_k$ — эффективный тензор, состоящий из двух частей: тензора ГЭП и части, связанной с внутренними электрическими полями в кристалле. Вклад каждой из частей зависит как от симметрии самого кристалла, так и от состояния атома Ps в нем. Экспериментально обнаружено, что в диэлектриках, ионных и молекулярных кристаллах Ps может находиться в двух состояниях: локализованном и делокализованном (типа блоховской волны) [10]. В делокализованном состоянии вклад второго слагаемого определяется симметрией кристалла. В частности, в кристаллах с центром инверсии этот вклад отсутствует. В локализованном состоянии часть, связанная с внутренними электрическими полями, дает нулевой (или незначительный) вклад, так как естественно считать, что локализация имеет место в минимуме потенциала кристаллического поля [11].

Как показано в [9], гамильтониан (2) без зеемановской части эквивалентен анизотропному сверхтонкому взаимодействию $A_{ik}S_{1i}S_{2k}$, частный случай которого (аксиальная симметрия) рассмотрен в [6].

Для анализа структуры уровней (2) воспользуемся понятиями, используемыми при исследовании ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР) [12]. Для простоты рассмотрим случай, когда внешнее поле **B** параллельно главной оси Z эффективного тензора. При этом в системе главных осей тензора $\tilde{\varphi}_{ik}$ (2) имеет вид

$$\hat{H} = \omega_0 \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 - (\mu_1 + \mu_2)_z B + \frac{\tilde{d}}{4}\Big([3F_z^2 - F(F+1)] + \\ + \frac{\tilde{\eta}}{2}(F_+^2 + F_-^2)\Big) + \frac{\beta E^2}{4}(3F_z^2 - F(F+1)), \tag{3}$$

где $F_\pm = F_x \pm iF_y$.

По аналогии с ЯКР в (3) введены следующие обозначения: $\tilde{d} = Q\tilde{\varphi}_{zz}$ — эффективная квадрупольная постоянная Ps в веществе, $\tilde{\eta} = \left|\dfrac{\tilde{\varphi}_{xx} - \tilde{\varphi}_{yy}}{\tilde{\varphi}_{zz}}\right| = \left|\dfrac{Q(\varphi_{xx} - \varphi_{yy}) - 2\beta(E_x^2 - E_y^2)}{Q\varphi_{zz} - 2\beta E_z^2}\right|$ — параметр асимметрии эффективного тензора. Если Ps находится в локализованном состоянии (или независимо от состояния — в кристалле с центром инверсии), параметры $\tilde{d}$ и $\tilde{\eta}$ сводятся к известным характеристикам квадрупольного взаимодействия [12]: квадрупольной постоянной $d = Q\varphi_{zz}$ и параметру асимметрии тензора ГЭП $\eta = \left|\dfrac{\varphi_{xx} - \varphi_{yy}}{\varphi_{zz}}\right|$ $(0 \leqslant \eta \leqslant 1)$. В отсутствие неоднородности электрических полей величина $\tilde{\eta} = \left|\dfrac{E_x^2 - E_y^2}{E_z^2}\right|$ выбором системы координат (ось $Z \uparrow\uparrow \mathbf{E}$) может быть обращена в нуль, что соответствует аксиальной симметрии обобщенного тензора. Последнее слагаемое в (3) связано с неравным нулю следом тензора $\tilde{\varphi}_{ik}$.

Гамильтониан (3) дает следующий спектр собственных состояний позитрония в веществе

$$E_{0,1} = -\frac{1}{4}(\omega_0 + \tilde{d} + \beta E^2) \mp \left[((\mu_1 - \mu_2)B)^2 + \frac{1}{4}\left(\omega_0 + \frac{1}{2}(\tilde{d} + \beta E^2)\right)^2\right]^{1/2},$$

$$|\chi_{0,1}\rangle = (C_{1,0}|\chi_{10}\rangle \pm C_{0,1}|\chi_{00}\rangle)\exp\{-iE_{0,1}t - \gamma_{0,1}t/2\},$$

$$E_{2,3} = \frac{1}{4}(\omega_0 + \tilde{d} + \beta E^2) \pm [((\mu_1 + \mu_2)B)^2 + (\tilde{d}\tilde{\eta}/4)^2]^{1/2},$$

$$|\chi_{2,3}\rangle = (\pm C_{2,3}|\chi_{11}\rangle + C_{3,2}|\chi_{1-1}\rangle)\exp\{-iE_{2,3}t - \gamma_{2,3}t/2\}, \tag{4}$$

где $|\chi_{00}\rangle$, $|\chi_{Fm_F}\rangle$ — спиновые волновые функции свободного Ps в пара- и ортосостояниях соответственно [13],

$$C_{1,0} = \left[\frac{1}{2}(1 \mp 1/(1 + x^2)^{1/2})\right]^{1/2}, \quad x = 2(\mu_1 - \mu_2)B\Big/\left(\omega_0 - \frac{1}{2}(\tilde{d} + \beta E^2)\right),$$

$$C_{2,3} = \pm\left[\frac{1}{2}(1 \pm 1/(1 + y^{-2})^{1/2})\right]^{1/2}, \quad y = 4(\mu_1 + \mu_2)B/\tilde{d}\tilde{\eta}.$$

Распадные ширины учтены в (4) феноменологически, путем добавления к гамильтониану (3) мнимой части. Согласно [13], они связаны с распадными ширинами синглетного γ_s и триплетного γ_t состояний свободного позитрония следующим образом:

$$\gamma_{0,1} = (C_{0,1})^2 \gamma_s + (C_{1,0})^2 \gamma_t, \quad \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma_t,$$
$$\gamma_s = 8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}, \quad \gamma_t = 7.14 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}.$$

Вследствие того что энергия, выделяющаяся при аннигиляции e^+ и e^-, много больше энергии их кулоновского взаимодействия, анализ осцилляций скорости счета квантов 3γ-распада можно проводить исходя из сечения 3γ-аннигиляции свободной электрон-позитронной пары [3, 4]. В соответствии с [3, 4] квадрат амплитуды аннигиляции позитрония, которому пропорционально сечение 3γ-аннигиляции [14], запишем в виде

$$|M(t)|^2 = \sum_{m,\,n} M_m \rho_{mn}(t) M_n^*, \tag{5}$$

где $\rho_{mn}(t)$ — поляризационная матрица плотности позитрония, M_n — амплитуда аннигиляции из состояния $|\chi_n\rangle$. Можно показать, что эти амплитуды следующим образом связаны с амплитудами M_{Fm_F} аннигиляции свободного позитрония из состояния $|\chi_{Jm}\rangle$ $(J=0, 1)$:

$$M_0 = C_1 M_{10}, \quad M_1 = C_0 M_{10}, \quad M_{2,3} = \pm C_{2,3} M_{11} + C_{3,2} M_{1-1}, \tag{6}$$

где величины $M_{00}=0$, $M_{10} = (4\pi)^{3/2} e^3 \sqrt{2}\, iu_z^*/m$, $M_{1\pm1} = (4\pi)^{3/2} e^3 (u_y^* \mp iu_x^*)/m$ (здесь $\mathbf{u} = \mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_2 + \mathbf{u}_3$, $\mathbf{u}_1 = \sqrt{2}\,[(\mathbf{e}_2^+\mathbf{e}_3^+)\,\mathbf{e}_1^- + (\mathbf{e}_2^-\mathbf{e}_3^-)\,\mathbf{e}_1^+]$, $\mathbf{e}_i^\pm = (\mathbf{e}_i \pm i\mathbf{e}_i')/\sqrt{2}$, $\mathbf{e}_i' = \dfrac{\mathbf{e}_i \times \mathbf{k}_i}{\omega_i}$, $\mathbf{k}_i\,(\omega_i)$ — импульс (частота) i-го фотона; $\mathbf{u}_{2,3}$ получается из $\mathbf{u}_1$ циклической перестановкой) получаются из стандартной квантовоэлектродинамической амплитуды 3γ-аннигиляции свободной электрон-позитронной пары [14].

Временная зависимость матрицы плотности $\rho_{mn}(t)$ в (5) определяется спиновым гамильтонианом (2), (3)

$$\rho_{mn}(t) = \rho_{mn}(0) \exp\{-i(E_m - E_n)t - (\gamma_m + \gamma_n)t/2\}, \tag{7}$$

где $\rho_{mn}(0)$ — матрица плотности позитрония в момент его образования. Будем считать, что спины e^+ и e^- в момент образования Ps некоррелированы (предположение о коррелированности спинов e^+ и e^- в начальный момент времени не вносит принципиальных изменений в теорию). Тогда в отсутствие спинового упорядочения электронов среды матрица плотности Ps в момент образования в представлении собственных функций моментов составляющих атом частиц имеет вид

$$\langle 1/2\sigma,\ 1/2\lambda\,|\,\hat\rho(0)\,|\,1/2\sigma',\ 1/2\lambda'\rangle =$$
$$= \begin{bmatrix} (1+P_0^+)/4 & 0 & P_{-1}^+/2\sqrt{2} & 0 \\ 0 & (1+P_0^+)/4 & 0 & P_{-1}^+/2\sqrt{2} \\ -P_{+1}^+/2\sqrt{2} & 0 & (1-P_0^+)/4 & 0 \\ 0 & -P_{+1}^+/2\sqrt{2} & 0 & (1-P_0^+)/4 \end{bmatrix}, \tag{8}$$

где первый символ $(1/2\sigma)$ относится к позитрону, второй $(1/2\lambda)$ — к электрону, $P_0^+ = P_z^+$, $P_{\pm1}^+ = \pm\dfrac{1}{2\sqrt{2}}(P_x^+ \pm iP_y^+)$ — циклические компоненты начальной поляризации $\mathbf{P}^+$ позитрона. Переход в представление собственных функций гамильтониана (2) удобно осуществлять в матричном виде

$$\rho_{mn}(0) = \langle\chi_m\,|\,\hat\rho(0)\,|\,\chi_n\rangle = \hat A\hat C\hat\rho(0)\hat C^+\hat A^T, \tag{9}$$

где $\hat A$ — матрица из коэффициентов $C_{1,0}$; $\hat{\mathrm{C}}$ — матрица из коэффициентов Клебша—Гордана

$$\hat{A}=\begin{bmatrix} C_0 & 0 & C_1 & 0 \\ -C_1 & 0 & C_0 & 0 \\ 0 & C_3 & 0 & C_2 \\ 0 & C_2 & 0 & -C_3 \end{bmatrix},\quad \hat{C}=\begin{bmatrix} 0 & 1/\sqrt{2} & -1/\sqrt{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \tag{10}$$

Пусть распадные фотоны регистрируются тремя детекторами, расположенными в плоскости под углами 120° друг к другу. Нормаль к плоскости детекторов зададим полярным β и азимутальным α углами относительно системы главных осей эффективного тензора $\tilde{\varphi}_{ik}$. Тогда сечение 3γ-аннигиляции Ps в кристалле в линейном по внешнему полю приближении с учетом (4)—(10) будет иметь вид

$$d\sigma(t)=\frac{e^6e^{-\gamma_t t}}{108v\pi^2m^2}\Bigg[2-xP^+\cos\Theta\left(1-\frac{1}{2}\sin^2\beta\right)+\frac{yP^+\cos\Theta\cos2\alpha\sin^2\beta}{2(1+y^2)}(1-\cos\omega_{23}t)+$$
$$+\frac{P^+\cos\Theta\sin2\alpha\sin^2\beta}{2\sqrt{1+y^2}}\sin\omega_{23}t+$$
$$+\frac{1}{2}P^+\sin\Theta\Bigg\{\left(\frac{1}{\sqrt{1+y^2}}-\frac{x}{2\sqrt{1+y^{-2}}}\right)\sin\alpha\sin2\beta\sin\omega_-t\cos\omega_+t-$$
$$-\left(\frac{1}{\sqrt{1+y^{-2}}}+\frac{x}{2\sqrt{1+y^2}}\right)\cos\alpha\sin2\beta\sin\omega_-t\sin\omega_+t-$$
$$-\frac{x}{2}\cos\alpha\sin2\beta\cos\omega_-t\cos\omega_+t+\sin\alpha\sin2\beta\cos\omega_-t\sin\omega_+t\Bigg\}\Bigg]d\mathbf{n}_1d\mathbf{n}_2\mathbf{d}(\cos\Theta_{13}), \tag{11}$$

где Θ — полярный угол, задающий направление вектора начальной поляризации позитронов $\mathbf{P}^+$ (предполагается, что $\mathbf{P}^+$ лежит в плоскости XOZ выбранной нами системы координат, так что его азимутальный угол $\varphi=0$ $\left(\omega_\pm=\frac{\omega_{12}\pm\omega_{13}}{2},\ \omega_{mn}=E_m-E_n\right)$ [4]$\Big)$, Θ_{13} — угол между первым и третьим детекторами, v — относительная скорость частиц в атоме Ps, m — масса свободного электрона (позитрона).

Если регистрация распадных фотонов ведется одним детектором, направление на который задается полярным β и азимутальным α углами из точки распада (не путать с углами α и β в (4)), то при тех же предположениях сечение 3γ-аннигиляции атома Ps будет иметь вид

$$\sigma(t)=\frac{e^6\Delta\Omega e^{-\gamma_t t}}{192\pi^2m^4v}\Bigg[I_{xx}+I_{yy}+I_{zz}-xP^+\cos\Theta I_{zz}+$$
$$+\frac{y}{1+y^2}P^+\cos\Theta(I_{xx}-I_{yy})(1-\cos\omega_{23}t)+\frac{2I_{xy}P^+\cos\Theta}{\sqrt{1+y^2}}\sin\omega_{23}t+$$
$$+2P^+\sin\Theta\Bigg\{\left(\frac{1}{\sqrt{1+y^2}}-\frac{x}{2\sqrt{1+y^{-2}}}\right)I_{zy}\sin\omega_-t\cos\omega_+t-$$
$$-\left(\frac{1}{\sqrt{1+y^{-2}}}+\frac{x}{2\sqrt{1+y^2}}\right)I_{zx}\sin\omega_-t\sin\omega_+t-$$
$$-\frac{x}{2}I_{zx}\cos\omega_-t\cos\omega_+t+I_{zy}\cos\omega_-t\sin\omega_+t\Bigg\}\Bigg], \tag{12}$$

где $\Delta\Omega$ — телесный угол из точки распада на окно детектора (предполагается малым), $I_{ab}=\int\frac{d\mathbf{k}_3d\mathbf{k}_2d\omega_1\omega_1}{\omega_2\omega_3}\delta\left(\sum_{i=1}^{3}\mathbf{k}_i\right)\delta\left(\sum_{i=1}^{3}\omega_i-2m\right)F_{ab}$, $F_{ab}=\sum(\mathbf{u}^*\mathbf{a})\times$ $\times(\mathbf{u}^*\mathbf{b})$ — суммирование по поляризациям [4].

В формулах (11), (12) отброшены члены, осциллирующие на частотах синглет-триплетных переходов, так как такие частоты ($\omega_{on}\sim10^{12}$ с$^{-1}$) лежат за пределами разрешимости обычного детектора.

Согласно (11), (12), сечение аннигиляции испытывает с течением времени затухающие биения на частоте ω_+, промодулированные по амплитуде с частотой ω_-, и на частоте ω_{23} с постоянной амплитудой.

Амплитуды биений максимальны, когда начальная поляризация ортогональна (для биений на частоте ω_+) или параллельна (для биений на частоте ω_{23}) внешнему полю. При этом осцилляции на частоте ω_{23} имеют место при $m_e^* \neq m_p^*$ или в отсутствие аксиальной симметрии тензора $\tilde{\varphi}_{ik}$ ($\tilde{\eta} = 0$) при $\alpha = \pi/4$ ($\alpha = 0$), $\beta = \pi/2$. Амплитуды осцилляций на частоте ω_+ должны быть отличны от нуля независимо от типа симметрии тензора $\tilde{\varphi}_{ik}$ и максимальны при $\alpha = \pi/2$ ($\alpha = 0$), $\beta = \pi/4$. При каждом из указанных расположений плоскости детекторов и поляризации позитронов должна наблюдаться только одна, соответствующая данному расположению частота (либо ω_{23}, либо ω_+, промодулированная по амплитуде частотой ω_-).

В заключение укажем на возможность экспериментального определения знака эффективной квадрупольной постоянной $\tilde{d}$. Вообще говоря, частоты триплет-триплетных переходов такой информации не содержат. Однако в слабых магнитных полях существует возможность определения знака $\tilde{d}$ с помощью прохода по магнитному полю (ср. аналогичное явление для мюония [15]). Если магнитное поле достаточно велико, чтобы подавить квадрупольные эффекты, но при этом зеемановская энергия Ps много меньше энергии его сверхтонкого расщепления ($\omega_0 \gg | (\mu_1 + \mu_2) B \gg \tilde{d}$), то приближенные выражения для уровней могут быть получены по теории возмущений при произвольной ориентации осей тензора $\tilde{\varphi}_{ik}$ относительно магнитного поля. В случае, когда эффективные массы e^+ и e^- в веществе не равны друг другу ($m_e^* \neq m_p^*$), эти уровни имеют вид

$$E_0 = -3\omega_0/4 - ((\mu_1 - \mu_2) B)^2/\omega_0,$$

$$E_1 = \omega_0/4 + ((\mu_1 - \mu_2) B)^2/\omega_0 - \tilde{d} f(\theta, \varphi)/4,$$

$$E_{2,3} = \omega_0/4 \pm (\mu_1 + \mu_2) B + \tilde{d} f(\theta, \varphi)/8, \tag{13}$$

где $f = (\theta, \varphi) = 3\cos^2\theta - 1 + \tilde{\eta}\sin^2\theta\cos 2\varphi$, θ, φ — полярный и азимутальный углы, характеризующие наклон **B** относительно оси Z тензора $\tilde{\varphi}_{ik}$.

Согласно (13), сечение 3γ-аннигиляции должно осциллировать на трех частотах ω_1, ω_2, ω_3, где

$$\omega_1 = \omega_{21} = -((\mu_1 - \mu_2) B)^2/\omega_0 + (\mu_1 + \mu_2) B + 3\tilde{d} f(\theta, \varphi)/8,$$

$$\omega_2 = \omega_{13} = ((\mu_1 - \mu_2) B)^2/\omega_0 + (\mu_1 + \mu_2) B - 3\tilde{d} f(\theta, \varphi)/8. \tag{14}$$

Первые два слагаемых в (14) соответствуют двухчастотной прецессии «изотропного» позитрония ($\tilde{d} = 0$) с неравными эффективными массами e^+ и e^- [6], последнее слагаемое определяет вклад эффективного квадрупольного взаимодействия. Третья частота $\omega_3 = \omega_{23} = 2(\mu_1 + \mu_2)B$, соответствует в «изотропном» Ps переходу между состояниями с проекцией полного момента $m_F = +1$ и $m_F = -1$. В спектре 3γ-аннигиляции такого позитрония она запрещена правилами отбора в поперечном по отношению к начальной поляризации позитронов поле.[1] Наличие же квадрупольного взаимодействия, смешивающего при (произвольной ориентации поля **B** относительно системы главных осей тензора $\tilde{\varphi}_{ik}$) уровни с $m_F = \pm 1$ и $m_F = 0$, снимает запрет на частоту ω_3. Амплитуда ее зависит от ориентации кристалла в магнитном поле и подавлена по сравнению с амплитудами частот ω_1 и ω_2 параметром малости $\left| \dfrac{\tilde{d}}{(\mu_1 + \mu_2) B} \right|$.

Если же эффективные массы e^+ и e^- в веществе равны ($m_e^* = m_p^*$), то расчет уровней (13) требует применения теории возмущений при наличии вырождения. В результате уровни E_2 и E_3 принимают вид

$$E_{2,3} = \omega_0/4 + \tilde{d}\,(f(\theta, \varphi) \pm 2f_1(\theta, \varphi))/8, \tag{15}$$

[1] Для Ps в отличие от Mu [15] запрет на частоту ω_3 не носит абсолютный характер, а связан исключительно с принятой моделью относительно спинового состояния Ps в момент его образования (отсутствие начальной поляризации у электронов среды).

где

$$f_1(\theta, \varphi) = \left[\left(3/2 \sin^2\theta \left(1 + \frac{\beta E^2}{d}\right) + \tilde{\eta}\left(\frac{\sin^2\theta}{2} + \cos^2\varphi \cos^2\theta - \sin^2\varphi\right)\right)^2 + \tilde{\eta}^2 \cos^2\theta \sin^2\varphi\right]^{1/2}.$$

Уровни E_0 и E_1 по сравнению с (13) не изменяются.

В соответствии с (15) и (13) сечение 3γ-аннигиляции Ps при $m_e^* = m_p^*$ также должно осциллировать на трех частотах:

$$\omega_1 = \omega_{21} = ((\mu_1 - \mu_2) B)^2/\omega_0 + 3\tilde{d} f(\theta, \varphi)/8 + \tilde{d} f_1(\theta, \varphi)/4,$$
$$\omega_2 = \omega_{13} = ((\mu_1 - \mu_2) B)^2/\omega_0 - 3\tilde{d} f(\theta, \varphi)/8 + \tilde{d} f_1(\theta, \varphi)/4,$$
$$\omega_3 = \omega_{23} = \tilde{d} f_1(\theta, \varphi)/2. \qquad (16)$$

Причем частота ω_3 отсутствует в спектре, когда эффективный тензор $\tilde{\varphi}_{ik}$ аксиально симметричен ($\tilde{\eta} = 0$), а внешнее поле **B** параллельно его главной оси Z. При невыполнении хотя бы одного из этих условий осцилляции на указанной частоте должно иметь место с независящей от параметра малости амплитудой.

Знак величины $\tilde{d}$ можно определить, исследуя зависимость разности частот $\Delta = |\omega_1 - \omega_2|$ от величины магнитного поля. Характер этой зависимости должен быть различным при разных знаках $\tilde{d}$. Пусть для определенности $m_e^* \neq m_p^*$ и $f(\theta, \varphi) < 0$ (это может иметь место, например, при $\theta = \pi/2$, $\tilde{\eta} = 0$). Тогда при $\tilde{d} < 0$ величина Δ с ростом поля вначале падает квадратично по B вплоть до нуля, затем начинает квадратично по полю расти. Если же $\tilde{d} > 0$, то Δ может только монотонно возрастать с ростом поля. Указанные различия и позволяют определить знак эффективной квадрупольной постоянной позитрония в кристалле при известной ориентации главных осей тензора $\tilde{\varphi}_{ik}$. Эта возможность определения знака $\tilde{d}$ сохраняется и при равенстве эффективных масс e^+ и e^-. Идентификация частот ω_1, ω_2, ω_3 с частотами, наблюдаемыми в спектре 3γ-распада, возможна благодаря зависимости их амплитуд от ориентации начальной поляризации позитронов относительно главной оси Z тензора $\tilde{\varphi}_{ik}$ (см., например, (11)).

Авторы благодарны О. Н. Метелице за полезное обсуждение вопросов, связанных с аннигиляцией свободной электрон-позитронной пары в веществе.

Список литературы

[1] Барышевский В. Г. // ДАН БССР. 1976. Т. 20. № 3. С. 212—214.
[2] Baryshevskii V. G. // Phys. St. Sol. b. 1984. V. 124. N 2. P. 619—623.
[3] Барышевский В. Г., Метелица О. Н. // Вестн. БГУ им. В. И. Ленина. 1985. Сер. 1. № 2. С. 7—10.
[4] Baryshevsky V. G. e. a. // J. Phys. B. 1989. V. 22. N 17. P. 2835—2847.
[5] Andrukhovich S. K. e. a. // Phys. Lett. A. 1989. V. 136. N 7, 8. P. 428—432.
[6] Варисов А. З. // Опт. и спектр. 1982. Т. 53. Вып. 2. С. 278—283.
[7] Барышевский В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред. Минск, 1976. 144 с.
[8] Гольданский В. И., Прокопьев Е. П. // Письма ЖЭТФ. 1966. Т. 4. Вып. 10. С. 422—425.
[9] Sandars P. G. H. // Proc. Phys. Soc. 1967. V. 92. Pt 4. N 578. P. 857—861.
[10] Schultz P. J., Lynn K. G. // Rev. Mod. Phys. 1988. V. 60. N 3. P. 701—779.
[11] Baryshevsky V. G. e. a. // Phys. St. Sol. b. 1983. V. 116. N 2. P. 489—500.
[12] Гречишкин В. С. Ядерные квадрупольные взаимодействия в твердых телах. М., 1973. 263 с.
[13] Гольданский В. И. Физическая химия позитрона и позитрония. М., 1968. 174 с.
[14] Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. М., 1980. 704 с.
[15] Барсов С. Г. // Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 39. Вып. 6. С. 278—280.

Белорусский государственный университет
им. В. И. Ленина
НИИ ядерных проблем
Минск

Поступило в Редакцию
25 мая 1990 г.