01

Метод измерения тензорной поляризации позитрония

© А.Я. Силенко

Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь
E-mail: silenko@inp.minsk.by

Поступило в Редакцию 17 января 2007 г.

Предложен метод измерения тензорной поляризации пучка позитрония путем определения зависимости времени жизни позитрония от направления однородного магнитного поля. Найдена зависимость времени жизни ортопозитрония от угла между направлениями магнитного поля и тензорной поляризации пучка. Измерения необходимо производить для двух или нескольких направлений поля.

PACS: 36.10.Dr

Атомы позитрония (Ps), состоящие из электрона и позитрона, обладают целым рядом уникальных физических и химических свойств, что стимулирует теоретическое и экспериментальное изучение его характеристик и обусловливает успешное использование позитрония в прикладных исследованиях [1,5]. Позитроний существует в пара- и ортосостояниях, в которых он имеет спин 0 и 1 соответственно. Времена жизни парапозитрония (p-Ps) и ортопозитрония (o-Ps) существенно различаются и в вакууме соответственно равны $1.25 \cdot 10^{-10}$ s и $1.42 \cdot 10^{-7}$ s. Поскольку электрон и позитрон являются частицей и античастицей, то все мультипольные моменты позитрония равны нулю. Тем не менее атомы ортопозитрония (o-Ps) могут иметь векторную и тензорную поляризацию.

Тензорная поляризация является одной из важнейших характеристик пучка позитрония. Именно тензорная, а не векторная поляризация возникает при наличии магнитного поля как следствие уменьшения времени жизни состояния ортопозитрония с нулевой проекцией спина на направление магнитного поля в результате его смешивания с состоянием парапозитрония [1,6].

В настоящей работе предлагается простой и достаточно легко реализуемый метод определения тензорной поляризации позитрония по зависимости среднего времени жизни от направления однородного магнитного поля.

В работе используется система единиц $\hbar = c = 1$.

Для описания поляризации атомов (частиц, ядер) используется 3-параметрический вектор поляризации $\mathbf{P}$ и имеющий 5 независимых параметров тензор поляризации P_{ij}:

$$P_i = \frac{\langle S_i \rangle}{S}, \qquad P_{ij} = \frac{3\langle S_i S_j + S_j S_i \rangle - 2S(S+1)\delta_{ij}}{2S(2S-1)}, \quad i, j = x, y, z, \tag{1}$$

где $P_{ij} = P_{ji}$ и $P_{xx} + P_{yy} + P_{zz} = 1$.

Если в среде направление квантования спина фиксировано, например, направлением магнитного поля (ось z), то спиновая волновая функция частиц должна быть представлена в виде суперпозиции спиновых волновых функций базисных состояний, соответствующих проекциям спина $S_z = -1$, 0 и 1.

Частица, попадающая в среду, может иметь иную поляризацию. Нас интересует случай, когда частица имеет фиксированную проекцию спина ($S_l = -1$, 0 или 1) на направление $\mathbf{l}$, характеризующееся сферическими углами θ и ϕ. Собственные волновые функции состояний с фиксированной проекцией спина на направление $\mathbf{l}$ определяются уравнением

$$S_l \Psi_\lambda = \lambda \Psi_\lambda, \tag{2}$$

где $\lambda = -1$, 0 или 1,

$$S_l = S_x \sin\theta \cos\phi + S_y \sin\theta \sin\phi + S_z \cos\theta. \tag{3}$$

Решениями уравнений (2), (3) являются волновые функции [7,8]:

$$\Psi_{-1} = e^{i\alpha_1} \begin{pmatrix} -\sin^2(\theta/2) e^{-i\phi} \\ \sqrt{2} \sin(\theta/2) \cos(\theta/2) \\ -\cos^2(\theta/2) e^{i\phi} \end{pmatrix}, \qquad \Psi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\alpha_2} \begin{pmatrix} -\sin\theta e^{-i\phi} \\ \sqrt{2}\cos\theta \\ \sin\theta e^{i\phi} \end{pmatrix},$$

$$\Psi_1 = e^{i\alpha_3} \begin{pmatrix} \cos^2(\theta/2) e^{-i\phi} \\ \sqrt{2} \sin(\theta/2) \cos(\theta/2) \\ \sin^2(\theta/2) e^{i\phi}) \end{pmatrix}, \tag{4}$$

где α_1, α_2, α_3 — произвольные углы. Когда частица, поляризованная в направлении $\mathbf{l}$, попадает в среду с другой поляризацией, компоненты ее волновой функции описывают амплитуду вероятности иметь соответствующую проекцию спина на выделенное направление в среде. Вероятность обнаружить частицу с проекцией спина m на направление $\mathbf{I}$ в состоянии с проекцией спина λ на ось z равна

$$w_\lambda^m = |\Psi_m(\lambda)|^2, \quad m = -1, 0, 1, \tag{5}$$

где компоненты волновых функций пробегают значения $\lambda = -1{,}0{,}1$ снизу вверх.

Для неполяризованного пучка число частиц с любой проекцией спина одинаково. Для пучка с частичной поляризацией, который можно представить состоящим из когерентной (поляризованной) и деполяризованной компонент, когерентная компонента описывается формулами (4), (5), а деполяризованная компонента ни векторной, ни тензорной поляризации не имеет.

В общем случае пучок, поляризованный в направлении $\mathbf{I}$, характеризуется не фиксированным m, а тремя вероятностями (n'_+, n'_0, n'_-) обнаружить выделенную частицу в состоянии с соответствующей проекцией спина на это направление. Для неполяризованного пучка $n'_+ = n'_0 = n'_- = 1/3$. В соответствии с формулами (4), (5) вероятности обнаружить данную частицу в состоянии с определенной проекцией спина на ось z лабораторной системы имеют вид

$$\begin{aligned} n_+ &= n'_+ \cos^4(\theta/2) + \frac{1}{2}\, n'_0 \sin^2\theta + n'_- \sin^4(\theta/2), \\ n_0 &= \frac{1}{2}\, n'_+ \sin^2\theta + n'_0 \cos^2\theta + \frac{1}{2}\, n'_- \sin^2\theta, \\ n_+ &= n'_+ \sin^4(\theta/2) + \frac{1}{2}\, n'_0 \sin^2\theta + n'_- \cos^4(\theta/2). \end{aligned} \tag{6}$$

Таким образом, изменение направления, проекция спина на которое квантуется, приводит к радикальному изменению поляризации частиц.

При отсутствии атомов p-Ps в начальный момент времени (а именно такая экспериментальная ситуация имеет место в большинстве случаев) для описания состояния пучка достаточно задания двух компонент векторной и тензорной поляризации, P_z и P_{zz}:

$$P_z = n_+ - n_-, P_{zz} = 3(n_+ + n_-) - 2 = 1 - 3n_0, n_+ + n_0 + n_- = 1, \tag{7}$$

где n_+, n_0, n_- — доли атомов o-Ps в состояниях с соответствующими проекциями спина на ось z.

Как следует из формул (6), (7), в лабораторной системе векторная и тензорная поляризация определяются уравнениями:

$$P_z = P'_z \cos\theta, \qquad P_{zz} = \frac{1}{2} P'_{zz}(3\cos^2\theta - 1), \tag{8}$$

где

$$P'_z = n'_+ - n'_-, \qquad P'_{zz} = 3(n'_+ + n'_-) - 2 = 1 - 3n'_0. \tag{9}$$

Приведенные выше соотношения справедливы для атомов (частиц, ядер) как в вакууме, так и в изотропных средах. Спецификой позитрония является возможность полностью описать динамику процесса аннигиляции с помощью двух поляризационных параметров, P_z и P_{zz}.

Изменение ориентации магнитного поля приводит к изменению угла θ между осями $\mathbf{l}$ (направление поляризации *o*-Ps) и z. Обозначим время жизни компонент с ненулевыми проекциями спина на направление магнитного поля ($S_z = \pm 1$) через $\tau_\pm$. Эта величина не зависит от магнитной индукции. Время жизни компоненты с нулевой проекцией спина на указанное направление ($S_z = 0$) обозначим через $\tau_0(B)$. Очевидно, что $\tau_0(0) = \tau_\pm$, причем величины $\tau_\pm$ и $\tau_0(B)$ не зависят от θ.

При $\theta = 0$ время жизни поляризованного пучка равно

$$T(B,0) = (1 - n'_0)\tau_\pm + n'_0\tau_0(B) = \frac{2}{3}\tau_\pm + \frac{1}{3}\tau_0(B) + \frac{1}{3}P'_{zz}[\tau_\pm - \tau_0(B)]. \tag{10}$$

Как следует из формул (6)–(9), зависимость времени жизни от угла θ определяется выражением

$$T(B,\theta) = (1 - n_0)\tau_\pm + n_0\tau_0(B)$$
$$= \frac{1}{3}\left\{2\tau_\pm + \tau_0(B) + \frac{1}{2}P'_{zz}(3\cos^2\theta - 1)[\tau_\pm - \tau_0(B)]\right\}. \tag{11}$$

Естественно выбрать угол $\theta = \pi/2$, и в этом случае

$$T(B,0) - T\left(B, \frac{\pi}{2}\right) = \frac{1}{2}P'_{zz}[\tau_\pm - \tau_0(B)]. \tag{12}$$

Тензорная поляризация является основной поляризационной характеристикой позитрония, поскольку векторная поляризация не влияет на динамику аннигиляции позитрония в магнитном поле.

Формулы (10) и (12) определяют связь тензорной поляризации позитрония с его временем жизни для двух наиболее важных случаев: соответственно при фиксированном направлении и при фиксированной величине магнитного поля. Более общая зависимость для случая, когда изменение направления магнитного поля сопровождается и изменением его величины (с B' на B), имеет вид

$$T(B,\theta) = T(B',0) + \frac{1}{3}\,(1 - P'_{zz})\big[\tau_0(B) - \tau_0(B')\big] - \frac{1}{2}\,P'_{zz}\big[\tau_\pm - \tau_0(B)\big]\sin^2\theta. \tag{13}$$

Использование формулы (13) может оказаться необходимым при прецизионных измерениях, когда нужно учитывать небольшие изменения магнитной индукции при повороте магнита или, в статической системе магнитов, при включении перпендикулярного магнита с такими же параметрами.

Возникает вопрос, необходим ли поворот магнитного поля для прецизионного измерения тензорной поляризации позитрония. Представим формулу (10) в виде

$$P'_{zz} = \frac{3T(B,0) - 2\tau_\pm - \tau_0(B)}{\tau_\pm - \tau_0(B)}, \tag{14}$$

а соотношение (12) с помощью формулы (10) приведем к виду

$$P'_{zz} = \frac{2[T(B,0) - T(B,\frac{\pi}{2})]}{3\tau_\pm - T(B,0) - 2T(B,\frac{\pi}{2})}. \tag{15}$$

В общем случае, для произвольного угла θ, уравнение для тензорной поляризации позитрония приобретает вид

$$P'_{zz} = \frac{2[T(B,0) - T(B,\theta)]}{3\tau_\pm \sin^2\theta + (3\cos^2\theta - 1)T(B,0) - 2T(B,\theta)}. \tag{16}$$

Величина $\tau_0(B)$ может быть определена с достаточной точностью либо при возможности использовать второй, неполяризованный пучок ортопозитрония, либо при проведении измерений в условиях глубокого вакуума. При отсутствии магнитного поля $\tau_\pm$ — это измеряемое время жизни o-Ps (в среде), а при наличии поля — время жизни o-Ps с проекциями спина ± 1 на его направление. Поэтому $\tau_0(B)$ можно рассчитать исходя из среднего времени жизни o-Ps в магнитном поле B, в предположении, что исходный пучок состоит на 1/3 из компоненты с $S_z = 0$. При наличии только одного пучка o-Ps, тензорную поляризацию которого необходимо измерить, определить величину $\tau_0(B)$ с достаточной точностью можно только путем расчета по известным формулам для времени жизни позитрония в магнитном поле (см. [1,6]), использование которых, в свою очередь, возможно только при проведении измерений в условиях глубокого вакуума. Эти обстоятельства существенно ограничивают область применимости формулы (14) для определения P_{zz}.

Использование уравнений (15), (16) позволяет избежать указанных трудностей. Эти уравнения содержат в правой части только три величины, непосредственно измеряемые для одного тензорно-поляризованного пучка позитрония, который может иметь также векторную поляризацию. Для определения указанных величин достаточно только трех измерений. Время жизни ортопозитрония в веществе $\tau_\pm$ определяется при выключенном поле и не зависит от тензорной поляризации. Два других времени жизни определяются в магнитных полях, ориентированных параллельно и перпендикулярно направлению поляризации пучка (или под углом θ к этому направлению). Это обстоятельство дает возможность измерить тензорную поляризацию позитрония с высокой точностью. Особо отметим, что предлагаемый в настоящей работе метод измерения не требует наличия вакуума.

Измерение тензорной поляризации представляет важность прежде всего при исследовании позитрония в веществе, содержащем парамагнитные атомы, в анизотропных средах, в том числе при наличии наноструктур, а также для изучения динамики поляризации позитрония. Тензорная поляризация зависит также от наличия магнитного поля в области образования ортопозитрония и начальной поляризации пучка позитронов. Между тем исследований тензорной поляризации до настоящего времени не проводилось. Предлагаемый метод измерений этой важной характеристики обеспечивает возможность проведения подобных исследований с достаточно высокой точностью, что должно способствовать детальному изучению взаимодействия позитрония с веществом.

Список литературы

[1] *Гольданский В.И.* Физическая химия позитрона и позитрония. М.: Наука, 1968. 174 с.
[2] *Schrader D.M., Jean Y.C.* Positron and Positronium Chemistry (Studies in Physical and Theoretical Chemistry, N 57). New York: Elsevier, 1988. 395 p.
[3] *Jean Y.C., Mallon P.E., Schrader D.M.* Principles and Applications of Positron and Positronium Chemistry. London: World Scientific Publ. Ltd., 2003. 424 p.
[4] *Garcia A.A.* Positrons and Positronium for Polymer Thin Film Analysis. Delft: Delft Univ. Press, 2003. 160 p.
[5] *Baryshevsky V.G.* // Phys. Stat. Sol. (b). 1984. V. 124. N 2. P. 619–623.
[6] *Bisi A., Fiorentini A., Gatti E., Zappa L.* // Phys. Rev. 1962. V. 128. N 5. P. 2195–2199.
[7] *Силенко А.Я.* // Поверхность. 2005. № 4. С. 45–51.
[8] *Силенко А.Я.* // Поверхность. 2005. № 4. С. 52–58.