

## МАГНИТНОЕ ТУШЕНИЕ ПОЗИТРОНИЯ В ВЕЩЕСТВЕ В МОДЕЛИ «ЗАХВАТА ПОЗИТРОНИЯ»

А. З. Варисов и Ф. М. Набиуллина

Обсуждаются явления, связанные со смешиванием магнитным полем  $1^1S_0$ - и  $1^3S_1$  ( $m=0$ )-подсостояний атома позитрония в веществе, а именно, с укорачиванием времени жизни позитрония относительно аннигиляции в присутствии магнитного поля по сравнению со свободным атомом позитрония. Рассмотрен случай, когда атом позитрония в веществе существует в двух состояниях: квазисвободном (делокализованном) и локализованном, возникающем в результате захвата квазисвободных атомов позитрония ловушками (точечными и протяженными дефектами, включая микропоры, микрополости, области пониженной плотности).

Сравнение результатов расчета величины ожидаемого магнитного тушения позитрония в измерениях угловой корреляции аннигиляционных  $\gamma$ -квантов, временного спектра жизни позитронов и вероятности  $3\gamma$ -аннигиляции с опытными данными (на примере тефлона) говорят в пользу справедливости подобной модели превращений позитрония в веществах ионного и молекулярного типа.

Внешнее магнитное поле приводит к расщеплению уровней атома позитрония (Ps) (эффект Зеемана) и к магнитному тушению позитрония.

Магнитное тушение позитрония проявляется в опыте в усилении узкой компоненты (УК) в угловом распределении аннигиляционных  $\gamma$ -квантов (УР), ослаблении долгоживущих компонент во временном распределении жизни позитронов (ВР) и уменьшении вероятности  $3\gamma$ -аннигиляции ( $P_{3\gamma}$ ). Метод магнитного тушения позитрония является одним из эффективных методов изучения процессов образования и превращений позитрония в веществе.

Подробный анализ картины магнитного тушения позитрония в веществе и соответствующих теоретических и экспериментальных работ был дан [1, 2].

В настоящей работе обсуждаются особенности магнитного тушения позитрония в веществе в рамках модели, предполагающей существование (в конденсированных средах молекулярного и ионного типа) позитрония в делокализованном (квазисвободном) и локализованном в ловушках (ловушки — точечные и протяженные дефекты, в том числе микропоры, микрополости, области пониженной плотности) состояниях, т. е. в рамках модели «захвата позитрония», предложенной (независимо) для объяснения наблюдаемых превращений позитрония во льду [3], в кварце [4] и в полимере и в других молекулярных веществах [5]. Во избежание громоздких выкладок мы проиллюстрируем теорию метода на простом примере, когда позитроний находится в одном состоянии и взаимодействует с частицами среды по механизму pick-off аннигиляции [1, 2, 6, 7].

В дальнейшем нас будет интересовать атом позитрония в основном состоянии (с которым и приходится «иметь дело» в опыте). Триплетные ( $1^3S_1$ ) и синглетные ( $1^1S_0$ ) подсостояния атома Ps задаются полным спином  $s$  и его проекцией  $s_z$  (или квантовым числом  $m$ ).

Все матричные элементы  $\langle ss_z | U | s' s'_z \rangle$  оператора энергии взаимодействия атома Ps с магнитным полем  $\mathbf{H}$  (магнитное поле предполагается постоянным и однородным, причем ось  $z \parallel \mathbf{H}$ )  $U = \mu (\sigma_{ez} - \sigma_{pz}) H$  (где  $\mu = e\hbar/2mc$  —

магнетон Бора,  $\sigma_{ez}$  и  $\sigma_{pz}$  — матрицы Паули) равны нулю, за исключением  $\langle 00 | U | 10 \rangle = \langle 10 | U | 00 \rangle = 2\mu H$ . Магнитное поле смешивает синглетное и триплетное (с  $m=0$ ) подсостояния атома Ps.

Волновая функция смешанного  $^1S_0$  и  $^3S_1$  ( $m=0$ ) состояния имеет вид

$$\psi = c_s \psi_{00} + c_t \psi_{10} \quad (|c_s|^2 + |c_t|^2 = 1).$$

причем

$$\frac{c_s}{c_t} = y = \frac{\sqrt{1+x^2}-1}{x}, \quad x = \frac{4\mu H}{\Delta E_1}. \quad (1)$$

Здесь  $\Delta E_1$  — превышение энергии триплетного подсостояния над синглетным. В вакууме  $x = 2.75 \cdot 10^{-2} H$  ( $H$  — в кГс).

Вероятность того, что ортопозитроний в подсостоянии с  $m=0$  будет испытывать в магнитном поле  $3\gamma$ -аннигиляцию, равна

$$c_t^2 \lambda_t^0 / (c_s^2 \lambda_s^0 + c_t^2 \lambda_t^0) = \left(1 + y^2 \frac{\lambda_s^0}{\lambda_t^0}\right)^{-1},$$

где  $\lambda_t^0$  и  $\lambda_s^0$  — вероятности (скорости) аннигиляции атомов орто- и парапозитрония ( $o$ -Ps и  $p$ -Ps) в вакууме:  $\lambda_t^0 = 7.14 \cdot 10^6$  с $^{-1}$ ,  $\lambda_s^0 = 8 \cdot 10^9$  с $^{-1}$ . Следовательно, полная доля атомов ортопозитрония, испытывающих  $3\gamma$ -аннигиляцию, составляет  $w_{3\gamma} = \frac{2}{3} + \frac{1}{3} \left(1 + y^2 \frac{\lambda_s^0}{\lambda_t^0}\right)^{-1}$ , а доля атомов Ps ( $o$ -Ps и  $p$ -Ps)

аннигилирующих с испусканием двух  $\gamma$ -квантов, будет равна  $w_{2\gamma} = \frac{1}{4} + \frac{y^2}{4} \frac{\lambda_s^0}{\lambda_t^0} \left(1 + y^2 \frac{\lambda_s^0}{\lambda_t^0}\right)^{-1}$ , если выбрать статистические веса триплетного и синглетного подсостояний атома Ps в магнитном поле соответственно равными  $3/4$  и  $1/4$  [2]. При  $H=0$   $w_{3\gamma} = 1$  и  $w_{2\gamma} = 1/4$ , а при  $\mu H \gg \Delta E_1/4$ , т. е. при  $x \gg 1$   $w_{3\gamma} \rightarrow 2/3$  и  $w_{2\gamma} \rightarrow 1/2$ , поскольку в этом случае  $y \rightarrow 1$ , а  $\lambda_s^0/\lambda_t^0 \sim 10^3$ .

Магнитное поле существенно влияет на скорость аннигиляции позитрония. Так, скорость аннигиляции позитрония в смешанном триплетно-синглетном состоянии (исходное состояние при  $H=0$   $^3S_1$ ,  $m=0$ ) равна  $\lambda'_t = c_s^2 \lambda_s^0 + c_t^2 \lambda_t^0$ . Аналогично для синглетно-триплетного состояния (исходное состояние  $^1S_0$ )

$$\lambda'_s = c_s^2 \lambda_s^0 + c_t^2 \lambda_t^0 \quad (|c_s'|^2 + |c_t'|^2 = 1, |c_t'/c_s'| = y).$$

Так что с учетом (1)

$$\lambda'_t = \frac{\lambda_t^0 + y^2 \lambda_s^0}{1 + y^2}, \quad \lambda'_s = \frac{\lambda_s^0 + y^2 \lambda_t^0}{1 + y^2}. \quad (2)$$

В пределе больших магнитных полей ( $y \rightarrow 1$ )  $\lambda'_t \approx \lambda'_s \approx (\lambda_s^0 + \lambda_t^0)/2 \approx \lambda_s^0/2$ .

Рассмотрим теперь вкратце магнитное тушение позитрония в веществе с учетом такого универсального механизма тушения позитрония как pick-off аннигиляция. При этом достаточно ограничиться случаем  $y^2 \ll 1$ . Действительно, даже при  $H = 20$  кГс  $y^2 \approx 0.043$ . Тогда формулы (2) упрощаются

$$\lambda'_t = y^2 \lambda_s^0 + (1 - y^2) \lambda_t^0, \quad \lambda'_s = (1 - y^2) \lambda_s^0 + y^2 \lambda_t^0.$$

Если  $P_1^0$ ,  $P_3^0$  и  $P_3^1$  — вероятности обнаружить атом Ps в  $^1S_0$ - и  $^3S_1$  ( $m=0$  и  $m=\pm 1$ )-состояниях, то система кинетических уравнений, описывающая изменение заселенности указанных состояний с течением времени, имеет вид

$$\frac{dP_1^0}{dt} = -\Lambda'_s P_1^0, \quad \frac{dP_3^0}{dt} = -\Lambda'_t P_3^0, \quad \frac{dP_3^1}{dt} = -\Lambda_t P_3^1, \quad (3)$$

где  $\Lambda'_s = \lambda'_s + \lambda_p$ ,  $\Lambda'_t = \lambda'_t + \lambda_p$  и  $\Lambda_t = \lambda_t^0 + \lambda_p$ , а  $\lambda_p$  — скорость pick-off аннигиляции. Начальные условия при  $t=0$   $P_1^0 = \frac{1}{4} P$ ,  $P_3^0 = \frac{1}{4} P$  и  $P_3^1 = \frac{1}{2} P$ , где  $P$  — вероятность образования позитрония. Отсюда

$$P_1^0(t) = \frac{1}{4} P \exp(-\Lambda'_s t), \quad P_3^0(t) = \frac{1}{4} P \exp(-\Lambda'_t t) \quad \text{и} \quad P_3^1(t) = \frac{1}{2} P \exp(-\Lambda_t t).$$

Если позитроны, не связанные в атомах Ps, находятся в одном состоянии — квазисвободном, то уравнение, описывающее их аннигиляцию, имеет вид  $dP_f/dt = -\lambda_f P_f$ , а его решение  $P_f = (1 - P) \exp(-\lambda_f t)$ .

Определим относительную вероятность  $3\gamma$ -аннигиляцию позитрония

$$P_{3\gamma}(H) = \lambda_s^0 \int_0^{\infty} [y^2 P_1^0 + (1 - y^2) P_3^0 + P_3] dt = \frac{1}{4} P \lambda_s^0 \left( \frac{y^2}{\Lambda'_s} + \frac{1 - y^2}{\Lambda'_t} + \frac{2}{\Lambda'_t} \right). \quad (4)$$

Учитывая, что  $y^2 \ll 1$  и  $\lambda_t^0 \ll \lambda_s^0$  и полагая (как обычно)  $\lambda_s^0 + \lambda_p \approx \lambda_s^0$ , получим для относительного изменения вероятности  $3\gamma$ -аннигиляции позитронов в магнитном поле выражение (с точностью до вероятности  $3\gamma$ -аннигиляции позитронов, не связанных в атомах позитрония:  $P_{3\gamma}^0 \approx 0.270\%$ )

$$w_{3\gamma}(H) = \frac{P_{3\gamma}(H)}{P_{3\gamma}^0} = \frac{2}{3} + \frac{1}{3} (1 + Q)^{-1}, \quad (5)$$

где

$$Q = y^2 \frac{\tau_2}{\tau_s^0} \quad (6)$$

параметр магнитного тушения;  $\tau_2 = \Lambda'_t^{-1} = (\lambda_t^0 + \lambda_p)^{-1}$ , а  $\tau_s^0 = (\lambda_s^0)^{-1}$ . Спектр ВР содержит две долгоживущие компоненты с постоянными распада  $\Lambda'_t$  и  $\Lambda'_s$ , которые в опыте не разрешаются. Измеряемое в опыте среднее время жизни долгоживущей компоненты связано с  $\Lambda'_t$  и  $\Lambda'_s$ , очевидно, так:  $\tau_2 = \frac{1}{3} \left( \frac{1}{\Lambda'_t} + \frac{2}{\Lambda'_s} \right)$ . В приближении  $y^2 \ll 1$  можно положить  $\tau_2 \approx \Lambda'_t^{-1} = (\lambda_t^0 + \lambda_p)^{-1}$ .

В узкую компоненту УР будет давать вклад как  $P_1^0$ , так и  $P_3^0$ ; интенсивность УК равна

$$I_N(H) = \lambda_s^0 \int_0^{\infty} [(1 - y^2) P_1^0 + y^2 P_3^0] dt = \frac{1}{4} P \lambda_s^0 \left( \frac{1 - y^2}{\Lambda'_s} + \frac{y^2}{\Lambda'_t} \right). \quad (7)$$

Относительное усиление УК в рассматриваемом приближении оказывается равным

$$\varepsilon(H) = \frac{\Delta I_N(H)}{I_N(0)} = \frac{I_N(H) - I_N(0)}{I_N(0)} = \frac{Q}{1 + Q}. \quad (8)$$

Высота кривой УР в точке  $\Theta I(\Theta) = I_N N(\Theta) + (1 - I_N) B(\Theta)$ , где  $N(\Theta)$  и  $B(\Theta)$  узкая и широкая компоненты УР [распределения  $I(\Theta)$ ,  $N(\Theta)$  и  $B(\Theta)$  предполагаются нормированными:  $\int_{-\infty}^{+\infty} I(\Theta) d\Theta = \int_{-\infty}^{+\infty} N(\Theta) d\Theta = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\Theta) d\Theta = 1$ ] при включении поля, если  $B(\Theta)$  не зависит от  $H$ ,

изменится, очевидно, на величину  $\Delta I(\Theta, H) = \Delta I_N(H) [N(\Theta) - B(\Theta)]$ .

Интенсивность ( $I_2$ ) долгоживущей компоненты  $\tau_2$  ВР в присутствии магнитного поля можно было бы определить так

$$I_2(H) = I_2(0) - \Delta I_N(H) = \frac{3}{4} P - \Delta I_N(H) = I_2(0) \left[ 1 - \frac{\varepsilon(H)}{3} \right] = R(H) I_2(0),$$

где  $R(H) = 1 - Q/3(1 + Q)$ . Однако наблюдаемая в опыте долгоживущая компонента  $\tau_2$ , как уже отмечалось, по существу состоит из двух компонент с постоянными распада  $\Lambda'_t$  и  $\Lambda'_s$ , причем компонента  $\Lambda'_t$  не меняется в магнитном поле, тогда как постоянная распада другой компоненты воз-

растает. Поэтому в опыте фактор  $R(H)$  удобно определить иначе, например, так [8]:

$$R(H) = \left[ \int_{t_1}^{\infty} p(t) dt \right]_{H} / \left[ \int_{t_1}^{\infty} p(t) dt \right]_0, \quad (9)$$

где  $t_1$  выбирается порядка  $\tau_2$ , скажем так, что, начиная с  $t_1$  кривые ВР  $p(t) = -\frac{d}{dt} [P_1^0(t) + P_3^0(t) + P_3^1(t)]$  (записана «позитрониевая часть» ВР) в присутствии и отсутствии поля заметно различаются (в области  $t > t_1$ ) и уже практически не содержат более короткоживущих компонент.

Пренебрегая вкладом от компоненты  $\Lambda'_s$ , находим, что

$$R(H) = \frac{1}{3} [e^{-(\Lambda'_t - \Lambda_t)t_1} + 2]. \quad (10)$$

В принятом выше приближении и при условии, что  $t_1$  выбирается так, что  $t_1 = \tau_2$ , фактор  $R(H)$  оказывается равным

$$R(H) = \frac{1}{3} (2 + e^{-\varrho}). \quad (11)$$

В случае еще более слабых полей, когда  $x^2 = (4\mu H / \Delta E_1)^2 \ll 1$ , параметр  $Q$  в приведенных выше формулах (5), (8) и (11) можно положить равным  $Q \approx (x^2/4) (\tau_2/\tau_s^0) = 1.51 \cdot 10^{-3} H^2 \tau_2$  ( $H$  — в кГс,  $\tau_2$  — в нс).

В модели «захвата» предполагается, что наряду с делокализованным позитронием существует локализованный, возникающий при попадании квазисвободных атомов Ps в ловушки. Скорость pick-off аннигиляции позитрония в указанных состояниях различна,  $\lambda_p$  и  $\lambda_{pv}$ . Вводя скорость захвата  $k$  квазисвободных атомов Ps ловушками и пренебрегая «убеганием» атомов позитрония из ловушек, нетрудно записать систему кинетических уравнений, описывающих превращения позитронов и позитрония с течением времени, и ее решение.

Теоретический спектр ВР оказывается теперь семикомпонентным:

$p(t) = \sum_{i=1}^7 J_i \lambda_i \exp(-\lambda_i t)$  с постоянными распада:  $\lambda_1 \equiv \Lambda'_s = \lambda'_s + \lambda_p + k$ ,  $\lambda_2 \equiv \Lambda'_{sv} = \lambda'_s + \lambda_{pv}$ ,  $\lambda_3 \equiv \Lambda'_t = \lambda'_t + \lambda_p + k$ ,  $\lambda_4 \equiv \Lambda_t = \lambda_t^0 + \lambda_p + k$ ,  $\lambda_5 \equiv \lambda_f$ ,  $\lambda_6 \equiv \Lambda'_{tv} = \lambda'_t + \lambda_{pv}$ ,  $\lambda_7 \equiv \Lambda_{tv} = \lambda_t^0 + \lambda_{pv}$  и интенсивностями компонент  $J_1 = \frac{1}{4} P \left(1 - \frac{k}{\Lambda_p}\right)$ ,  $J_2 = \frac{1}{4} P \frac{k}{\Lambda_p}$ ,  $J_3 = \frac{1}{4} P \left(1 - \frac{k}{\Lambda_p}\right)$ ,  $J_4 = \frac{1}{2} P \left(1 - \frac{k}{\Lambda_p}\right)$ ,  $J_5 = 1 - P$ ,  $J_6 = \frac{1}{4} P \frac{k}{\Lambda_p}$ ,  $J_7 = \frac{1}{2} P \frac{k}{\Lambda_p}$ . Здесь  $\Lambda_p = \lambda_p + k - \lambda_{pv}$ ; индекс  $v$  относится к локализованным атомам позитрония, а  $f$  — к квазисвободным позитронам.

Будем интерпретировать спектр ВР в духе работы [5], имея в виду молекулярные вещества. Учитывая, что  $\lambda_t^0 \ll \lambda_s^0$ , и, полагая, что  $\lambda_f \approx \lambda_p$ , можно записать следующие неравенства:  $\lambda_t^0 + \lambda_{pv} < \lambda'_t + \lambda_{pv} < \lambda_f < \lambda_t^0 + \lambda_p + k < \lambda'_t + \lambda_p + k < \lambda'_s + \lambda_{pv} < \lambda'_s + \lambda_p + k$ . Приблизительно  $\lambda_7 = \lambda_t^0 + \lambda_{pv} \approx \lambda_{pv}$ ,  $\lambda_4 = \lambda_t^0 + \lambda_p + k \approx \lambda_p + k$  и  $\lambda_s^0 + \lambda_{pv} \approx \lambda_s^0$ .

Экспериментальный спектр ВР обычно разлагается на три компоненты:  $\tau_0$ ,  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  (или  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $\tau_3$ ) (в порядке возрастания  $\tau$ ). В соответствии с написанными выше неравенствами положим, что долгоживущая компонента  $\tau_2$  обусловлена аннигиляцией локализованных атомов  $o$ -Ps, промежуточная компонента  $\tau_1$  — аннигиляцией квазисвободных позитронов, а короткоживущая компонента  $\tau_0$  — аннигиляцией делокализованных атомов  $p$ -Ps и  $o$ -Ps и локализованных атомов  $p$ -Ps. Параметры экспериментального спектра ВР будут тогда связаны с параметрами теоретического спектра следующим образом: времена жизни  $\tau_0 = \left(4 - 3 \frac{k}{\Lambda_p}\right)^{-1} \left[ \frac{k}{\Lambda_p} \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_3} - \frac{2}{\lambda_4} \right) + \frac{1}{\lambda_1} + \right.$

$+\frac{1}{\lambda_3} + \frac{2}{\lambda_4}]$ ,  $\tau_1 = \frac{1}{\lambda_f}$  и  $\tau_2 = \frac{1}{3} \left( \frac{1}{\lambda_6} + \frac{2}{\lambda_7} \right) \approx \frac{1}{3} \left( \frac{1}{\lambda_t' + \lambda_{pv}} + \frac{2}{\lambda_{pv}} \right)$ ; интенсивности компонент  $-I_0 = J_1 + J_2 + J_3 + J_4 = \frac{1}{4} P \left( 4 - 3 \frac{k}{\Lambda_p} \right)$ ,  $I_1 = J_5 = 1 - P$  и  $I_2 = J_6 + J_7 = \frac{3}{4} P \frac{k}{\Lambda_p}$ .

В принятом приближении ( $y^2 \ll 1$ ,  $\lambda_7 \approx \lambda_{pv}$ ,  $\lambda_4 \approx \lambda_p + k$ ,  $\lambda_s^0 + \lambda_{pv} \approx \lambda_s^0$ ), снова учитывая, что  $\lambda_s^0 \gg \lambda_t^0$ , вместо формул (5), (8) и (10) получим

$$w_{3\gamma}(H) = \frac{2}{3} + \frac{1}{3} \frac{\frac{1}{\lambda_p + k} \left( 1 - \frac{k}{\Lambda_p} \right) (1 + Q)^{-1} + \frac{1}{\lambda_{pv}} \frac{k}{\Lambda_p} (1 + Q_s)^{-1}}{\frac{1}{\lambda_p + k} \left( 1 - \frac{k}{\Lambda_p} \right) + \frac{1}{\lambda_{pv}} \frac{k}{\Lambda_p}}, \quad (12)$$

$$\varepsilon(H) = \frac{\left( 1 - \frac{k}{\Lambda_p} \right) \frac{\lambda_s^0}{\lambda_s^0 + \lambda_p + k} \frac{Q}{1 + Q} + \frac{k}{\Lambda_p} \frac{Q_s}{1 + Q_s}}{\left( 1 - \frac{k}{\Lambda_p} \right) \frac{\lambda_s^0}{\lambda_s^0 + \lambda_p + k} + \frac{k}{\Lambda_p}}, \quad (13)$$

$$R(H) = \frac{2}{3} + \frac{1}{3} \frac{\exp[-(\lambda_t' + \lambda_{pv}) t_A] - \exp[-(\lambda_t' + \lambda_{pv}) t_B]}{\exp(-\lambda_{pv} t_A) - \exp(-\lambda_{pv} t_B)}, \quad (14)$$

где параметры магнитного тушения квазисвободного ( $Q$ ) и локализованного ( $Q_s$ ) позитрония равны

$$Q = y^2 \frac{\lambda_s^0 + \lambda_p + k}{\lambda_p + k}, \quad Q_s = y^2 \frac{\lambda_s^0}{\lambda_{pv}}. \quad (15)$$

В отличие от (9) и (10) фактор  $R(H)$  здесь определен так, как это принято при эмпирическом определении  $R(H)$  в работе [9]. Интегралы в (9) вычислены в пределах от  $t_A$  до  $t_B$  ( $t_B > t_A$ ).

Как видно из (14) фактор  $R(H)$  не зависит явным образом от постоянной скорости захвата  $k$  и, следовательно, от концентрации ловушек  $n_v$  (так как  $k \sim n_v$ ), а, скажем, в случае частично-кристаллических тел — от степени кристалличности  $\alpha$  (так как можно считать, что  $k \sim 1 - \alpha$ ).

Сделаем численные оценки для тефлона. Согласно измерениям [10],  $\tau_2$  в тефлоне зависит от степени кристалличности (по-видимому, через  $\lambda_{pv}$ ):  $\tau_2 = 4.02 \pm 0.10$  нс при  $\alpha \approx 44\%$  и  $\tau_2 = 3.31 \pm 0.10$  нс при  $\alpha \approx 76\%$ . Возьмем  $t_A = 7.7$  нс и  $t = 17.3$  нс, как это было принято при обработке экспериментальных спектров ВР в работе [9]. Тогда по (14) с  $\lambda_{pv}$ , определенными через  $\tau_2$ , при  $H = 2750$  Гс расчетные значения  $R_{\text{расч.}} \approx 0.960$  для  $\alpha = 44\%$  и  $0.975$  для  $\alpha = 76\%$ ; экспериментальное значение  $R_{\text{эксп.}} = 0.974 \pm 0.037$  [9]. При  $H = 8000$  Г, соответственно  $R_{\text{расч.}} \approx 0.829$  и  $0.831$ , а  $R_{\text{эксп.}} = 0.860 \pm 0.013$ ; при  $H = 16500$  Гс  $R_{\text{расч.}} \approx 0.670$  и  $0.687$ , а  $R_{\text{эксп.}} = 0.701 \pm 0.010$ . В работе [9] не приводится степень кристалличности исследованного образца тефлона, но измеренное значение  $\tau_2 = 4.14 \pm 0.05$  нс (в обозначениях работы [9] —  $\tau_3$ ). По-видимому, согласие  $R_{\text{расч.}}$  и  $R_{\text{эксп.}}$  можно считать удовлетворительным.

Промежуточная компонента  $\tau_1$  в рассматриваемой модели не связана с позитронием, и поэтому она не должна испытывать действия магнитного поля. Результаты измерений [9] для тефлона подтверждают этот вывод. В других полимерах наблюдается слабое тушение компоненты  $\tau_1$ , что, возможно, обусловлено тем, что компоненты  $\lambda_3$  и  $\lambda_4$  теоретического спектра ВР дают вклад не в  $\tau_0$ -компоненту, а в  $\tau_1$ -компоненту экспериментального спектра ВР.

Определяя через параметры экспериментального спектра ВР в отсутствие поля константы  $k$ ,  $\lambda_p$  и  $\lambda_{pv}$ , можно вычислить по (13) коэффициент усиления УК. Согласно опытным данным [10], для тефлона  $k \approx 0.67 \times 10^9$  с<sup>-1</sup>,  $\lambda_p \approx 1.7 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup> [5] и  $\lambda_{pv} \approx 0.25 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup> при  $\alpha = 44\%$  и  $k \approx 0.32 \times 10^9$  с<sup>-1</sup>,  $\lambda_p \approx 2.5 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup> [5] и  $\lambda_{pv} \approx 0.30 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup> при  $\alpha = 76\%$ . Отсюда при  $H = 8$  кГс  $\varepsilon(H) \approx 14\%$  при  $\alpha = 44\%$  и  $\varepsilon(H) \approx 8\%$  при  $\alpha = 76\%$ . Опре-

деленное по экспериментальным данным [11] значение  $\varepsilon(H)$  для тефлона при  $H=8$  кГс составляет 14% (данные о степени кристалличности в [11] не приводятся). Видно, что расчетные и опытные значения  $\varepsilon(H)$  соответствуют друг другу.

В тефлоне при указанных выше значениях  $k$ ,  $\lambda_p$  и  $\lambda_{ps}$  относительное уменьшение вероятности  $3\gamma$ -аннигиляции при  $H=8$  кГс должно составить  $w_{3\gamma}=0.91$  при  $\alpha=44\%$  и  $w_{3\gamma}=0.94$  при  $\alpha=76\%$ . Согласно [12], в тефлоне при  $H=7.4$  кГс величина  $1-w_{3\gamma}=12.7\pm 3.8\%$  (или  $11.3\pm 5.4\%$ ), а при  $H=8$  кГс экстраполяция дает  $1-w_{3\gamma}\approx 14.5\%$  что с учетом ошибок измерений и приближений, принятых в расчете, по-видимому, согласуется с расчетным значением  $1-w_{3\gamma}=9\%$  (для  $\alpha=44\%$ ).

Приведенные данные для тефлона могут служить дополнительным подтверждением применимости модели «захвата позитрония», которая была предложена и развита для полимеров в работах [5, 13].<sup>1</sup> В случае других веществ может потребоваться переопределение соотношения между параметрами теоретического и экспериментального спектров ВР (как уже отмечалось) и выбрать иные приближения.

#### Литература

- [1] V. I. Goldanskii. Positron Annihilation. Proc. Conf. Held Wayne St. Univ. July 27–29, 1965. Ed. by A. T. Stewart, L. Roelig, N. Y.—London, Acad. Press, 1967, p. 183.
- [2] В. И. Гольданский. Физическая химия позитрона и позитрония. «Наука», М., 1968.
- [3] O. Mogensen, M. Eldrup. Phys. and Chem. Ice. Symp., Ottawa, 1972, Ottawa, 1973, 165. Discuss., 170.
- [4] А. З. Варисов, А. Д. Мокрушин, Е. П. Прокопьев. Химия высоких энергий, 8, 368, 1974; ВИНТИ, № 59–64 Дел., стр. 33.
- [5] Г. М. Бартнев, А. П. Бучихин, В. И. Гольданский, А. Д. Цыганов. ДАН СССР, 217, 3, 1974.
- [6] A. Bisi, A. Fiorentini, E. Gatti, L. Zappa. Phys. Rev., 128, 2195, 1962.
- [7] В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. Релятивистская квантовая теория, ч. 1, 377. «Наука», М., 1968.
- [8] G. Fabri, G. Poletti, G. Randone. Phys. Rev., 35, A 80, 1964.
- [9] M. Bertolaccini, A. Bisi, G. Gamborini, L. Zappa. J. Phys., c, 7, 3827, 1974.
- [10] S. J. Tao, J. H. Green. Proc. Phys. Soc., 85, 463, 1965.
- [11] P. Colombino, B. Fiscella. Nuovo Cimento, 3B, 1, 1971.
- [12] V. L. Telegdi, J. C. Sens, D. D. Yovanovitch, S. D. Warsaw. Phys. Rev., 104, 1867, 1956.
- [13] Г. М. Бартнев, А. П. Бучихин, А. Л. Ванин, Н. М. Лялина, В. А. Тихомиров, А. Д. Цыганов. Высокомолекулярные соединения (A), 17, 1535, 1975.

Поступило в Редакцию 28 февраля 1978 г.

<sup>1</sup> Здесь, конечно, необходимо иметь в виду некоторую неопределенность в экспериментальных значениях  $\varepsilon(H)$  и  $w_{3\gamma}$  из-за отсутствия данных относительно степени кристалличности образцов тефлона, использованных в работах [11, 12]; можно лишь предполагать, что она находится в обсуждаемом интервале значений параметра  $\alpha$ .