

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР И АННИГИЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АТОМА ПОЗИТРОНИЯ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Е. П. Прокопьев

На основе концепции квазипозитрониевых соединений типа $(A^{-7}Ps)$ сделана попытка объяснить особенности аннигиляции позитронов в ионных кристаллах.

Образование атома позитрония.

Вводимые в ионный кристалл позитроны, взаимодействуя с атомами кристалла, быстро замедляются до тепловых скоростей (за время порядка 10^{-12} сек. [1]). Однако в области энергий позитрона, сравнимых с энергиями электронов атомов кристалла, возможно образование позитрония (Ps) в результате неупругих процессов взаимодействия позитрона с электронами кристалла. Вопросы энергетики образования Ps в ионных кристаллах впервые рассмотрены в работах Феррелла [2] и Нимтэна и Верралла [3]. Из зонной структуры ионного кристалла следует, что Ps может образоваться только при условии $E^+ > V_i - E$ (E^+ — кинетическая энергия позитрона, V_i — ионизационный потенциал кристалла, E — энергия связи Ps в кристалле, равная $E_0 + \Delta E$, где $E_0 = 6.8$ эв — энергия связи свободного Ps , а ΔE — сродство Ps к кристаллу). Чем меньше энергия связи E и чем больше V_i , тем большей энергией должен обладать позитрон, чтобы могло произойти образование Ps . С другой стороны, если энергия налетающего позитрона достаточно велика, то образовавшийся атом Ps будет динамически нестабилен, т. е. при столкновениях может распадаться на электрон и позитрон. Условием динамической стабильности, как следует из зонной структуры кристалла, является неравенство $E^+ - V_i < (-E_0^+) + +[-(V_i - U)]$ [где $(-E_0^+)$ — энергия основного состояния позитрона в кристалле, а U — ширина запрещенной зоны], а условием существования энергетической щели Ора [4] — неравенство $V_i - E < E^+ < -E_0^+ + U$. Тогда величина

$$\Delta = -E_0^+ + U - V_i + E \quad (1)$$

является в некоторой степени мерой вероятности образования позитрония в кристалле. Кроме того, после несложных преобразований приведенных выше неравенств условие образования Ps можно записать так:

$$E_0^+ + \chi < E_0 + \Delta E. \quad (2)$$

Из неравенства (2) следует, что вероятность образования Ps в ионных кристаллах зависит от E_0^+ — сродства к позитрону ионного кристалла, от χ — сродства к электрону кристалла и от E — энергии связи Ps в кристалле. Впервые проверку выполнения неравенства типа (2) провел Феррелл [2]. Приняв величину сродства электрона к кристаллу порядка десятой электронвольта [5], он оценил величины E_0^+ и E для некоторых щелочно-галогенидных кристаллов. Для величины сродства позитрона к кристаллу E_0^+ он получил значение порядка $1-3$ эв, сродство к Ps кристалла

ΔE Феррелл считал величиной существенно отрицательной, откуда и следовало правило запрета существования Ps в кристалле. Однако позднее Нимтэн и Верралл [3] показали, что для кристалла LiH средство к Ps положительно и составляет по крайней мере 6.6 эв, в то время как E_0^+ они нашли величиной существенно отрицательной (~ -5 эв). В работе [6] по методу теории возмущения с использованием в качестве возмущающей добавки потенциала точечной решетки кристалла были вычислены величины средства Ps к ионным кристаллам с решеткой типа NaCl. Однако при расчете величин щели Ора не учитывалось влияние электростатического поля решетки на энергию средства позитрона к кристаллу. Оценим ниже E_0^+ с учетом этого взаимодействия

$$E_0^+ \approx E_A^+ - E_M^+ = 10.2\eta^2 - \eta \frac{25}{a}, \quad (3)$$

где $E_A^+ = 10.2\eta^2$ — средство позитрона к аниону кристалла в приближении оптической модели [7], где η — эффективный заряд аниона в кристалле. $E_M^+ = 25/a$ — поправка к энергии основного состояния системы позитрон-анион, обусловленная электростатическим взаимодействием с окружающими эту систему точечными зарядами решетки кристалла (в первом приближении — это энергия Маделунга [5], где a — межионное расстояние). Величины V_i для ионных кристаллов точно неизвестны, однако, по-видимому, почти для всех кристаллов можно принять $V_i = 10$ эв. Принимая это предположение, мы вычислили величину щели Ора для некоторых щелочно-галогидных кристаллов, оксидов и других ионных кристаллов с решеткой типа NaCl. Значения их приведены в таблице, из которой видно, что для существования Ps прослеживается следующая закономерность: чем меньше ширина запрещенной зоны, тем меньше величина энергетической щели Ора.

Энергетика образования Ps в ионных кристаллах с решеткой типа NaCl

Кристалл	a , Å	η	ΔE , эв	U , эв	E_0^+ , эв	Δ , эв
LiF	2.01	0.83	5.00	11.5	3.7	17
KF	2.67	0.70	2.70	10.4	1.5	11.4
NaCl	2.81	0.71	2.55	7.8	0.9	8.1
KCl	3.15	0.66	1.92	7.6	0.8	7.0
AgCl	2.77	0.71	2.64	5.1	1.4	5.9
NaBr	2.98	0.60	1.70	6.5	1.3	6.3
AgBr	2.88	0.64	2.00	4.3	1.3	4.4
NaJ	3.24	0.70	2.05	5.4	0.4	4.6
KJ	3.53	0.70	1.73	5.8	-0.1	4.2
MgO	2.10	1.01	4.6	8.7	2.4	12.8
CaO	2.40	1.00	4.2	7.5	0.2	8.7
BaO	2.76	1.00	3.5	4.4	1.2	3.5
SrO	2.57	1.20	3.1	5.1	-3.0	3.0
CoO	2.12	1.00	4.5	0.8	+1.5	4.0
PbS	2.96	1.00	3.0	0.4	-1.8	-1.6
MnO	4.22	1.00	1.8	1.25	-4.3	-4.6

Для всех приведенных в таблице ионных кристаллов (кроме PbS и MnO) величины щели Ора существенно положительны, но довольно сильно зависят от природы кристалла. Отсюда следует, что образование Ps для всех перечисленных кристаллов энергетически разрешено. Аналогичная ситуация, по-видимому, свойственна и другим ионным кристаллам с решетками более сложного типа.

Термализация Ps в ионных кристаллах

Выше было показано, что в ионных кристаллах возможен высокий выход Ps. Как следует из неравенства (1), в некоторых кристаллах он динамически стабилен уже при энергиях порядка 10 эв. Движущийся пози-

троний в ионном кристалле может участвовать в процессах: а) упругого рассеяния на ионах кристалла, б) неупругих процессов столкновений с возбуждением фононов решетки ионного кристалла, в) орто-пара конверсии на парамагнитных примесях в ионных кристаллах и г) процессах присоединения Ps к анионам с образованием квазипозитрониевых соединений. Процессы типа а) и б) приводят к термализации Ps, а процессы типа в) и г) определяют, по-видимому, соотношение интенсивностей $I_1 I_2$ во временном спектре.

Разобьем задачу по термализации Ps на две соответствующие интервалам энергии: 1) от 10 до 5 эв и 2) от 5 до 0.025 эв (термализованный Ps). В первой области верхний предел времени замедления может быть оценен по формуле (5) работы [1]. Например, для кристалла NaJ это время будет порядка $3 \cdot 10^{-13}$ сек., а для кристалла NaCl — порядка 10^{-12} сек. Для оценки верхнего предела времени замедления Ps во второй области можем воспользоваться формулой (12) работы [1]. Если использовать те же допущения, что и для позитронов, то время замедления, обусловленное взаимодействием Ps с оптической ветвью колебаний ионного кристалла, в области от 5 до 0.025 эв можно принять равным порядку 10^{-12} сек. Складывая времена замедления в первой и второй областях, получим, что времена термализации Ps в ионных кристаллах заключены в пределах от 10^{-11} до 10^{-12} сек., что существенно меньше времени жизни пара-Ps относительно аннигиляции ($1.25 \cdot 10^{-10}$ сек.).

Ps в периодическом поле решетки

Гамильтониан Ps в ионном кристалле имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} (\nabla_1^2 + \nabla_2^2) - \frac{e^2}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|} + eV(\mathbf{r}_1) - eV(\mathbf{r}_2). \quad (4)$$

Здесь \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 — координаты позитрона и электрона соответственно, $V(\mathbf{r}_i)$ — периодический потенциал. Вводя, как обычно, координаты центра масс Ps \mathbf{R} и относительные координаты $\mathbf{r} : \mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$ и $\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$, преобразуем гамильтониан (4) к виду

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{4m} \nabla_{\mathbf{R}}^2 - \frac{\hbar^2}{m} \nabla_{\mathbf{r}}^2 - \frac{e^2}{r} + eV\left(\mathbf{R} - \frac{\mathbf{r}}{2}\right) - eV\left(\mathbf{R} - \frac{\mathbf{r}}{2}\right), \quad (5)$$

при этом волновая функция Ps записывается в виде

$$\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \varphi(\mathbf{R}) \Phi(\mathbf{r}), \quad (6)$$

где $\varphi(\mathbf{R})$ — волновая функция центра масс Ps, а функция $\Phi(\mathbf{r})$ относится к относительному движению в Ps. Блоховская функция Ps в кристалле определяется выражением

$$\varphi(\mathbf{R}) = \frac{1}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{p}\mathbf{R}} \sum_{\mathbf{g}} a_{\mathbf{g}} e^{i\mathbf{g}\mathbf{R}}, \quad (7)$$

где \mathbf{p} — волновой вектор Ps в кристалле, а \mathbf{g} — вектор обратной решетки. Оценим с функциями (6) и (7) вероятность спин-усредненной двухквантовой аннигиляции пара-Ps

$$dW \approx \left| \int e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \right|^2 dk d\Omega. \quad (8)$$

Нетрудно видеть, что

$$dW \approx \sum_{\mathbf{g}} |a_{\mathbf{g}}|^2 \delta(\mathbf{p} - \mathbf{k} + \mathbf{g}) dk d\Omega. \quad (9)$$

Установка по измерению угловой корреляции аннигиляционного излучения определяет

$$dW_i \approx \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y \sum_{\mathbf{p}} S(\varepsilon(\mathbf{p})) \delta(\mathbf{p} - \mathbf{k} + \mathbf{g}), \quad (10)$$

Здесь $S[\varepsilon(\mathbf{p})]$ — функция максвелловского распределения. Из выражения (10) следует, что пики в кривых угловой корреляции будут наблюдаться при значениях угла $\Theta = 2\pi\hbar g_z/mc$, где g_z — проекция вектора \mathbf{g} на ось oz . Вклад в интенсивность аннигиляционного излучения, определяемый вектором обратной решетки, имеет вид

$$I_{\mathbf{g}} = \sum_{\mathbf{g}} S[\varepsilon(\mathbf{p})] |a_{\mathbf{g}}(\mathbf{p})|^2. \quad (11)$$

Так как Ps термализован в кристалле, то будут заняты только состояния $|\mathbf{p}| \ll |\mathbf{g}|$, $|\mathbf{g}| \neq 0$. Следовательно, форма боковых пиков в кривых угловой корреляции аналогична форме центрального пика, но имеет гораздо меньшую интенсивность, что и наблюдалось в работах [8-10]. В дальнейшем для простоты рассмотрения свойств Ps в кристалле будем рассматривать случай $\mathbf{p} \rightarrow 0$.

Концепция квазипозитрониевых соединений

Наиболее полно и строго свойства Ps в ионных кристаллах можно было бы рассмотреть в рамках многоэлектронной теории Ps, аналогичной многоэлектронной теории экситона Мотта по Москаленко и Толпыго [11, 12]. Однако получающиеся выражения для расчета энергии и матричных элементов аннигиляционных переходов получаются слишком громоздкими и не дают возможности проведения численных оценок. Поэтому рассмотрим модель квазипозитрониевых комплексов, предложенную в работе [13]. В этой работе для объяснения особенностей процесса аннигиляции предполагалось образование соединений типа $(Cle^-)e^+$, в которых две частицы — (Cle^-) — более тесно связаны, чем третья — позитрон, — и вероятность синглетного состояния предполагалась равной $1/4$, как и в случае Ps, или соединений типа $Cl(e^+e^-)$, т. е. ClPs, в котором наоборот более сильно связаны частицы (e^+e^-) . Предположение об образовании комплекса $(Cle^-)e^+$, по мнению авторов работы [13], позволяет объяснить наблюдаемую величину долгого времени жизни $\tau_2 = 5 \cdot 10^{-10}$ сек. в щелочногалогенидных кристаллах. Согласно расчетам Симонса [14], константа скорости аннигиляции позитрона в этом комплексе $\lambda_0 = 0.8 \cdot 10^9$ сек.⁻¹, так что $\lambda_2 = \tau_2^{-1} = \lambda_0 + \lambda_p$, где λ_p — константа скорости «pick-off» аннигиляции указанного позитрона с электронами окружающих комплекс атомов. При этом, по данным этих же авторов, возникает трудность при объяснении подавления магнитным полем интенсивности долгоживущей компоненты I_2 со временем жизни τ_2 , так как этот эффект более совместим с образованием комплекса $(e^+e^-)Cl$. Но при этом возникает другая трудность: более короткое время жизни этого комплекса по сравнению с комплексом $(Cle^-)e^+$ не позволяет объяснить наблюдаемую величину τ_2 .

Покажем далее, что указанное выше противоречие возможно устранить, если основываться на концепции существования в кристалле квазипозитрониевых молекул типа $(A^{-\eta}Ps)_t$ и $(A^{-\eta}Ps)_s$, в которых постулируется наличие однопозитронной связи по аналогии с одноэлектронной связью в молекулярном ионе H_2^+ (здесь A — анион, η — эффективный заряд аниона, индексы s и t относятся к синглетному и триплетному состояниям квазимолекул $(A^{-\eta}Ps)$ соответственно). Образование квазимолекул $(A^{-\eta}Ps)$ можно представить себе следующим образом. Позитрон, входящий в состав Ps, сильно взаимодействует (притягивается) анионом, в то время как электрон Ps отталкивается от него. Это приводит к сильной деформации Ps в кристалле, что и было показано в рамках метода теории возмущения [6]. Квазипозитрониевые молекулы образуются в кристалле со статистическими весами g_A^s и g_A^t и обладают способностью к трансляционному движению. Обоснованием возможности существования такого рода квазимолекул может служить тот факт, что энергии связи позитрона с анионами [7] и в Ps близки друг другу (см. [15] об условии осуществления одноэлектронной связи). По аналогии с молекулярным ионом водо-

рода волновая функция позитрона в таком соединении запишется в виде

$$\chi \approx a_A \chi_1 + a_{Ps}^s \chi_2, \quad (12)$$

где χ_1 — волновая функция позитрона в поле аниона с зарядом η , а χ_2 — волновая функция позитрона в атоме позитрония.

В отличие от H_2^+ коэффициенты $[a_A$ и a_{Ps} для квазимолекул $(A^{-\eta}Ps)$ в общем случае не равны (квадраты коэффициентов a_A^2 и a_{Ps}^2 представляют по Полингу^[15] вклады $(A^{-\eta}e^+)e^-$ и $(A^{-\eta}(e^-e^+))$ структур). Теперь в приближении (12) нетрудно вычислить основные характеристики аннигиляции в квазимолекулах типа $(A^{-\eta}Ps)_s$ и $(PsA^{-\eta})_f$. Например, скорость двухквантового распада в синглетном состоянии равна

$$W_A^s \approx a_A^2 \lambda_{ns,p} + a_{Ps}^s \lambda_s = a_A^2 \pi r_0^2 c \sum_{nlm} \int \psi_{nlm}^2(\mathbf{r}) \chi_1^2(\mathbf{r}) d\mathbf{r} + a_{Ps}^s 4\pi r_0^2 c |\psi(0)|_{кр.}^2, \quad (13)$$

где $\lambda_{ns,p}$ определяется в приближении оптической модели^[7], $\psi_{nlm}(\mathbf{r})$ — волновые функции электронов в квазиатоме e^+ — анион. $|\psi(0)|_{кр.}^2$ — электронная плотность в нуле для Ps в кристалле. Для двухквантового распада ортосостояния квазимолекул имеем

$$W_A^t \approx a_A^2 \lambda_{ns,p} = a_A^2 \pi r_0^2 c \sum_{nlm} \int \psi_{nlm}^2(\mathbf{r}) \chi_1^2(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (14)$$

Полные скорости аннигиляции синглетного и триплетного состояний квазимолекул с учетом процесса «pick-off» аннигиляции равны

$$\lambda_A^s = W_A^s + \lambda_p; \quad \lambda_A^t = W_A^t + \lambda_p. \quad (15)$$

Далее нетрудно показать, что вероятность аннигиляции электронно-позитронной пары с испусканием двух гамма-квантов с суммарным импульсом $\hbar\mathbf{k}$ может быть представлена в виде

$$W(\mathbf{k}) \approx c_A^2 W_A(\mathbf{k}) + C_{Ps}^2 W_{Ps}(\mathbf{k}_0), \quad (16)$$

где $W_A(\mathbf{k})$ — вероятность двухквантовой аннигиляции позитрона на электронах аниона, $W_{Ps}(\mathbf{k}_0)$ — аналогичная величина для пара-Ps. Коэффициенты a_A^2 , a_{Ps}^2 , C_A^2 и C_{Ps}^2 характеризуют здесь вклады аннигиляции позитрона в соединении e^+ — анион и Ps в общий процесс аннигиляции в кристалле. Из приведенных дальше оценок следует, что $C_A^2 > C_{Ps}^2$ и основной вклад в корреляционных кривых обусловлен аннигиляцией позитронов на электронах аниона, и узкая компонента I_N малоинтенсивна (в экспериментах по угловой корреляции в бездефектных кристаллах она практически не наблюдается^[16]).

Кинетика процесса аннигиляции

Согласно концепции квазипозитрониевых молекул кинетика процесса аннигиляции описывается системой уравнений

$$\left. \begin{aligned} \frac{dP_f}{dt} &= -(\lambda_f + K_A) P_f, \\ \frac{dP_A^s}{dt} &= g_A^s K_A P_f - \lambda_A^s P_A^s, \\ \frac{dP_A^t}{dt} &= g_A^t K_A P_f - \lambda_A^t P_A^t. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Здесь P_f , P_A^s и P_A^t — вероятности найти позитрон в термализованном состоянии, в синглетном и триплетном состояниях квазипозитрониевых молекул $(A^{-\eta}Ps)$ соответственно, K_A — константа скорости образования

этих квазимолекул. Естественно, что $P_f + P_A + P_{\bar{A}} = 1$ и $g_A^s + g_A^t = 1$. Решение системы уравнений (17) с начальными условиями $P_f(0) = 1$, $P_A^s(0) = P_A^t(0) = 0$ имеет вид

$$\left. \begin{aligned} P_f &= \exp[-(\lambda_f + K_A)t], \\ P_A^s &= g_A^s \frac{K_A}{\lambda_f + K_A - \lambda_A^s} [\exp(-\lambda_A^s t) - \exp(-(\lambda_f + K_A)t)], \\ P_A^t &= g_A^t \frac{K_A}{\lambda_f + K_A - \lambda_A^t} [\exp(-\lambda_A^t t) - \exp(-(\lambda_f + K_A)t)]. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Наблюдаемые на опыте средние времена жизни позитронов, соответствующие механизму распада (18), равны

$$1/\tau_f = \lambda_f + K_A, \quad 1/\tau_A^s = W_A^s + \lambda_p, \quad 1/\tau_A^t = W_A^t + \lambda_p. \quad (19)$$

Интенсивности компонент с временами распада τ_f , τ_A^s и τ_A^t определяются через константы скоростей соответствующих стадий следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} I_f &= \lambda_f \int_0^{\infty} P_f dt = \frac{\lambda_f}{K_A + \lambda_f}, \\ I_A^s &= \lambda_A^s \int_0^{\infty} P_A^s dt = g_A^s \frac{K_A}{K_A + \lambda_f}, \\ I_A^t &= \lambda_A^t \int_0^{\infty} P_A^t dt = g_A^t \frac{K_A}{K_A + \lambda_f}. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

В бездефектных ионных кристаллах во временных спектрах аннигиляции наблюдается до трех компонент (I_0 , I_1 и I_2) с временами жизни τ_0 , τ_1 и τ_2 в интервале времен 10^{-10} – 10^{-9} сек. Естественно, что интенсивности (20) и средние времена жизни (18) могут быть отождествлены с этими экспериментальными величинами

$$I_f = I_0; \quad \tau_f = \tau_0; \quad I_A^s = I_1; \quad \tau_A^s = \tau_1; \quad I_A^t = I_2; \quad \tau_A^t = \tau_2. \quad (21)$$

В случае, если $\lambda_f \ll \lambda_f + K_A$, компонента $I_f = I_0$ малоинтенсивна и во временном спектре наблюдаются только две компоненты $I_1 = I_A^s$ и $I_2 = I_A^t$ с временами жизни τ_1 и τ_2 . В случае, если $\lambda_f \gg K_A$, компоненты I_1 и I_2 отсутствуют и во временном спектре наблюдается лишь одна $I_f = I_0$ (ее обозначают обычно I_1). Из данных работы [16] следует, что в ионных кристаллах представлены все эти случаи. Теперь приведем некоторые численные оценки для гидридов щелочных металлов, где имеются наиболее достоверные данные по исследованию временного спектра аннигиляции [17]. Согласно данным этой работы, константы скорости аннигиляции в гидридах могут быть записаны в виде

$$1/\tau_1 = \lambda_1 = \lambda_1^0 + \alpha_1 n, \quad 1/\tau_2 = \lambda_2 = \lambda_2^0 + \alpha_2 n. \quad (22)$$

Здесь n — молекулярная плотность гидридов, а $\lambda_p = \pi r_0^2 c p = \alpha_i n$. Экспериментальные константы λ_1^0 и λ_2^0 равны соответственно: $\tau_1^0 = 1/\lambda_1^0 = (4.26 \pm 0.20) \times 10^{-10}$ сек., $\tau_2^0 = 1/\lambda_2^0 = (8.70 \pm 0.60) \cdot 10^{-10}$ сек. Из уравнений (23), (14) и (19) следует, что

$$\left. \begin{aligned} \lambda_1^0 &= W_A^s = a_A^2 \lambda_{ns, p} + a_{Ps}^2 \lambda_0^s, \\ \lambda_2^0 &= W_A^t = a_A^2 \lambda_{ns, p}, \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

где $\lambda_s^0 = 8 \cdot 10^9$ сек.⁻¹. Вычитая в (23) из первого уравнения второе, получаем

$$\Delta\lambda_0 = \lambda_1^0 - \lambda_2^0 = a_{\text{Ps}}^2 \lambda_s^0. \quad (24)$$

Подставляя в (24) экспериментальные значения λ_1^0 и λ_2^0 , найдем, что $a_{\text{Ps}}^2 = 0.15$, $a_{\text{A}}^2 = 0.85$. Отсюда $\lambda_{ns,p} = 1.36 \cdot 10^9$ сек.⁻¹, что соответствует времени жизни $\tau_{e^+H^-} = 7.3 \cdot 10^{-10}$ сек. системы e^+H^- . Это значение времени жизни позитрона в системе e^+H^- удовлетворительно согласуется с расчетным значением $\tau_{e^+H^-} = 5 \cdot 10^{-10}$ сек. [18]. Из полученных оценок следует, что значение коэффициента a_{A}^2 , характеризующего вклад аннигиляции позитрона из квазиатомной системы e^+H^- в общий процесс аннигиляции, значительно превышает значение a_{Ps}^2 , представляющего собой вклад аннигиляции позитрона с электронами атома Ps, т. е. аннигиляции позитрона в квазимолекулах типа (A⁻Ps) преимущественно протекает на электронах аниона с двумя разными константами скорости $\lambda_1 = \lambda_{\text{A}}^s$ и $\lambda_2 = \lambda_{\text{A}}^c$. Это обстоятельство объясняет столь сильную зависимость основных характеристик аннигиляции от природы химической связи в ионных кристаллах, определяемую эффективными зарядами анионов в кристалле [19], и дает возможность надеяться на успешное развитие метода аннигиляции в деле изучения электронной структуры твердых тел с ионным типом связи.

Литература

- [1] Г. М. Барте́нев. Изв. вузов, физика, № 4, 70, 1974.
- [2] R. Ferrell. Rev. Mod. Phys., 28, 308, 1956.
- [3] S. Neamtan, R. Verrall. Phys. Rev., 134A, 1252, 1964.
- [4] A. Ore. Univ. Bergen Arbook, № 9, 1949.
- [5] Н. Мотт, Р. Герни. Электронные процессы в ионных кристаллах. ИЛ, М., 1950.
- [6] Г. М. Барте́нев. ФТТ, 14, 715, 1972.
- [7] В. И. Гольданский, Е. П. Прокопьев. ФТТ, 8, 515, 1966.
- [8] W. Brandt, et al. Phys. Rev. Lett., 23, 522, 1969.
- [9] A. Greenberger et al. Phys. Lett., 32A, 72, 1970.
- [10] D. Herlach, F. Heinrich. Helv. Phys. acta, 42, 601, 1969.
- [11] С. А. Москаленко. Опт. и спектр., 5, 147, 1968.
- [12] С. А. Москаленко, К. Б. Толпыго. ЖЭТФ, 36, 149, 1959.
- [13] A. Bisi et al. Phys. Rev., 134A, 328, 1964.
- [14] L. Simons. Phys. Rev., 90, 165, 1953.
- [15] Л. Полинг. Природа химической связи. Госхимиздат, стр. 22. М.—Л., 1947.
- [16] Г. М. Барте́нев. Усп. физ. наук, 103, 339, 1971.
- [17] A. Gainotti et al. Nuovo Cimento, 56B, 47, 1968.
- [18] C. Lebeda, D. Schrader. Phys. Rev., 178, 24, 1969.
- [19] Г. М. Барте́нев, А. З. Варисов. Успехи химии, 41, 585, 1972.

Поступило в Редакцию 30 декабря 1971 г.