# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.124.6

#### АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

## Г. М. Бартенев, А. Д. Цыганов, Е. П. Прокопьев, А. З. Варисов

#### СОДЕРЖАНИЕ

1.	Средние времена жизни позитронов в ионных кристаллах	339
<b>2.</b>	Относительная скорость счета совпадений трех у-квантов	343
3.	Угловая корреляция у-квантов при двухфотонной аннигиляции позитронов	344
4.	Позитронные состояния в нонных кристаллах	348
Ци	итированная литература	352

Изучение аннигиляции позитронов приобретает все большее значение как метод исследования электронной структуры вещества. Регистрааннигиляционных у-квантов позволяет судить об импульсном пия распределении электронов, а также о механизмах взаимодействия позитронов с электронами вещества. К настоящему времени проведены многочисленные эксперименты по аннигиляции позитронов в твердых телах. Основные результаты этих экспериментов приведены в сборнике <sup>1</sup> и обзорах <sup>2-8</sup>. В настоящем обзоре излагается состояние вопроса об исследовании аннигиляции позитронов в средах ионного типа. Сам по себе этот вопрос представляет значительный интерес, о чем свидетельствует увеличение темпа публикаций по этой тематике. В последнее время при исследовании аннигиляции позитронов в ионных кристаллах обнаружился ряд новых эффектов, например, влияние типа катидна на полуширину кривых угловой корреляции аннигиляционного излучения в окислах металлов. Кроме того, было найдено, что в ряде окислов значительная часть позитронов образует атомы позитрония, причем в случае мелкодисперсных образцов во временны́х спектрах аннигиляции наблюдается компонента, по длительности мало отличающаяся от времени жизни ортопозитрония в вакууме. Обнаружено также, что облучение ионных кристаллов протонами, у-лучами и т. д. приводит к образованию новых связанных позитронных состояний. Эти эффекты интенсивно изучаются в настоящее время.

Основными экспериментальными методами наблюдения аннигиляции позитронов в веществе являются <sup>1-8</sup>: измерение времени жизни позитронов, измерение относительной скорости счета совпадений трех у-квантов и наблюдение угловой корреляции аннигиляционных у-квантов. Ниже результаты, полученные этими методами, рассматриваются последовательно.

#### 1. СРЕДНИЕ ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ПОЗИТРОНОВ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Времена жизни позитронов в ионных кристаллах исследовались в работах <sup>1,9-29</sup>. Сначала <sup>1</sup> в ионных кристаллах была открыта лишь аннигиляция позитронов за весьма короткое время 10<sup>-10</sup> сек. Однако более тщательные исследования <sup>9-29</sup> на аппаратуре с высоким разрешением привели к открытию многокомпонентной структуры временно́го распределения аннигиляции позитронов в ионных кристаллах. Перечислим основные результаты этих исследований:

а) Гидриды металлов <sup>9-11, 20</sup>. Спектр времен жизни позитронов в гидридах металлов содержит до трех компонент (рис. 1).



Рис. 1. Кривая распределения времен жизни позитронов в гидриде стронция <sup>11</sup> ( $\tau_1 = 3,03 \cdot 10^{-10}$  сек,  $\tau_2 = 6,91 \cdot 10^{-10}$  сек,  $\tau_3 = 5,31 \cdot 10^{-9}$  сек).

Гаинотти и др. <sup>11</sup> установили, что в гидридах щелочных и щелочноземельных металлов имеет место зависимость

$$\frac{1}{\tau_i} = A_i + B_i n, \tag{1}$$

где  $n (cm^{-3})$  — молекулярная плотность гидридов,  $A_i$  и  $B_i$  — параметры, различающиеся для различных групп ионов металлов. Эта зависимость иллюстрируется на рис. 2 и 3.



Рис. 2. Зависимость скорости аннигиляции позитронов  $\tau^{-1}$  (10<sup>9</sup> сек<sup>-1</sup>) от молекулярной плотности n (10<sup>22</sup> см<sup>-3</sup>) гидридов щелочных металлов <sup>11</sup>.



Рис. 3. Зависимость скорости аннигиляции позитронов  $\tau^{-1}$  (10<sup>9</sup> сек<sup>-1</sup>) от молекулярной плотности n (10<sup>23</sup> см<sup>-3</sup>) гидридов щелочноземельных металлов <sup>11</sup>.

б) Галогениды металлов<sup>9, 12-18</sup>. Детальное изучение временного распределения жизни позитронов в галогенидах металлов I и II групп привело к обнаружению до пяти компонент распада во временны́х спектрах. В качестве примера на рис. 4 приведен спектр времен жизни позитронов в бромиде цезия. Было установлено, что характеристики временных

спектров (времена жизни и интенсивности компонент) в основном определяются типом галоидного аниона и слабо зависят от катиона металла. Времена жизни т<sub>1</sub> и т<sub>2</sub> в шелочногалоидных кристаллах линейно зависят от куба радиуса аниона, а интенсивность  $(I_1)$  компоненты  $\tau_1$  является линейной функцией радиуса квадрата аниона (рис. 5 и 6). Синг и др.<sup>14</sup> считают, однако, что время жизни т<sub>2</sub> в щелочногалоидных кристаллах определяется не объемом аниона, а скорее отношением объема, занимае-

мого анионами в кристалле, к междоузельному объему. Анализ свойств временны́х спектров в галогенидах меди, серебра, золота и таллия :  $10^{5} - 10^{4} - 1$ 

Рис. 4. Кривая распределения времен жизни позитронов в бромиде цезия <sup>13</sup> ( $\tau_0 = 1,26\cdot 10^{-10}$  сек,  $\tau_1 = 3,39\cdot 10^{-10}$  сек,  $\tau_2 = 6,86\cdot 10^{-10}$  сек).

меди, серебра, золота и таллия привел авторов работы <sup>15</sup> к выводу, что скорость аннигиляции  $(1/\tau_1)$ , соответствующая короткоживущей компоненте, линейно возрастает с увеличением плотности галогенидов перечисленных



Рис. 5. Среднее время жизни  $\tau$  (10<sup>-10</sup> сек) позитронов в галогенидах лития как функция куба радиуса аниона  $R_{-}$ (Å) <sup>13</sup>.

металлов, в то время как скорость аннигиляции  $1/\tau_2$  практически не зависит от их плотности (рис. 7). Кроме того, была обнаружена корреляция интенсивности компоненты  $\tau_2$  и степени ионности химических связей в этих соединениях (рис. 8).



Рис. 6. Интенсивность компоненты  $\tau_1$  временно́го спектра в галогенидах лития как функция квадрата радиуса аниона  $R_{-}(Å)$ <sup>13</sup>.

Уильямс и Аке<sup>18</sup> обнаружили появление долгоживущей компоненты (8,2·10<sup>-10</sup> сек) с интенсивностью 28% во временных спектрах аннигиляции в галогенидах натрия (NaF и NaCl) при облучении их протонами и γ-лучами. После термического отжига облученных образцов ее интенсивность резко уменьшалась. Поэтому естественно предполагать, что происхождение долгоживущей компоненты в облученных галогенидах натрия непосредственно связано с радиационными дефектами.

в) Окислы металлов <sup>16</sup>, <sup>19-29</sup>. Уже первые исследования временных спектров в окислах щелочноземельных металлов показали наличие компоненты  $\tau_2 \approx 3 - 5$  нсек. Более тщательные измерения <sup>16</sup>, <sup>20</sup> позволили установить, что временные спектры в окислах некоторых металлов наряду с компонентой  $\tau_2$  содержат значительно более долгоживущую с  $\tau_3 \approx 50$  нсек. Измерения в условиях вакуума с порошками SiO<sub>2</sub>, MgO и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub><sup>21</sup> показали для  $\tau_3$  рекордно большую величину, практически не отличающуюся от расчетного времени жизни атомов ортопозитрония в вакууме  $\tau_i^p = 140$  нсек. Наличие долгоживущих компонент  $\tau_2$ и  $\tau_3$  в порошках BeO, MgO, SiO<sub>2</sub> и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> подтвердилось и в нашей работе <sup>22</sup>.



Рис. 7. Зависимость скорости аннигиляции позитронов  $\tau^{-1}$  (10<sup>9</sup> сек<sup>-1</sup>) от молекулярной плотности *n* (10<sup>22</sup> сж<sup>-3</sup>) галогенидов:  $\Delta$  — меди, О — серебра,  $\oplus$  — золота,  $\blacktriangle$  — таллия <sup>15</sup>.



Рис. 8. Интенсивность компоненты  $\tau_2$  временно́го спектра аннигиляции как функция степени ионности ( $\varepsilon$ ) химических связей в галогенидах меди ( $\Delta$ ), серебра ( $\bigcirc$ ) и золота ( $\bullet$ )<sup>15</sup>.

Выяснилось также, что компонента та в монокристаллических и спеченных окислах отсутствует (рис. 9). Пропадает компонента т<sub>3</sub> и при заполнении пор высокодисперсных образцов окислов жидкостью <sup>23</sup>. В порошках окислов интенсивности компонент т2 и т3 существенно зависят от величины удельной поверхности<sup>21</sup>, температуры и давления<sup>24</sup>. Детальное исследование временных спектров аннигиляции в окислах металлов, проведенное Сен и Патро<sup>25, 26</sup>, позволило установить наличие компонент  $\tau_2 \sim 10^{-9}$  сек и  $\tau_3 \sim 10^{-8}$  сек во многих других порошках окислов металдов. влияние воздуха, влаги и адсорбированных газов на времена жизни и, в значительной степени, на интенсивности компонент т<sub>2</sub> и т<sub>3</sub> и двухквантовую природу компоненты та. Вывод о влиянии состояния поверхности на характеристики долгоживущих компонент временных спектров аннигиляции подтверждается результатами работы Гольданского и др. <sup>27</sup>, обнаруживших заметное влияние на эти характеристики концентрации ОН-групп на поверхности окислов. Результаты перечисленных выше исследований, несомненно, указывают на образования атомов позитрония в порошках окислов многих металлов, характеристики гибели которых существенно зависят от состояния объема и поверхности пор. Авторами<sup>26</sup> было измерено время жизни триплетного позитрония в некоторых окислах и было обнаружено согласие с теоретической величиной  $\tau_1^{e} = 140$  нсек.

Интересные результаты были получены <sup>28</sup> при измерении спектра времен жизни позитронов в V<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в области температур 80—300° K, в которой имеет место переход полупроводник — металл. Обнаружен сложный временной спектр аннигиляции в V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, что связывается авторами <sup>28</sup> с аннигиляцией позитронов из различных позитронных зонных состояний. При этом оказалось, что времена жизни  $\tau_1 = 1.94 \cdot 10^{-10}$  сек и  $\tau_2 = 4.74 \cdot 10^{-10}$  сек остаются постоянными в исследованной области



Рис. 9. Кривые распределения времен жизни позитронов в порошкообразной и спеченной окиси бериллия <sup>22</sup> ( $\tau_2 = 4.5 \ \kappa ce\kappa$ ,  $\tau_3 = 80 \ \kappa ce\kappa$ ).

температур, что непосредственно указывает на локализацию позитронных и электронных волновых функций.

Помимо гидридов, галогенидов и окислов времена жизни позитронов измерялись <sup>29</sup> в некоторых соединениях типа III—V и II—VI. По характеру временны́х спектров аннигиляции соединения III—V (например, AlN, AlP, InSb, BP) подобны металлам и элементарным полупроводникам, а соединения II—VI (CdTe, ZnTe, ZnSe) оказались ближе к ионным соединениям.

### 2 ОТНОСИТЕЛЬНАЯ СКОРОСТЬ СЧЕТА СОВПАДЕНИЙ ТРЕХ ү-КВАНТОВ

Опыты по измерению временно́го спектра аннигиляции позитронов показали, что процесс аннигиляции в ионных кристаллах имеет сложный характер. В частности, наличие долгоживущей компоненты указывает на возможность образования атома позитрония в ионных кристаллах. Одним из существенных доказательств существования позитрония в веществе является определение эффективных сечений двух- и трехфотонной аннигиляции. Известно <sup>30</sup>, что для свободных частиц отношение сечений трехквантовой аннигиляции к двухквантовой  $\sigma_{3y}/\sigma_{2y} = 1/372$ . В том случае, когда в веществе образуется позитроний, отношение  $\sigma_{2y}/\sigma_{3y}$ гораздо меньше 372. По известным значениям  $\tau_2$  и  $I_2$  (при отсутствии второй долгоживущей компоненты <sup>22</sup>), обусловленным образованием позитрония, нетрудно вычислить относительную вероятность испускания трех у-квантов:

$$P_{3\gamma} = I_2 \frac{\tau_2}{\tau_t^{\eta}} + \left(1 - \frac{4}{3}I_2\right) \frac{4}{372} .$$
 (2)

При  $I_2 = 0$  (свободная аннигиляция) вероятность  $P_{3\gamma}$  минимальна и равна  $P_{3\gamma}^0 \approx 0.27\%$ .

Исследование скорости счета совпадений трех  $\gamma$ -квантов в ионных кристаллах проводилось в работах <sup>19, 31-33</sup>. Было установлено, что для щелочногалоидных кристаллов с постоянной решетки более чем 6 Å вероятность трехквантовой аннигиляции заметно выше чем 0,27%, причем она растет с ростом постоянной решетки. Еще более удивительные результаты были получены для окислов щелочноземельных металлов, где величина отношения  $P_{3\gamma}/P_{3\gamma}^0$  достигает 22,4 (BeO). Кроме того, оказалось, что аномалия трехквантовой аннигиляции в MgO пропадает при



Рис. 10. Магнитное тушение долгоживущей компоненты (I<sub>2</sub>) временно́го спектра аннигиляции позитронов в KCl (○) и люсите (●). Сплошной линией показано тушение для свободного позитрония<sup>13</sup> (R(B) = I<sub>2</sub>(B)/I<sub>2</sub>(0)).



Рис. 11. Магнитное тушение трехфотонной аннигиляции позитронов в порошке MgO (()) и люсите (•). Сплошной линией показано тушение для свободного ортопозитрония <sup>25</sup>.

переходе от поликристалла (порошка) к монокристаллу. Наблюдаемые аномалии Зу-аннигиляции доказывают возможность существования в ионных кристаллах атома позитрония.

Образование позитрония в веществе может быть обнаружено и по магнитному тушению ортопозитрония \*). Тушение позитрония магнитным полем за счет орто — параконверсии должно приводить к уменьшению вероятности Зү-аннигиляции, ослаблению вклада долгоживущей компоненты ( $I_2$ ) временных спектров аннигиляции и усилению узкой компоненты (см. ниже) корреляционных кривых. Тушение позитрония действительно наблюдается в ионных кристаллах, однако оно оказалось аномально слабым в случае кристалла KCl<sup>12</sup> (рис. 10) и, наоборот, аномально сильным в порошке MgO <sup>35</sup> (рис. 11). Между тем для других веществ (например, полимеров, плавленого кварца) наблюдается <sup>6, 34</sup>, как правило, нормальное тушение позитрония. Следовательно, свойства позитрония в ионных кристаллах могут существенно отличаться от таковых в других веществах.

## 3. УГЛОВАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ ү-КВАНТОВ ПРИ ДВУХФОТОННОЙ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ

Наблюдение угловой корреляции аннигиляционных у-квантов позволяет непосредственно судить об импульсном распределении аннигилирующих пар (или электронов, если движением позитрона можно пренебречь) и образовании атомов позитрония (по появлению так называемой узкой компоненты в корреляционных кривых) в веществе.

<sup>\*)</sup> Сводка формул и основные результаты по магнитному тушению ортопозитрония в веществе приведены в обзорах Гольданского <sup>6,34</sup>.

Измерения угловой корреляции аннигиляционных ү-квантов в ионных кристаллах проводились в работах <sup>36-66</sup>. Установлены следующие основные закономерности в свойствах углового распределения аннигиляционного излучения в ионных кристаллах различных классов:  $l(\theta)$ .

36, 37 a) Гидриды металлов Кривые угловой корреляции для гидридов щелочных металлов (LiH и NaH) показаны на рис. 12. Вычисленная по этим кривым электрон-позитронная плотность в гидриде лития резко расходится с ходом электронной плотности в свободном ионе Н<sup>-</sup>, в отличие от щелочногалоидных кристаллов<sup>41</sup>. Кривая угловой корреляции в гидриде церия 37 значительно шире, чем в гидриде лития и металлическом церии, и тем шире, чем выше концентрация водорода. По-видимому, полуширина корреляционных кривых в гидридах металлов, как и времена жизни позитронов (см. гл. 1), зависит от их плотности.

б) Галогениды металлов<sup>38-46</sup>. Кривые угловой корреляции в щелочногалоидных кристаллах имеют форму, близкую к «треугольной» (рис. 13). Полуширина корреляционных кривых в этих соединениях за-



Рис. 12. Кривые угловой корреляции аннигиляционных пар у-квантов в гидридах лития и натрия <sup>36</sup>.

висит от природы анионов, но не катионов <sup>39, 41, 42</sup> (табл. I); в галогенидах одного и того же щелочного металла корреляционные кривые сужаются



Рис. 13. Кривые угловой корреляции аннигиляционных пар у-квантов в щелочногалоидных кристаллах <sup>41</sup>.

при переходе от фтора к иоду. Так, в галогенидах натрия это сужение составляет почти 35%. Однако в галогенидах других металлов, по-видимому, следует ожидать отступления от этих простых закономерностей (ср., например, CuCl<sub>2</sub> и AgJ с хлоридами и йодидами щелочных металлов в табл. I). Кроме того, наблюдалось <sup>46</sup> уширение корреляционных кривых в KJ при переходе от поликристаллического образца к монокристаллу (~7%). Тщательные измерения <sup>43, 44, 46</sup> позволили обнаружить анизотропию углового распределения аннигиляционных пар у-квантов в монокристаллах

Таблица I

Кристалл	Г, 10-3 рад	Кристалл	Γ, 10-3 pað	Кристалл	Γ, 10-3 pa∂	Кристалл	Γ, 10-3 pa∂
LiH NaH LiF NaF LiCl NaCl KCl CsCl CsCl CuCl <sub>2</sub> *)	7,47,112,010,59,28,68,38,68,38,68,911,6	NaBr NaJ KJ B-AgJ BeO **) MgO **) CaO SrO BaO Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ***)	7,46,87,48,613,812,814,414,212,015,3	$\begin{array}{c} {\rm SiO}_2 \ ^{***)} \\ {\rm V}_2 {\rm O}_5 \\ {\rm Cr}_2 {\rm O}_3 \\ {\rm MnO} \\ {\rm FeO} \ ^*) \\ {\rm Fe}_2 {\rm O}_3 \ ^*) \\ {\rm Fe}_3 {\rm O}_4 \ ^*) \\ {\rm Co}_2 {\rm O}_3 \\ {\rm NiO} \\ {\rm CuO} \end{array}$	$12,8 \\ 11,4 \\ 14,8 \\ 13,0 \\ 12,7 \\ 14,3 \\ 13,7 \\ 13,0 \\ 12,2 \\ 12,4$	ZnO La <sub>2</sub> O <sub>3</sub> Ce <sub>2</sub> O <sub>3</sub> SnO <sub>2</sub> PbO Na <sub>2</sub> S FeS HoSb HoTe	$ \begin{array}{r} 12,2\\ 11,7\\ 13,4\\ 9,6\\ 8,3\\ 10,3\\ 8,5\\ 8,6\\ \end{array} $
*) Измерения авторов. **) Спеченные. ***) Монокристаллы.							

Полуширина кривых угловой корреляции аннигиляционных пар у-квантов в ионных кристаллах 22, 36, 38, 39, 41, 45, 52-54, 63, 64

щелочногалоидных кристаллов. Так, в монокристаллах NaCl и KJ в направлении [110] корреляционная кривая шире на 8%, чем для направления [100]. Наконец, отметим, что в щелочногалоидных кристаллах



Рис. 14. Кривые угловой корреляции аннигиляционных пар  $\gamma$ -квантов в спеченных BeO и MgO и монокристаллах  $Al_2O_3$  и SiO $_2$ <sup>22</sup>.

узкая компонента в корреляционных кривых, характерная для аннигиляционного распада атомов парапозитрония, не наблюдается.

в) Окислы металлов <sup>22,</sup> <sup>46-62</sup>. Для этого класса кристаллов наблюдается заметное отступление формы корреляционных кривых от «треугольной», характерной для щелочногалоидных кристаллов (ср., например, рис. 13 и 14). Другое отличие заключается в значительных вариациях полуширины кривых угловой корреляции при переходе от одного окисла к другому 22, 52 (см. табл. I). Различие в полуширинах корреляционных кривых наблюдается также в ряде окислов щелочноземельных металлов, имеющих однотипную структуру <sup>53</sup>. Более того. полуширина не остается постоянной даже в ряду окислов одного и того

же металла, что подтвердилось на примере окислов железа (спеченные FeO,  $Fe_2O_3$  и  $Fe_3O_4$ )<sup>54</sup>. Наблюдаемое поведение полуширины корреляционных кривых в окислах, по-видимому, может быть объяснено изменением характера химических связей в них при замене одного катиона металла на другой (или при изменении степени окисления атома металла) (см. гл. 4). В пользу этого предположения говорят также такие факты, как корреляция полуширины корреляционных кривых с положением *К*-края рентгеновского спектра поглощения в окислах железа <sup>54</sup> и с положением мёссбауэровской линии поглощения в щелочносиликатных стеклах <sup>61</sup>.

Интересные результаты были получены при изучении углового распределения аннигиляционных пар  $\gamma$ -квантов в порошкообразных окислах металлов <sup>22, 48, 50, 58</sup>. В корреляционных кривых в порошках некоторых окислов (BeO, MgO, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и SiO<sub>2</sub>) наблюдается интенсивная узкая компонента ( $I_N = 10-20\%$ ) (рис. 15), в то время как в монокристаллах или спеченных образцах тех же окислов узкая компонента отсутствует. Сравнение корреляционных кривых, снятых для порошков MgO, ZnO и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в атмосфере кислорода и в вакууме, показало <sup>50</sup>, что интенсивность узкой компоненты в корреляционных кривых в откачанных образцах резко уменьшается. Интенсивная узкая компонента наблюдается <sup>47, 57–60</sup> и в корреляционных кривых в монолитных образцах некоторых стеклообразных оки-

слов (например, SiO<sub>2</sub>, B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, GeO<sub>2</sub>). Введение в состав этих стекол окислов других металлов резко уменьшает интенсивность узкой компоненты и может привести даже к полному ее исчезновению <sup>61, 62</sup>. Отметим также, что полуширина узкой компоненты в корреляционных кривых уменьшается почти вдвое при переходе окислов из высокодисперсного состояния в стеклообразное <sup>58</sup>. Это сужение узкой компоненты в некоторой степени аналогично сужению узкой компоненты, наблюдавшемуся при переходе вода — лед 60. Перечисленные выше непосредственно указывают факты на образование атомов позитрония в окислах некоторых металлов в высокодисперсном и стеклообразном состояниях.

Использование мощного источника позитронов (1—6 кюри) и высокого углового разрешения установки (0,6 мрад) позволило авторам работ <sup>55, 56</sup> обнаружить



г) Сульфиды, селениды, теллуриды и др. <sup>45, 46, 51, 63-66</sup>. Для этих соединений в настоящее время отсутствуют систематические данные. Были предприняты попытки <sup>45, 46</sup> установить закономерности в поведении углового распределения аннигиляционного излучения в кристаллах изоэлектронных серий. Для кристаллов с конфигурацией ионов типа неон—неон (NaF, MgO, AlN и SiC) не обнаружено монотонного изменения полуширины корреляционных кривых (полуширины равны



Рис. 15. Кривые угловой корреляции аннигиляционных пар ү-квантов в порошках окислов BeO, MgO, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и SiO<sub>2</sub> <sup>22</sup>.

соответственно: 9,7, 12,1, 11,1 и 12,0 мрад)<sup>46</sup>. Этот факт авторами<sup>46</sup> связывается с соответствующим изменением ионного заряда при переходе от одного соединения к другому. Однако такое сравнение едва ли применимо к ионным кристаллам, имеющим различные отрицательные ионы. Для изоэлектронной серии ксенон — ксенон ( $\alpha$ -Sn, InSb, CdTe,  $\beta$ -AgJ) наблюдается<sup>46</sup> изменение формы кривых угловой корреляции



Рис. 16. Кривые угловой корреляции в кристаллическом кварце, облученном быстрыми нейтронами (1 — необлученный, 2 — 6,2 · 10<sup>19</sup>, 3 — 9,3 · 10<sup>19</sup> и 4 — 2,2 · 10<sup>20</sup> нейтронов/см<sup>2</sup>) <sup>57</sup>.

от параболической ( $\alpha$ -Sn), характерной для металлов, до формы, типичной для ионных кристаллов ( $\beta$ -AgJ). В халькогенидных соединениях (As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, GeS<sub>2</sub>), как и для окисных <sup>62</sup>, наблюдается <sup>66</sup> сужение корреляционных кривых при отсутствии в них узкой компоненты при переходе кристалл стекло.

Таким образом, к настоящему времени проведены многочисленные эксперименты по наблюдению основных характеристик аннигиляции позитронов в ионных кристаллах, позволяющие сделать вывод о сложном характере процесса аннигиляции. Объяснение экспериментальных данных связано с необходи-

мостью проведения анализа состояний позитронов в кристалле. При этом существенно то обстоятельство, что взаимодействие движущихся позитронов с атомами ионных кристаллов приводит к их термализации. Элементарные оценки показывают <sup>67, 68</sup>, что время термализации позитрона в ионных кристаллах равно ~10<sup>-12</sup> сек, в то время как самое короткое время жизни относительно аннигиляции равно ~10<sup>-10</sup> сек. Отсюда следует, что основные характеристики аннигиляции зависят от взаимодействия термализованных позитронов со средой, что существенно упрощает задачу.

### 4. ПОЗИТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Анализ экспериментальных данных по аннигиляции позитронов показывает, что в ионных кристаллах, по-видимому, могут осуществляться два основных вида состояний, из которых аннигилируют позитроны \*): связанные состояния позитронов непозитрониевого типа (соединения позитрона с отрицательными ионами<sup>3, 13, 41, 51–53, 67, 69–73</sup>, поляронные состояния позитрона <sup>74–76</sup> и позитроны, захваченные точечными дефектами<sup>75, 77, 78</sup>) и позитроны, связанные в атомах позитрония <sup>22, 51, 58, 79–86</sup>. Рассмотрим последовательно аннигиляцию позитронов из этих состояний.

Начиная с работы Де-Бенедетти и др. <sup>87</sup>, принято считать, что в ионных кристаллах термализованные позитроны локализуются вблизи анионов, образуя квазиатомные системы *e*<sup>+</sup> — анион. В пользу этого пред-

<sup>\*)</sup> В средах ионного типа, имеющих высокую концентрацию отрицательных ионов, как показывают расчеты <sup>72</sup>, вероятность аннигиляции свободных позитронов пренебрежимо мала по сравнению с вероятностями двухфотонной аннигиляции связанных позитронов.

положения говорит тот факт, что время жизни позитронов и угловое распределение аннигиляционного излучения в щелочногалоидных кристаллах практически не зависит от типа катиона металла. Для расчета аннигиляционных характеристик системы  $e^+$  — анион было предложено несколько моделей, основное различие которых заключается в выборе позитронной волновой функции  $\chi$  (**r**). Следующая из модели Феррела<sup>3</sup> ( $\chi$  (r) = ( $4\pi$ )<sup>-1/2</sup>  $\delta$  (r — a), где a — гольдшмидтовский радиус аниона) зависимость  $\theta_c = 15,53/a$  ( $\theta_c$  — «максимальный» угол, смысл которого виден из рис. 17) в ряде случаев хорошо выполняется <sup>39</sup>, <sup>45</sup>, <sup>64</sup>, <sup>65</sup>. Однако расчеты Феррела не дали согласия с экспериментом в форме корреляционных кривых и в оценках зависимости времени жизни ( $\tau$ ) позитронов от радиуса аниона (в указанном приближении следовало бы ожидать

«треугольную» форму корреляционных Кривых и пропорциональность  $\tau \propto a^3$ ). В модели Стюарта и Поупа<sup>41</sup> (у (r) = = const в области внешних оболочек анионов) полуширина корреляционных кривых не зависит 52 от типа катиона, что как будто подтверждается на примере шелочногалоилных кристаллов. однако для других соединений (например, окислов) наблюдается отступление от этого правила (см. табл. І). Удовлетворительное согласие теории с экспериментом достигается в модели «оптипозитрона 71 ческого»  $(\chi (r) \sim$  $\sim r \exp(-\alpha r)^{88}$ , rge  $\alpha = \frac{3}{2}\eta$ , a  $\eta =$ эффективный заряд аниона в кристалле). В этой модели полуширина корреля-

ционных кривых (Г) и время жизни позитронов (т) оказываются связанными с величиной эффективного заряда аниона

в кристалле. В приближении слейтеровских волновых функций электронов внешней *ns*, *p*-оболочки аниона (см., например, <sup>89</sup>) эта связь дается следующими выражениями <sup>71</sup>:

$$\Gamma_{ns, p} = C_{ns, p} (\alpha + \beta) (mpa\partial)$$
(3)

$$\tau_{ns, p} = 2.5 \cdot 10^{-10} C'_{ns, p} \frac{(\alpha + \beta)^{2n^* + 3}}{\alpha^{5} 6^{2n^* + 1}} (ce\kappa), \tag{4}$$

где  $C_{ns, p}$  и  $C'_{ns, p}$  — постоянные, зависящие от числа  $n, \beta$  — показатель слейтеровских экспонент,  $n^*$  — эффективное главное квантовое число. Вычисленные  ${}^{52-54}$ ,  ${}^{61}$ ,  ${}^{62}$ ,  ${}^{66}$ ,  ${}^{90}$  в рамках рассматриваемой модели эффективные заряды анионов, как правило, хорошо согласуются с данными других методов (см., например, табл. II и III). Наблюдается согласие и в форме корреляционных кривых (рис. 18). Хорошо совпадают между собой также заряды для щелочногалоидных кристаллов, вычисленные по формулам (3) и (4) (для проведения такого сравнения в других соединениях (окислах, сульфидах и т. д.) в дальнейшем было бы желательно проведение измерений наиболее короткоживущих компонент временны́х спектров аннигиляции в них, которые пока практически отсутствуют). Это дает основание предполагать, что аннигиляцию позитронов можно использовать для определения эффективных зарядов анионов в средах ионного типа.





Рассмотренные выше модели системы e<sup>+</sup> — анион не объясняют полностью многокомпонентной структуры временны́х спектров аннигиляции. Частично такое объяснение может быть дано <sup>13, 58, 59, 61</sup> исходя из ожидаемых свойств основного и возбужденных состояний системы

Таблица II

Эффективные заряды анионов в ионных кристаллах, рассчитанные по короткому времени жизни позитронов 13, 15, 17

Анион	Вещество	Анниги- ляция позитро- нов	Метод Спигет- ти, 91	
F-	LiF NaF CaF <sub>2</sub> SrF <sub>2</sub> BaF <sub>2</sub>	$\begin{array}{c} 0,78\\ 0,68\\ 0,69\\ 0,70\\ 0,70\\ 0,70 \end{array}$	0,87 0,93 0,74 0,65 0,70	
Cl-	NaCl KCl RbCl TlCl CuCl	$0,61 \\ 0,66 \\ 0,79 \\ 0,79 \\ 0,84$	0,74 0,80 0,84 1,08 1,10	
O <sup>2-</sup> SiO <sub>2</sub> (кристалл) SiO <sub>2</sub> (плавленый)		0,68*) 0,56*)	0,98 **)	
<ul> <li>*) Для расчета заряда использовались времена жизни позитронов в кварце, измеренные Беллом и Грэхемом <sup>93</sup>;</li> <li>**) Для кварца приведено значение заряда, найденное рентгеноспектральным методом <sup>92</sup>.</li> </ul>				

e<sup>+</sup> — анион. Заметим также, что описание процесса аннигиляции на основе свойств системы
 e<sup>+</sup> — анион неприменимо к гидридам металлов, для которых размеры e<sup>+</sup>H<sup>-</sup> значительно превышают <sup>94</sup> постоянную решетки,

т	а	б	π	и	π	а	TIT
т.	a	υ	11	м	щ	a	111

Эффективный заряд иона кислорода в окислах щелочноземельных металлов, рассчитанный из полуширины корреляционных кривых (см. табл. I)

Окислы	Аннигиляция позитро- нов <sup>53</sup> η, -e	Другие мето- ды *) 91, 92 ŋ', -е				
BeO MgO CaO SrO BaO	1,14 0,99 1,23 1,20 0,85	1,1 1,01 1,18 1,22 0,85				
*) Из приводимых в обзоре 91 зна- чений п' выбраны наиболее близкие к п.						

в отличие от галогенидов<sup>13</sup> и окислов<sup>53</sup>. Зависимость средних времен жизни позитронов от плотности гидридов подтверждает этот вывод. Расчет характеристик для этого случая (для LiH) был дан Брандтом и др.<sup>94</sup>.

В ионных кристаллах, имеющих дефекты (междоузельные ионы, вакансии), возможен <sup>75, 77, 78</sup> захват позитронов дефектами с образованием позитронных центров, таких, например, как е<sup>+</sup>-междоузельный анион, позитрон в катионной вакансии (F+-центр), позитрон и электрон (атом Ps) в катионной или анионной вакансии (F'<sub>+</sub>-центр). Анализ результатов экспериментов с облученными щелочногалоидными кристаллами (см. гл. 1) и кварцем (см. гл. 3) привел авторов работ 18, 55, 56 к выводу об образовании в этих кристаллах F<sub>+</sub>-центров. Появление узкой компоненты  $(I_N \approx 5\%)$  в корреляционных кривых в кристалле LiF, облученном у-лучами Со<sup>60</sup> (доза 10-20 *Мрад*)<sup>95</sup> было нами объяснено также образованием F'\_-центров. Анализ кинетики образования F'\_-центров в кристалле показывает, что по интенсивностям долгоживущей компоненты временно́го спектра аннигиляции и узкой компоненты в корреляционных кривых можно определить концентрацию дефектов в кристалле и сечение образования F<sub>+</sub>-центров (σ<sub>F</sub>). Согласно оценкам <sup>95</sup> для кристалла LiF  $\sigma_F \sim 10^{-15} \ cm^2$ .

Результаты экспериментов (см. гл. 1—3) убедительно показали, что в ионных кристаллах, вопреки мнению Феррела<sup>3</sup> и Уоллеса<sup>4</sup>, возможнообразование позитрония. Вопрос о вероятности образования позитрония в ионных кристаллах в настоящее время не решен окончательно. Возможно, что эта вероятность связана с шириной запрещенной зоны кристалла<sup>85</sup>. Факты, изложенные в гл. 1—3, отчетливо указывают, что помимо энергетического фактора в существовании позитрония в ионных кристалах (и стеклах) важную роль играет геометрический фактор. Образование атомов позитрония наблюдается, как правило, лишь при наличии дефектов (вакансий, пор, областей пониженной плотности и т. д.), что указывает на локализацию этих атомов в дефектах. Брандт и Паулин <sup>96, 97</sup> предполагают, что в порошках окислов атомы позитрония образуются внутри частиц, причем часть этих ато-

внутри частиц, причем часть этих атомов аннигилирует в процессе диффу- *((d)* зии, а другая часть попадает в объемы пор. Согласно оценкам этих авторов в SiO<sub>2</sub> коэффициент диффузии атомов ортопозитрония составляет ~2,6 × × 10<sup>-4</sup> *см<sup>2</sup>/сек*, а длина пробега до аннигиляции внутри частиц — ~46 Å, а, например, в MgO соответственно ~14 *см<sup>2</sup>/сек* и ~270 Å.

Весьма важным является вопрос о состояниях, механизмах и кинетике гибели атомов позитрония в порах. Ранее считалось, что атомы позитрония гибнут лишь в объеме пор. При этом, если поры заполнены кислородом (или воздухом), то атомы ортопозитрония испытывают орто-параконверсию на парамагнитных молекулах кислорода, что проявляется <sup>22</sup> на опыте (см. гл. 2 и 3) в усилении узкой компоненты корреляционных кривых, аномально сильном магнитном тушении ортопозитрония и повышенной скорости Зу-аннигиляции. Однако эксперименты по изучению влияния химического состава поверхности окислов и температуры на характеристики долгоживущих компонент временных спектров аннигиляции заставляют предполагать 86, что часть атомов позитрония «прилипает» к стенкам пор и образует поверхност-





ные состояния позитрония. Исследование этого вопроса находится пока в начальной стадии, однако уже сейчас можно высказать предположение <sup>27, 86, 98</sup> о возможности в перспективе использовать метод аннигиляции позитронов для изучения хемосорбционных и адсорбционных явлений в пористых системах.

Как уже отмечалось (см. гл. 3), полуширина узкой компоненты, т. е. средняя кинетическая энергия атомов парапозитрония, зависит от состояния окислов. Эта зависимость может быть объяснена <sup>58</sup> различием в размерах дефектов, если рассматривать атом позитрония в дефекте как частицу в потенциальной яме конечной глубины (как это обычно принимается <sup>99</sup> в моделях «свободного» объема). При этом, решая обратную задачу, удается <sup>58</sup> оценить размеры дефектов.

Что касается аномалии магнитного тушения ортопозитрония и Зуаннигиляции в щелочногалоидных кристаллах (см. гл. 2), то качественно эти аномалии могут быть объяснены экситонной моделью <sup>6, 62–84</sup> атома позитрония в кристалле. Указанные аномалии могут быть объяснены и иначе, а именно — эффектом «сжатия» атома позитрония в кристалле. Проведенные нами оценки в рамках модели Зоммерфельда и Велькера <sup>100</sup> показывают (см. также 99), что «сжатие» атома позитрония должно приводить к уменьшению его энергии связи, укорачиванию его времени жизни, увеличению его кинетической энергии (а следовательно, к уширению узкой компоненты 60), аномально слабому магнитному тушению ортопозитрония и повышенной скорости Зу-аннигиляции.

Московский государственный

педагогический институт

им. В. И. Ленина

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. «Аннигиляция позитронов в твердых телах», Сборник статей под ред. Г. С. Жданова, М., ИЛ, 1960. 2. S. Berko, F. Hereford, Rev. Mod. Phys. 28, 299 (1956). 3. R. Ferrel, Rev. Mod., Phys. 28, 308 (1956). 4. P. Wallace, Solid State Phys. 10, 1 (1960).

- Positron Annihilation. Proceedings of the Conference Held at Wayne State University on July 27-29, 1965, Ed. by A. T. Stewart, L. Roelig, New York London, Асаd. Press, 1967. 6. В. И. Гольданский, Физическая химия позитрона и позитрония, М.,
- b. В. И. ГОЛБДАНСКИИ, ФИЗИЧСКАЯ ХИМИЯ ПОЗИТРОНА И ПОЗИТРОНИЯ, И., «Наука», 1968.
  7. I. Ya. Dekhtyar, Czech. J. Phys. 188, 1509 (1968).
  8. В. Л. Седов, УФН 94, 417 (1968).
  9. А. Bisi, А. Fiorentini, L. Zappa, Phys. Rev. 131, 1023 (1963).
  10. А. Gainotti, C. Ghezzi, M. Manfredi, L. Zecchina, Phys. Lett. 244 (1967)

- 25A, 316 (1967).
- A. Gainotti, C. Ghezzi, M. Manfredi, L. Zecchina, Nuovo Cimento 56B, 47 (1968).
   A. Bisi, A. Fiorentini, L. Zappa, Phys. Rev. 134A, 328 (1964).
   C. Bussolati, A. Dupasquier, L. Zappa, Nuovo Cimento 52B, 529
- (1967).
- (1967).
  14. K. P. Singh, R. M. Singru, C. N. R. Rao, Chem. Phys. Lett. 3, 246 (1969).
  15. S. Cova, A. Dupasquier, M. Manfredi, Nuovo Cimento 47B, 263 (1967).
  16. R. Paulin, G. Ambrosino, cm.<sup>5</sup>, crp. 345.
  17. G. Camborini, L. Zappa, Phys. Lett. 27A, 498 (1968).
  18. T. L. Williams, H. J. Ache, J. Chem. Phys. 51, 3536 (1969).
  19. C. Bussolati, L. Zappa, Phys. Rev. 136A, 657 (1964).
  20. R. Paulin, G. Ambrosino, Compt. Rend. 260, 6591 (1965).
  21. R. Paulin, G. Ambrosino, J. de Phys. 29, 263 (1968).
  22. F. M. Eapreer A. B. B. M. FORDARCK MÄ, F. M. Jerender, M. S. M. Jerender, M. S. M. Jerender, M. S. M. S. M. J. S. M. Jerender, M. S. M. J. S. M. J.

- 21. П. Ганги, С. Ашьтовино, З. цегиу. 29, 205 (1905).
   22. Г. М. Бартенев, А. З. Варисов, В. И. Гольданский, Б. М. Левин, А. Д. Мокрушин, А. Д. Цыганов, ФТТ 11, 3178 (1969).
   23. S. Y. Chuang, S. J. Тао, Bull. Amer. Phys. Soc. 14, 89 (1969).
   24. V. G. Kulkarni, R. G. Lagu, G. Chandra, B. V. Thosar, Proc. Indian. Acad. Sci. 70A, 107 (1969).
   25. P. Son A. P. Patro Phys. Lett. 28A, 444 (1968).

- 25. P. Sen, A. P. Patro, Phys. Lett. 28A, 414 (1968). 26. P. Sen, A. P. Patro, Nuovo Cimento 64B, 324 (1969).
- 27. В. И. Гольданский, Б. М. Левин, А. Д. Мокрушин, М. А. Кали-ко, М. Н. Первушина, ДАН СССР **191**, 855 (1970). 28. А. Gainotti, C. Ghezzi, M. Manfredi, Nuovo Cimento **62B**, 121
- (1969).
- 29. А. G'a i notti, C. Ghezzi, Lett. Nuovo Cimento 2, 734 (1969). 30. А. Соколов, Введение в квантовую электродинамику, М., Физматгиз, 1958.
- A. Gainotti, E. Germagnolli, G. Schianchi, L. Zecchina, Phys. Lett. 13, 9 (1964).
   A. Gainotti, E. Germagnolli, G. Schianchi, L. Zecchina,
- Nuovo Cimento 32, 880 (1964).
- 33. A. Bisi, C. Bussolati, S. Cova, L. Zappa, Phys. Rev. 141, 348 (1966).
  34. V. I. Goldanskii, cm. <sup>5</sup>, crp. 183.
  35. A. Fiorentini, Phys. Lett. 25A, 401 (1967).
  36. A. T. Stewart, R. H. March, Phys. Rev. 122, 75 (1961).
  37. M. P. Chawing and D. P. C. Staffacer, R. C. Handred, J. Cham. Phys. Rev. 122, 75 (1961).

- 37. M. P. Chouinard, D. R. Gustafson, R. C. Heckman, J. Chem. Phys. 51, 3554 (1969).

- 38. Erdman, Proc. Phys. Soc. 68, 304 (1955).
- 39. G. Lang, S. De Benedetti, Phys. Rev. 108, 914 (1957).

- 40. R. March, A. Stewart, Canad. J. Phys. 37, 1076 (1959).
  41. A. T. Stewart, N. K. Pope, Phys. Rev. 120, 2033 (1960).
  42. M. King, S. De Benedetti, Bull. Amer. Phys. Soc. 12, 74 (1967).
  43. B. Rozenfeld, W. Swiatkowski, J. Wesolowski, Acta Phys. Polonica 29, 429 (1966). 44. D. Herlach, F. Heinrich, Helv. Phys. Acta 42, 601 (1969). 45. F. Badoux, F. Heinrich, C. Kallmeyer, Helv. Phys. Acta 40, 375
- (1967).
- 46. A. S. Klotz, D. W. Hafemeister, J. Chem. Phys. 49, 5326 (1968).
  47. P. Colombino, I. Degregori, L. Mayrone, L. Trossi, S. De Benedetti, Nuovo Cimento 18, 632 (1960).
- 48. L. Løvseth, Phys. Norveg. 1, 145 (1963). 49. J. H. Kusmiss, J. B. Shand, J. J. Donaghy, A. T. Stewart, Bull. Am. Phys. Soc. 9, 394 (1964).
  50. J. H. Kusmiss, A. T. Stewart, cm. <sup>5</sup>, crp. 341.
  51. P. Colombino, F. Fiscella, Nuovo Cimento 58B, 413 (1968).

- А. Д. Цыганов. А. З. Варисов, А. Д. Мокрушин, Е. П. Про-копьев, ФТТ 11, 2079 (1969).
   Г. М. Бартенев, А. З. Варисов, В. И. Гольданский, А. Д. Цы-ганов, Журн. структурной химии 11, 286 (1970).
- 54. Г. М. Бартенев, А. Д. Цыганов, А. З. Варисов, ФТТ 12, 669 (1970).
- 55. G. Coussot, Phys. Lett. 30A, 138 (1969). 56. W. Brandt, G. Coussot, R. Paulin, Phys. Rev. Lett. 23, 522 (1969). 57. Г. М. Бартенев, А. Д. Цыганов, А. З. Варисов, Е. П. Прокопьев, ЖЭТФ 58, 1904 (1970).
- 58. Г. М. Бартенев, А. З. Варисов, В. И. Гольданский, А. Д. Мок-рушин, А. Д. Цыганов, ФТТ 12, вып. 12 (1970).
   59. L. Page, М. Heinberg, J. Wallace, Т. Trout, Phys. Rev. 98, 206
- (1955).
- 60. R. de Zafra, W. Joyner, Phys. Rev. 112, 19 (1958).
- 60. К. се Zатга, W. Jоулег, Phys. Rev. 112, 19 (1958).
  61. Г. М. Бартенев, С. М. Бреховских, А. З. Варисов, Л. М. Ланда, А. Д. Цыганов, ФТТ 12, 1249 (1970).
  62. Г. М. Бартенев, С. М. Бреховских, А. З. Варисов, Л. М. Ланда, А. Д. Цыганов, Неорганические материалы 6 (9), 1553 (1970).
  63. Р. Соlombino, I. Degregori, L. Mayrone, L. Trossi, S. De Benedetti, Phys. Rev. 119, 1665 (1960).
  64. F. Badoux, F. Heinrich, Helv. Phys. Acta 39, 591 (1966).
  65. М. Маринов, Т. Троев, С. Дамянов, Т. Даяков, Изв. Физ. инта с АНЕБ 18, 85 (1969).

- с АНЕБ 18, 85 (1969).
- 66. А. Д. Цыганов, С. А. Дембовский, В. И. Михайлов, ФТП 4, 2184 (1970).
- 67. Е. П. Прокопьев, Кандидатская диссертация (ИХФ АН СССР, М., 1964).
- 68. Г. М. Бартенев, А. Д. Цыганов, Е. П. Прокопьев, А. З. Варисов, Изв. Вузов (Физика) (1971). 69. А. В. Иванова, Е. П. Прокопьев, ЖЭТФ 48, 1155 (1965). 70. В. И. Гольданский, А. В. Иванова, Е. П. Прокопьев, ЖЭТФ
- 47, 659 (1964).
- В. И. Гольданский, Е. П. Прокопьев, ФТТ 8, 515 (1966).
   В. И. Гольданский, А. В. Иванова, Е. П. Прокопьев, сб. «Ядерная химия», М., «Наука», 1965, стр. 249.
- 73. C. F. Lebeda, D. M. Schrader, Phys. Lett. 178, 24 (1969).

- 74. В. И. Гольданский, Е. П. Прокопьев, ФТТ 6, 3301 (1969).
  75. Е. П. Прокопьев, ФТТ 8, 464 (1966).
  76. В. И. Гольданский, Е. П. Прокопьев, в сборнике «Ядерная химия», М., «Наука», 1965, стр. 282.
- 77. В. И. Гольданский, Е. П. Прокопьев, в сборнике «Ядерная химия», М., «Наука», 1965, стр. 290.
  78. W. Brandt, см. <sup>5</sup>, стр. 155.
  79. S. M. Neamten, R. I. Verrall, Phys. Rev. 134A, 1252 (1964).
  90. С. W. V. S. S. M. Neamten, R. I. Verrall, Phys. Rev. 134A, 1252 (1964).

- 80. С. И. Урбанович, ДАН БССР 11, 187 (1967); 13, 26 (1969). 81. А. Міlls, Phys. Lett. 26А, 286 (1968). 82. В. И. Гольданский, Е. П. Прокопьев, Письма ЖЭТФ 4, 422 (1966).

- 83. Е. П. Прокопьев, Известия ТСХА, вып. 1, 227 (1970). 84. Е. П. Прокопьев, Известия ТСХА, вып. 5, 197 (1970). 85. В. И. Гольданский, Б. М. Левин, А. Д. Мокрушин, Письма ЖЭТФ 11, 37 (1970).
- УФН, т. 103, вып. 2 11

- 86. Г. М. Бартенев, А. З. Варисов, В. И. Гольданский, М. Н. Плетнев, Е. П. Прокопьев, А. Д. Цыганов, ДАН СССР (1971). 87. S. De Benedetti, C. Cowan, W. Konneker, H. Primakoff,
- Phys. Rev. 77, 208 (1950).
- 88. J. H. Kusmiss, J. B. Shand, J. J. Donaghy, A. T. Stewart, Bull. Amer. Phys. Soc. 9, 394 (1964).
- 89. С. Э. Фриш, Оптические спектры атомов М.-Л., Физматгиз, 1963, стр. 196. 90. В. И. Гольданский, Е. П. Прокопьев, А. Д. Цыганов, ЖСХ 11, 1123 (1970).
- 91. А. А. Левин, Я. К. Сыркин, И. Е. Дяткина, Успехи химии 38, 193 (1969).
- (1969).
  92. Р. Л. Баринский, В. И. Нефедов, Рентгеноспектральное определение заряда атомов в молекулах, М., «Наука», 1966.
  93. R. Bell, R. Craham, Phys. Rev. 90, 644 (1953).
  94. W. Brandt, L. Eder, S. Lunqvist, Phys. Rev. 142, 165 (1966).
  95. Г. М. Бартенев, А. З. Варисов, В. И. Гольданский, Е. П. Прокопьев, А. Д. Цыганов, ЖЭТФ (1971).
  96. W. Brandt, R. Paulin, Phys. Rev. Lett. 21, 193 (1968).
  97. R. Paulin, Rapp. CEA, N 3804, 122 (1969).

- 98. А. Д. Мокрушин, А. Д. Цыганов, Е. П. Прокопьев, Кинетика и катализ 11 (3), 808 (1970).
   99. W. Brandt, S. Berko, W. W. Walkev, Phys. Rev. 120, 1289 (1960).
- 100. A. Sommerfeld, H. Welker, Ann. d. Phys. 32, 56 (1938).

Добавление при корректуре. Приведем еще целый ряд работ 101-120, появившихся в последнее время, которые с еще большей полнотой характеризуют сложность пропесса аннигиляции позитронов в ионных кристаллах:

- 101. D. Herlach, F. Heinrich, Phys. Lett. 31A, 47 (1970). 102. K. R. Singh, R. M. Singru, C. N. R. Rao, Phys. Lett. 32A, 10 (1970). 103. A. Dupasquier, Lett. Nuovo Cimento 4, 13 (1970). 104. H. F. Waung, W. Brandt, Bull. Am. Phys. Soc. 13, 1473 (1968). 105. P. Haptoniczy, J. B. Lawbe, Perpert TKY, FA124 (4070).

- 104. H. F. Waung, W. Brandt, Bull. Am. Phys. Soc. 13, 1473 (1968).
  105. P. Hantojarvi, P. Jauho, Report TKK-F-Al31 (1970).
  106. T. M. Kelly, J. A. Merrigan, Bull. Am. Phys. Soc. 14, 731 (1969).
  107. M. Bertolaccini, A. Dupasquier, Phys. Rev. (B) 1, 2896 (1970).
  108. K. Teuvo, Soumalais tiedeakat toimituks, Sar. A VI, No. 130, 1963, p. 16.
  109. R. K. V. Ramana, M. S. R. Murthy, E. Kondiah, Proc. Nucl. Phys. and Sol. Statl. Phys., Sympos. Bombay, 1968, vol. 3, S. 1, p. 79.
  100. M. Bertolaccini, A. Bisi, G. Gamborini, Z. Sappa, J. Phys. (C) (Proc. Phys. Soc.), Preprint, 1970.
  111. Г. М. Бартенев, М. Н. Плетнев, Е. П. Прокопьев, А. З. Варисов, Изв. вузов (Физика), № 7, 71 (1970).
  113. J. C. Garg, B. L. Saraf, Chem. Phys. Lett. 5, 591 (1970).
  114. K. R. Singh, R. M. Singru, Ind. Inst. Techn. Kanpur, Techn. Report. No. 44/70 (1970).
- No. 44/70 (1970).
- 115. K. P. Singh, R. M. Singru, Ind. Inst. Techn. Kanpur. Techn. Report, No. 43/70 (1970).
- 116. G. Coussot, R. Paulin, J. Phys. (C) 3, L100 (1970).
- 117. A. Greenberger, A. P. Mills, A. Thompson, S. Berko, Phys. Lett. 32A, 72 (1970).
- 118. A. T. Stewart, C. H. Hodges, B. T. A. McKee, W. Triftshau-ser, Bull. Am. Phys. Soc. 15, 811 (1970).
- 119. S. V. Chuang, S. J. Tao, J. Chem. Phys. 52, 749 (1970). 120. M. B. Perkal, W. B. Walters, J. Chem. Phys. 53, 190 (1970).