

УДК 535.34—32.01
 © 1991

РЕЗОНАНСЫ ФОРМЫ В РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРАХ ПОГЛОЩЕНИЯ КРИСТАЛЛА ГЕКСАГОНАЛЬНОГО НИТРИДА БОРА

А. С. Виноградов, С. В. Некипелов, А. А. Павлычев

В рамках квазимолекулярного подхода проведено совместное рассмотрение ближней тонкой структуры K -спектров поглощения атомов бора и азота в слоистом кристалле гексагонального нитрида бора. Свободные локализованные состояния в твердом теле аппроксимированы с помощью молекулярных состояний (резонансов формы) кластера B_3N_3 , позволяющего учесть также π -взаимодействие между атомами бора и азота в атомном слое кристалла. Окончательная идентификация полос поглощения в спектрах бора и азота дана на основе сравнительного анализа с ранее интерпретированными спектрами поглощения молекул бензола C_6H_6 и боразола $B_3N_3H_6$, демонстрирующими тонкую структуру, по числу и положению деталей подобную структуре спектров кристалла гексагонального нитрида бора. С использованием для описания механизма формирования ближней тонкой структуры рентгеновских спектров поглощения кристалла метод локализованных орбиталей проведено рассмотрение влияния на структуру спектров интерференционных эффектов в окружении поглощающих атомов бора и азота между первой и второй координационными сферами.

Ближняя тонкая структура (БТС) K -спектра поглощения атома бора в слоистом кристалле $BN_{\text{гекс}}$ (рис. 1) неоднократно и тщательно исследовалась с целью получения информации об энергетической структуре его зоны проводимости [1-8]. На основе сопоставления экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов [9-12] в настоящее время общепризнано, что анизотропия химического связывания атомов бора и азота в плоском слое и перпендикулярно к нему [13] обуславливает важнейшие особенности структуры зоны проводимости, а именно: наличие у дна последней узкой π -подзоны и расположенных в области примерно на 10—20 эВ выше двух широких σ -подзон, слабо перекрывающихся с высокоэнергетическим хвостом π -подзоны.

В нашей предыдущей работе [14] был впервые получен с высоким разрешением NK -спектр поглощения $BN_{\text{гекс}}$ и было показано, что отмеченные выше закономерности находят свое четкое отражение и в БТС этого рентгеновского спектра поглощения. Там же на основе проведенного анализа было продемонстрировано, что полосы поглощения A и B (рис. 1), доминирующие в БТС спектров бора и азота и отражающие особенности электронной структуры кристалла $BN_{\text{гекс}}$, можно рассматривать как результат переходов BK - и NK -электронов в сильно локализованные возбужденные состояния кристалла, которые в свою очередь могут быть аппроксимированы с помощью квазимолекулярных возбужденных состояний (резонансов формы) [15, 16] π - и σ -симметрии кластера BN_3^{6-} (D_{3h}), учитывающего характер и симметрию ближайшего окружения атомов в плоском слое кристалла. При этом существенно, что эти π - и σ -возбужденные состояния можно описывать свободными одноэлектронными молекулярными орбиталями (МО), основной вклад в которые дают соответственно $2p_z$ - и $2p_x, y$ -состояния атомов бора и азота, энергетически расщепляемые анизотропным квазимолекулярным полем кластера.

Вместе с тем при использованном квазимолекулярном подходе, так же как и в случае рассмотрения структуры спектров на основе зонных рас-

четов [5, 6, 8, 11, 12], остается без объяснения целый ряд важных деталей тонкой структуры, наиболее четко проявляющихся в НК-спектре поглощения. В первую очередь это относится к полосам A' и C , имеющим в спектре азота интенсивности, сравнимые по величине с интенсивностью основных полос A и B . Поэтому основной задачей данной работы является проведение в рамках расширенного квазимолекулярного подхода БТС более полного анализа БТС рентгеновских спектров поглощения кристалла гексагонального нитрида бора.

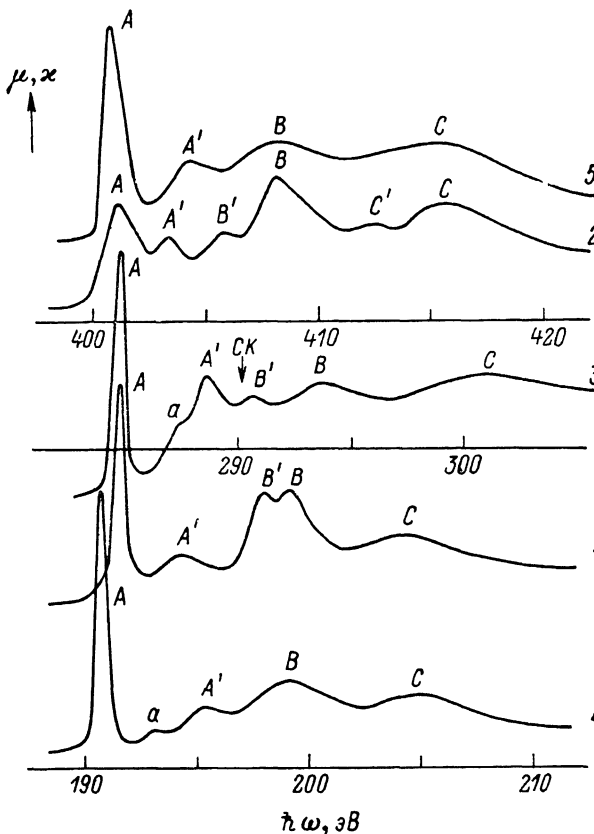
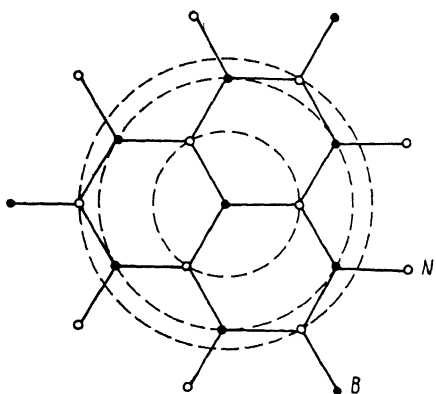


Рис. 1. Ближняя тонкая структура рентгеновских спектров поглощения кристалла гексагонального нитрида бора.

ВК-спектр (кривая 1 [1]) и НК-спектр (кривая 2 [14]) $\text{BN}_{\text{гекс}}$ энергетически совмещены по положению первого резонанса A . Для сравнения приведены спектры молекулы боразола $\text{B}_2\text{N}_2\text{H}_6$ (кривые 4 и 5 — ВК- и НК-спектры соответственно [21]) и молекулы бензола C_6H_6 (кривая 3 — СК-спектр [17], совмещенный со спектрами $\text{BN}_{\text{гекс}}$ по положению резонанса A).

Прежде всего представляется естественным связать недостатки предыдущего рассмотрения с не совсем удачным выбором кластера BN_3^{6-} для интерпретации спектров кристалла $\text{BN}_{\text{гекс}}$. Другими словами, это означает, что свободные МО треугольной квазимолекулы BN_3^{6-} недостаточно полно представляют систему локализованных возбужденных состояний кристалла. Так как по природе химической связи в слое гексагональный нитрид бора подобен графиту и молекуле бензола C_6H_6 [18], то на его электронную структуру, как и в случае графита и бензола, заметное влияние должно оказывать π -взаимодействие атомов бора и азота, образующих в кристалле плоские гексагональные сетки (рис. 2). Ранее на примере рентгеновских спектров поглощения молекулы бензола и ее производных [17, 18] было показано, что π -взаимодействие в бензольном кольце играет важную роль в процессе формирования БТС этих спектров, свидетельствуя, таким образом, о необходимости учета влияния на этот процесс всех атомов бензольного кольца, а не только ближайших.

Выберем в гексагональном нитриде бора новый кластер таким образом, чтобы он позволял учесть наличие в кристалле π -взаимодействия атомов бора и азота. С учетом характера расположения атомов в плоском слое минимальный необходимый кластер в этом случае представляет собой совокупность трех гексагонов (рис. 2), что соответствует учету первых трех координационных сфер вокруг центрального атома. Выбор в качестве центрального атома кластера атома бора или азота не принципиален, так как эти атомы занимают в плоском слое симметричные позиции. Заметим, что выбранный таким образом кластер $\text{BN}_3\text{B}_6\text{N}_3$ остается плоским (расстояние между слоями 3.33 \AA больше радиуса третьей координационной сферы, равного 2.9 \AA [19]) и имеет такую же группу симметрии D_{3h} как и первоначальный кластер $\text{BN}_3^{\delta-}$. В свою очередь по соображениям симметрии очевидно, что при рассмотрении интересующей нас системы свободных состояний нового кластера можно ограничиться в хорошем приближении учетом состояний только одного гексагона B_3N_3 . В рамках



квазимолекулярного подхода естественно также ожидать, что система свободных состояний твердотельного кластера B_3N_3 будет подобна системе состояний молекулы боразола $\text{B}_3\text{N}_3\text{H}_6$, также представляющей собой гексагон из чередующихся атомов бора и азота и являющейся изоэлектронным

Рис. 2. К выбору кластера $\text{BN}_3\text{B}_6\text{N}_3$ в кристалле гексагонального нитрида бора.

Штриховыми линиями показаны первые три координационные сферы, включаемые в кластер.

аналогом молекулы бензола [20]. Дадим теперь идентификацию деталей БТС рентгеновских спектров кристалла $\text{BN}_{\text{гекс}}$ на основе их сравнительного анализа с соответствующими спектрами молекул $\text{B}_3\text{N}_3\text{H}_6$ и C_6H_6 .

Все обсуждаемые спектры приведены на рис. 1. Для удобства сравнения энергетические шкалы спектров бора и азота совмещены по положению первой полосы поглощения A в спектрах $\text{BN}_{\text{гекс}}$. Такое совмещение, справедливое при допущении одинакового происхождения полосы A в обоих спектрах, дает для энергетического расстояния между K -уровнями атомов азота и бора в кристалле величину 209.4 эВ , что не сильно отличается от экспериментально определенного значения 207.7 эВ [22], использованного для совмещения спектров $\text{BN}_{\text{гекс}}$ в предыдущей работе [14].

При сравнении легко обнаруживается поразительное сходство БТС соответствующих спектров кристалла $\text{BN}_{\text{гекс}}$ и молекулы $\text{B}_3\text{N}_3\text{H}_6$ как по числу и интенсивностям деталей структуры, так и по их взаимному энергетическому положению. Аналогичное соответствие наблюдается между спектрами $\text{BN}_{\text{гекс}}$ и $\text{B}_3\text{N}_3\text{H}_6$, с одной стороны, и CK -спектром молекулы C_6H_6 — с другой. Такая корреляция БТС сравниваемых спектров однозначно подтверждает сделанное выше предположение о заметной роли π -взаимодействия в формировании системы свободных электронных состояний в кристалле $\text{BN}_{\text{гекс}}$ и дает возможность легко идентифицировать большинство деталей БТС спектров кристалла на основе известной интерпретации спектров молекулы бензола [17, 18] и боразола [21].

В данном подходе низшие свободные состояния твердотельного кластера B_3N_3 (D_{3h}), как и молекулы $\text{B}_3\text{N}_3\text{H}_6$ (D_{3h}), могут быть описаны с помощью разрыхляющих π -МО e'' - и a''_2 -симметрии, аналогичных орбиталям e_{2u} - и b_{2g} -симметрии в случае молекулы C_6H_6 (D_{6h}) [23]. Дипольно разрешенными переходами для K -электронов атомов азота (МО $1a'_1$, $1e'$) и бора (МО $2a'_1$, $2e'$) в кластере B_3N_3 на свободные π -МО являются переходы

$1e' (2e') \rightarrow \pi e''$ и $1a'_1 (2a'_1) \rightarrow \pi a''_2$. Так как первый из этих переходов происходит между двукратно вырожденными e -состояниями, то он должен быть более интенсивным, нежели второй переход между невырожденными состояниями a -симметрии. С учетом вышеизложенного и результатов идентификации спектров C_6H_6 [17, 18] и $V_3N_3H_6$ [21] естественно связать с переходами в π -состояния полосы A и A' в спектрах $BN_{\text{гекс}}$. Сразу же заметим, что такая интерпретация этих полос объясняет ранее экспериментально установленные факты одинакового поведения полос A и A' в BK -спектре в экспериментах с поляризованным излучением [3, 5, 6] и подобного углового распределения рассеянных электронов с характеристическими потерями энергий, соответствующими переходам внутренних электронов в низшие свободные состояния [8].

Величина расщепления свободных π -МО в кристалле гексагонального нитрида бора, примерно одинаковая по данным разных спектров (в BK -спектре — 2.2 [1], 2.5 [3, 5, 6] и 3.0 эВ [8]; в NK -спектре — 2.3 эВ [14]), свидетельствует о значительной силе π -взаимодействия в кристалле. Вместе с тем она заметно меньше, чем в случае молекулы $V_3N_3H_6$ (4.4 и 3.3 эВ для BK - и NK -спектров [21]) и молекулы C_6H_6 (3.8 эВ для CK -спектра [17, 18]). Следует отметить явную корреляцию величины расщепления свободных π -МО и межатомного расстояния в ряду C_6H_6 (1.396 Å [24]), $V_3N_3H_6$ (1.436 Å [24]) и $BN_{\text{гекс}}$ (1.45 Å [19]), которая проявляется в уменьшении величины расщепления при увеличении межатомного расстояния. Это расщепление, характеризующее силу π -взаимодействия и степень делокализации по кольцу π -электронной плотности (неподеленных электронных пар атомов азота в случае $BN_{\text{гекс}}$ и $V_3N_3H_6$), должно быть связано также с зарядовыми состояниями атомов бора и азота в соединениях $BN_{\text{гекс}}$ и $V_3N_3H_6$, которые в свою очередь будут связаны с величинами энергий соответствующих переходов. Первый переход в π -состояние (полоса A) в NK -спектрах $V_3N_3H_6$ и $BN_{\text{гекс}}$ имеет в пределах точности двух разных экспериментов примерно одинаковую энергию (400.9 и 401.2 эВ), а в BK -спектрах он заметно больше для $BN_{\text{гекс}}$ (191.8 эВ) в сравнении с $V_3N_3H_6$ (190.95 эВ). Увеличение энергии $2e' \rightarrow \pi e''$ перехода в кристалле однозначно свидетельствует об уменьшении на атоме бора величины отрицательного π -заряда, переносимого с атома азота вследствие делокализации π -электронной плотности по кольцу V_3N_3 , и, следовательно, указывает на ослабление π -взаимодействия в кристалле $BN_{\text{гекс}}$ в сравнении с молекулой $V_3N_3H_6$, что, как мы видели, находит свое отражение также в уменьшении величины расщепления ΔE свободных π -состояний и увеличении межатомного расстояния d (B—N).

В рамках используемого подхода понятно и различие интенсивностей соответствующих переходов в π -состояния в разных спектрах. Как видно из рис. 1, интенсивность этих переходов (полос A и A') относительно более высокоэнергетической структуры заметно выше в случае BK -спектров по сравнению с NK -спектрами. π -связь между атомами бора и азота в кольце осуществляется парами $2p_z$ π -электронов атомов азота [20], поэтому π -электронная плотность в значительной степени будет оставаться на азотных центрах, что и обеспечивает меньшую вероятность переходов в свободные π -состояния для K -электронов атомов азота. Отметим, что обсуждавшееся выше ослабление π -взаимодействия при переходе от $V_3N_3H_6$ к $BN_{\text{гекс}}$ сопровождается логично следующим из данного рассуждения уменьшением интенсивности π -полос в NK -спектре.

Таким образом, первые две полосы поглощения A и A' в спектрах $BN_{\text{гекс}}$ отражают наличие в кристалле двух наиболее низко лежащих свободных состояний π -симметрии, локализованных перпендикулярно плоскости слоя и энергетически разнесенных вследствие π -взаимодействия атомов бора и азота в кольце V_3N_3 . Обусловленная этим взаимодействием делокализация π -электронной плотности означает многоцентровый характер МО, описывающих эти состояния. Очевидно, что для корректного рассмотрения σ -состояний, определяющих более сильное σ -взаимодействие

атомов бора и азота в плоском слое [20], необходимо также учитывать многоцентровость их МО, т. е. рассматривать свободные состояния по крайней мере одного гексагона B_3N_3 . На основе сравнительного анализа спектров $BN_{\text{гекс}}$, C_6H_6 и $B_3N_3H_6$ мы связываем полосы B и C в спектрах кристалла гексагонального нитрида бора с $\sigma a'_1$ - и $\sigma e'$ -состояниями кластера B_3N_3 .

Как указывалось выше, локализованные свободные состояния твердотельного кластера можно также рассматривать как резонансы формы, которые возникают в результате резонансного рассеяния фотоэлектрона, выходящего из поглотившего рентгеновский квант атома, на соседних атомах [15, 16, 25]. При таком подходе для рядов простых изоэлектронных молекул и кластеров удается понять эмпирически установленную, близкую к линейной, взаимосвязь между энергетическим положением σ -резонанса (относительно уровня вакуума [26, 27] или π -резонанса [28]) и межатомным расстоянием. В нашей работе [17], посвященной обсуждению СК-спектра более сложной молекулы C_6H_6 , было высказано предположение, что в этом случае число σ -резонансов и их энергетическое положение должны определяться числом различных межатомных расстояний до рассеивающих центров в этой молекуле (три). МРВ-расчеты, выполненные в [17, 18], в общем подтвердили, что таких резонансов в спектре действительно

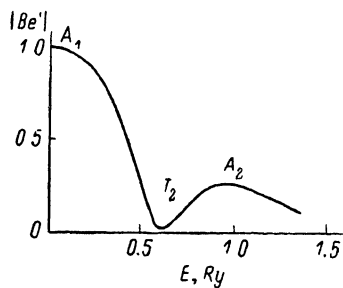


Рис. 3. Энергетическая зависимость коэффициента отражения $|B_{e'}|$ для pe' -фотоэлектронов атома азота в кластере от окружения при учете интерференции в нем.

три, правда, один очень слабый по интенсивности. Вместе с тем авторы работ [18, 21] обратили внимание на то, что энергетические положения отдельных σ -резонансов (полос B и C) в спектрах C_6H_6 и $B_3N_3H_6$ не связаны с межатомными расстояниями посредством ранее установленной линейной зависимости: с межатомным расстоянием коррелирует лишь средневзвешенное по интенсивности положение резонансов B и C .

Дадим качественное объяснение этого результата, используя для описания механизма формирования БТС K -спектров поглощения кристалла $BN_{\text{гекс}}$ (молекулы $B_3N_3H_6$) метод локализованных орбиталей [29-31]. Выделяя атом, поглотивший квант, как подсистему и рассматривая оставшиеся атомы в кристалле как его окружение, сечение фотопоглощения внутренней электронной оболочки можно представить как атомное, искаженное действием потенциала окружения W . Основываясь на результатах исследований БТС K -спектров поглощения различных химических соединений [30-34], для описания основных особенностей в спектральном распределении сил осцилляторов переходов из $1s$ -оболочки можно ограничиться изучением деформации фотоэлектронной волны в поле W и пренебречь смещением парциальной p -волны фотоэлектрона с другими волнами с $l \neq 1$. Последнее приближение означает, что анизотропия потенциала окружения проявляется прежде всего в расщеплении p -состояний возбужденного атома на $a''_2 p_x$ - и $e' p_{x,y}$ -компоненты, ориентированные по нормали к атомным слоям и вдоль них. Наиболее сильные отклонения от атомного спектрального распределения сил осцилляторов для $1s \rightarrow p$ -переходов, происходящие из-за интерференции расходящейся из ионизованного атома и рассеянных на атомах окружения фотоэлектронных волн, будут наблюдаться в $e' p_{x,y}$ -канале, так как амплитуда отраженной волны $B_{e'}$, распространяющейся вдоль плоского атомного слоя, значительно превосходит амплитуду $B_{a''_2}$ волны, направленной по нормали к нему.

Отражение медленных фотоэлектронов от окружения, как правило, определяется потенциалом ближайшей координационной сферы. Однако если отражение от следующих координационных сфер не мало, то в окру-

жений возникает сильная интерференция, которая приводит к дополнительным отличиям от атомного спектра. При наличии в окружении двух сильно отражающих координационных сфер амплитуда отражения от окружения, согласно [34], приближенно описывается выражением

$$B = (b_1 + b_2 q_1) / (1 - a_{12}),$$

где b_j — амплитуда отраженной волны от изолированной координационной сферы, расположенной на расстоянии R_j от возбужденного атома и характеризуемой координационным числом N_j . Величины q_1 и a_{12} описывают преломление фотоэлектронной волны потенциалом первой координационной сферы и интерференцию рассеянных волн в области между первой и второй координационными сферами. Для низкоэнергетических фотоэлектронов отражающая способность j -й координационной сферы характеризуется параметром $\zeta = N_j c_{0j} / (kR_j^2)$, где c_{0j} — длина рассеяния на атомах j -й сферы, $k = \sqrt{E}$, E — энергия фотоэлектрона [32]. Отсюда следует, что спектральное распределение интенсивности $1s \rightarrow e'p$ -переходов в кристалле $\text{BN}_{\text{гео}}$ не может быть объяснено, если ограничиться кластером, включающим только ближнюю координационную сферу. Роль интерференционных эффектов должна быть особенно заметной в случае NK -спектра поглощения, поскольку в кластере $\text{NB}_3\text{N}_6\text{B}_3$ вторая координационная сфера образована шестью атомами азота, длина рассеяния на которых существенно больше, чем на атомах бора. Оценки показывают, что при ионизации NK -оболочки $|b_1| \approx |b_2|$ и следует ожидать заметного проявления интерференционных эффектов в формировании ВТС K -спектра поглощения атома азота в кристалле $\text{BN}_{\text{гео}}$. Влиянием третьей координационной сферы пренебрегаем, так как она образована всего лишь тремя слабо рассеивающими атомами бора.

Интерференция рассеянных фотоэлектронных волн внутри двух координационных сфер окружения [34] приводит к появлению вблизи порога ионизации области повышенного отражения $e'p$ -фотоэлектронов A_1 , за которой следует «окно» прозрачности T_1 и вновь область повышенного отражения A_2 (рис. 3). Такое поведение коэффициента отражения $|B_r|$ объясняет наличие двух интенсивных полос поглощения B и C и указывает на зависимость их энергетических положений от силы интерференционных эффектов в области между первой и второй координационными сферами. Другими словами, это означает, что в случае молекул C_6H_6 , $\text{B}_3\text{N}_3\text{H}_6$ и кристалла $\text{BN}_{\text{гео}}$ рассеяние фотоэлектрона на атомах первой и второй координационных сфер нельзя рассматривать происходящим независимо и, как следствие, невозможно связать с помощью простой эмпирической зависимости энергетическое положение отдельного σ -резонанса с конкретным межатомным расстоянием. Вполне очевидно, что в рамках использованного выше МО-подхода обсуждаемую особенность спектров C_6H_6 , $\text{B}_3\text{N}_3\text{H}_6$ и $\text{BN}_{\text{гео}}$ естественно связывать с многоцентровостью МО, описывающих свободные состояния.

Список литературы

- [1] Fomichev V. A., Rumsh M. A. // J. Phys. Chem. Solids. 1968. V. 29. P. 1015—1024.
- [2] Фомичев В. А. // ФТТ. 1971. Т. 13. № 3. С. 907—909.
- [3] Brown F. C., Bachrach R. Z., Skibowski M. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. P. 2633.
- [4] Leapman R. D., Silcox J. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 1361.
- [5] Barth J., Kunz C., Zimkina T. M. // Solid State Commun. 1980. V. 36. P. 453—459.
- [6] Davies B. M., Bassani F., Brown F. C., Olson C. G. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. P. 3537—3546.
- [7] Hosoi J., Oikawa T., Inoue M., Matsui Y., Endo T. // J. Electron Spectrosc. Rel. Phenom. 1982. V. 27. P. 243—254.
- [8] Leapman R. D., Fejes P. L., Silcox J. // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. P. 2361—2373.
- [9] Doni E., Parravicini G. R. // Nuovo Cimento B. 1969. V. 64. P. 117.
- [10] Нахмансон М. С., Барановский В. И. // ФТТ. 1970. Т. 12. № 8. С. 2458—2459.
- [11] Нахмансон М. С., Смирнов В. П. // ФТТ. 1971. Т. 13. № 11. С. 3288—3294.

- [12] Robertson J. // *Phys. Rev. B.* 1984. V. 29. P. 2131—2137.
- [13] Krebs Г. Основы кристаллохимии неорганических соединений. М.: Мир, 1971.
- [14] Некипелов С. В., Акимов В. Н., Виноградов А. С. // *ФТТ. Наст. вып.* С. 663—667.
- [15] Виноградов А. С., Акимов В. Н., Зимкина Т. М., Павлычев А. А. // *Изв. АН СССР, сер. физ.* 1985. Т. 49. С. 1458—1462.
- [16] Виноградов А. С. // *Автореф. докт. дис. Л., ЛГУ, 1987.*
- [17] Акимов В. Н., Виноградов А. С., Павлычев А. А., Сивков В. Н. // *Опт. и спектр.* 1985. Т. 59. № 2. С. 342—347.
- [18] Horsley J. A., Stöhr J., Hitchcock A. P., Newbury D. C., Johnson A. L., Sette F. // *J. Chem. Phys.* 1985. V. 12. P. 6099—6107.
- [19] Wyckoff R. W. G. *Crystal Structures.* New York: Interscience, 1965. V. 1.
- [20] Коттон Ф., Уилкинсон Дж. Основы неорганической химии. М.: Мир, 1979.
- [21] Doering J. P., Gedanken A., Hitchcock A. P., Fischer P., Moore J., Olthoff J. K., Tossell J., Raghavachari K., Robin M. B. // *J. Amer. Chem. Soc.* 1986. V. 108. P. 3602—3608.
- [22] Hamrin K., Johansson G., Gelius U., Nordling C., Siegbahn K. // *Phys. Scripta.* 1970. V. 1. P. 277.
- [23] Герцберг Г. Электронные спектры и строение многоатомных молекул. М.: Мир, 1969.
- [24] Calloman J. H., Hirota E., Kuchitsu K., Klafferty W. J., Maki A. G., Pote C. S. *Structure Data of Free Polyatomic Molecules.* Landolt—Börnstein. V. 7. Berlin: Springer, 1976.
- [25] Dehmer J. L., Dill D. // *Symposium on Electron—Molecule Collisions / Ed. by I. Shimamura, M. Matsuzawa.* Univ. of Tokyo, 1979. P. 95.
- [26] Hitchcock A. P., Beaulieu S., Steel T., Stöhr J., Sette F. // *J. Chem. Phys.* 1984. V. 80. P. 3927.
- [27] Sette F., Stöhr J., Hitchcock A. P. // *J. Chem. Phys.* 1984. V. 81. P. 4906—4914.
- [28] Некипелов С. В., Акимов В. Н., Виноградов А. С. // *ФТТ.* 1988. Т. 30. № 12. С. 3647—3651.
- [29] Павлычев А. А., Кондратьева И. В. // *ФТТ.* 1986. Т. 28. № 3. С. 837—843.
- [30] Павлычев А. А., Виноградов А. С., Потапов С. С. // *ФТТ.* 1988. Т. 30. № 12. С. 3683—3690.
- [31] Pavlychev A. A., Vinogradov A. S., Akimov V. N., Nekipelov S. V. // *Physica scripta.* 1990. V. 41. P. 160—163.
- [32] Павлычев А. А., Барри А. // *ФТТ.* 1990. Т. 32. № 1. С. 127—132.
- [33] Павлычев А. А., Виноградов А. С. // В сб. «Электронные и молекулярные процессы на межфазовых границах». Л.: Изд-во ЛГУ, 1989. С. 132—150.
- [34] Pavlychev A. A., Barry A., Vinogradov A. S. // *Physica Scripta.* 1991. V. 42.

Ленинградский государственный университет
НИИФ

Поступило в Редакцию
18 октября 1990 г.