

УДК 537.611.43

©1993

ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КРИСТАЛЛЕ $\text{Cs}_2\text{NaInCl}_6:\text{Fe}^{3+}$

*С.М.Ахмин, В.П.Мейкляр, А.Е.Усачев, М.М.Шакирзянов,
С.В.Юртаева, Ю.В.Яблоков*

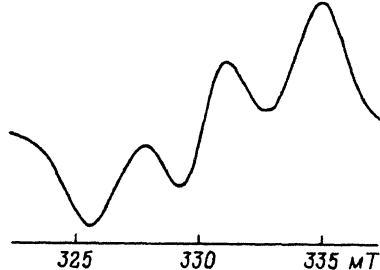
Методом ЭПР и ДЭЯР при 4.2 К экспериментально исследуются электронно-ядерные взаимодействия примесного иона Fe^{3+} в кристалле $\text{Cs}_2\text{NaInCl}_6$ со структурой эльпасолита. Обнаружены взаимодействия иона Fe^{3+} с ядрами трех координационных сфер $^{35,37}\text{Cl}$, ^{133}Cs , ^{23}Na . Получены параметры суперсверхтонких и квадрупольных взаимодействий перечисленных ядер. Спектры ДЭЯР ядер ^{133}Cs , ^{23}Na описываются ядерным спиновым гамильтонианом, содержащим члены суперсверхтонкого, квадрупольного и ядерного зеемановского взаимодействия. Спектры ДЭЯР лигандов $^{35,37}\text{Cl}$ описываются ядерным спиновым гамильтонианом, содержащим дополнительно к указанным членам члены более высокого порядка вида S^3I , S^2I^2 , SI^3 . Динамика релаксационных процессов в многоуровневой электронно-ядерной системе обсуждается в предположении эффективности запрещенных кросс-релаксационных переходов. Оценены значения спиновых плотностей в комплексе $\text{Fe}^{3+}\text{Cl}_6^-$.

Ранее сообщалось об исследовании методом ДЭЯР электронно-ядерных взаимодействий в кристаллах хлоридов структуры эльпасолита $\text{Cs}_2\text{NaMCl}_6$ ($M=\text{Y, In}$), легированных ионами Cr^{3+} , Yb^{3+} , Gd^{3+} и Ce^{3+} [1-6]. Предполагалось, что кристаллы со структурой эльпасолита, легированные ионами переходных металлов, являются перспективным материалом для получения на их основе лазерной генерации. Поскольку к настоящему моменту его предположение подтверждено созданием на поликристаллическом образце $\text{Cs}_2\text{NaCr}_{0.01}\text{Y}_{0.99}\text{Cl}_6$ твердотельного перестраиваемого лазера [7], то на наш взгляд, продолжение исследований лигандных сверхтонких (ЛСТВ) и лигандных квадрупольных (ЛКВ) взаимодействий примесных ионов (и прежде всего ионов группы железа) в кристаллах хлоридов с аналогичной структурой представляет несомненный интерес.

1. Экспериментальные результаты

В настоящей работе впервые методом ДЭЯР исследован кристалл $\text{Cs}_2\text{NaInCl}_6:\text{Fe}^{3+}$. Монокристаллы выращивались из предварительно обезвоженной шихты методом Бриджмена. В процессе роста кристалла примесный трехвалентный ион Fe^{3+} ($3d^5$, $^6S_{5/2}$) изоморфно замещает ион In^{3+} и ближайшие три координационные сферы окружения парамагнитного центра составляют соответственно октаэдр ионов Cl^- , куб ионов Cs^+ и октаэдр ионов Na^+ .

Рис. 1. Спектр ЭПР иона Fe^{3+} в кристалле $Cs_2NaInCl_6$.
 $T = 4.2$ К, $H_0 \parallel C_4$.



Исследование ЭПР в кристалле $Cs_2NaInCl_6:Fe^{3+}$ проводилось при $T = 4.2$ К на спектрометре ERS-230 3-см диапазона. Кристалл $Cs_2NaInCl_6$ (O_h^5) не претерпевает структурного фазового перехода и сохраняет кубическую симметрию вплоть до температуры жидкого гелия. Спектр ЭПР ионов Fe^{3+} ($S = 5/2$) хорошо описывался спиновым гамильтонианом кубической симметрии с $g = 2.001(2)$ и параметром тонкой структуры (ТС) $b_4 = +0.70(2)$ мТл. Спектр ЭПР представлял собой три линии, содержащие пять переходов ТС (рис. 1). Линии, соответствующие ЭПР переходам $-5/2 \leftrightarrow -3/2$, $1/2 \leftrightarrow 3/2$ и $3/2 \leftrightarrow 5/2$, $-3/2 \leftrightarrow -1/2$, не были разрешены по полю.

Изучение ЛСТВ и ЛКВ проводилось при 4.2 К на модернизированном спектрометре ДЭЯР ЭЯ-1302 3-см диапазона СВЧ с ВЧ (100 кГц) модуляцией постоянного магнитного поля H_0 . Исследовались электронно-ядерные взаимодействия иона Fe^{3+} с ядрами четырех типов: ^{35}Cl ($I = 3/2$, $g_n = 0.54727$), ^{35}Cl ($I = 3/2$, $g_n = 0.4555$), ^{133}Cs ($I = 7/2$, $g_n = 0.732634$) и ^{23}Na ($I = 3/2$, $g_n = 0.4774$) (рис. 2, а, б).

Сигналы ДЭЯР ядер различного типа наблюдались при различных условиях регистрации. Интенсивность сигналов существенным образом зависела от того, на каком из ЭПР переходов регистрация осуществлялась. ДЭЯР ядер ^{133}Cs наблюдался на всех электронных переходах. Сигналы ДЭЯР $^{35,37}Cl$ и ^{23}Na хорошо регистрировались на ЭПР переходах $-5/2 \leftrightarrow -3/2$ и $-3/2 \leftrightarrow -1/2$, отдельные линии в спектре изотопа ^{35}Cl наблюдались на центральном ЭПР переходе $-1/2 \leftrightarrow 1/2$. Интенсивность откликов ДЭЯР уменьшалась по мере увеличения энергии уровней возбуждаемого ЭПР перехода.

К особенностям регистрации ДЭЯР в $Cs_2NaInCl_6:Fe^{3+}$ можно отнести также следующие факты. При насыщении ЭПР переходов ($M \leftrightarrow M + 1$) ядерные переходы для электронных квантовых состояний с $M + 1$ в спектрах $^{35,37}Cl$ не наблюдались, в то время как в спектрах ^{23}Na и ^{133}Cs наблюдались линии для обоих электронных квантовых состояний, хотя линии с $M + 1$ имели меньшую интенсивность. Кроме того, в спектрах $^{35,37}Cl$, ^{23}Na и ^{133}Cs на переходе $-3/2 \leftrightarrow -1/2$ и $^{35,37}Cl$ на переходе $-1/2 \leftrightarrow 1/2$ присутствовали линии для электронного квантового состояния с $M - 1$. Данные эффекты обсуждаются в разделе 2.

Частоты переходов ДЭЯР ядер ^{133}Cs , ^{23}Na аппроксимировались с помощью численной диагонализации матрицы ядерного спинового гамильтониана

$$H_n = A_{\parallel} S_z I_z + A_{\perp} (S_x I_x + S_y I_y) + P/3 [3I_z^2 - I(I + 1)] - g_n \beta_n H I_z, \quad (1)$$

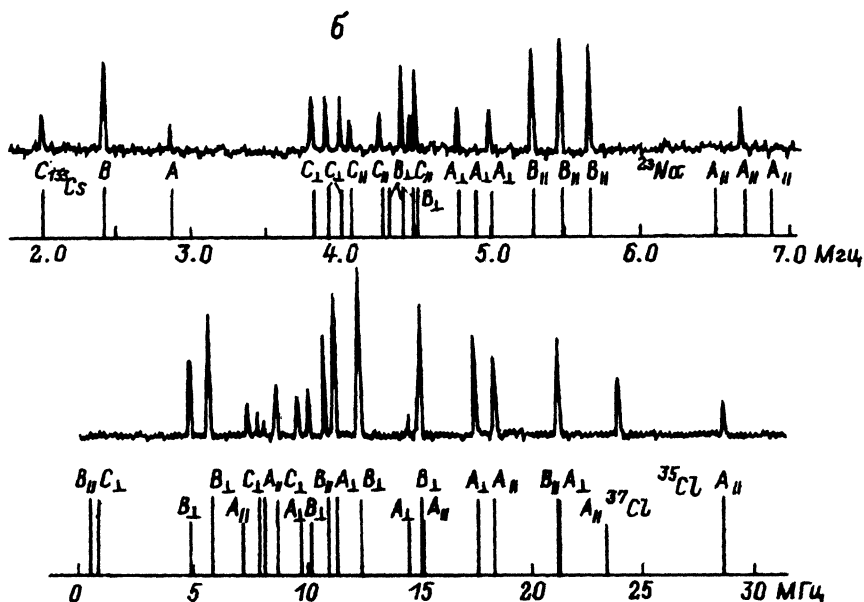
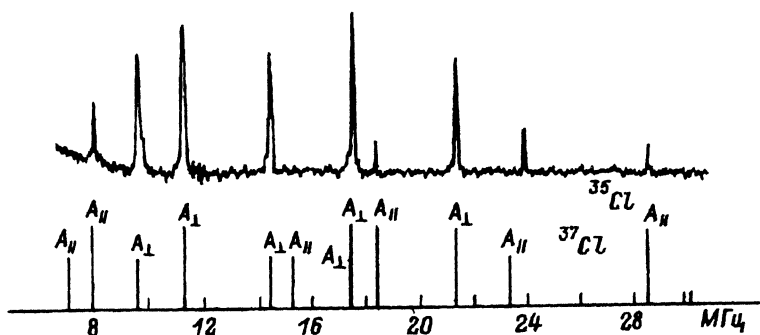
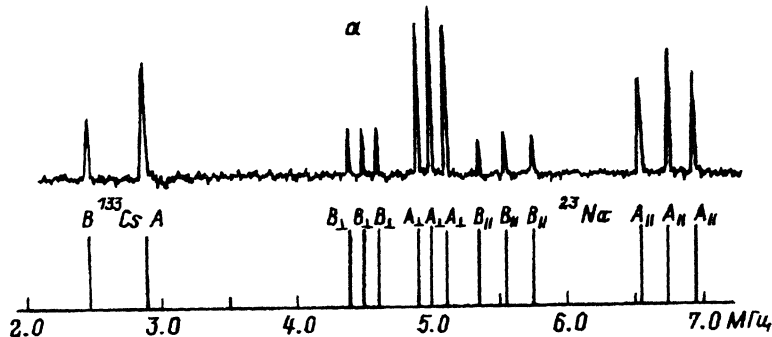


Рис. 2. Экспериментальные и теоретические спектры ДЭЯР ядер ^{35}Cl , ^{37}Cl , ^{133}Cs , ^{23}Na в кристалле $\text{Cs}_2\text{NaInCl}_6:\text{Fe}^{3+}$ для ЭПР переходов $-5/2 \leftrightarrow -3/2$ (а), $-3/2 \leftrightarrow -1/2$ (б).

A, B, C — электронные квантовые состояния с $M = -5/2, -3/2, -1/2$ соответственно. Индексы || и \perp соответствуют группам эквивалентных ядер, ось связи которых с металлом параллельна или перпендикулярна H_0 . $T = 4.2 \text{ K}$, $\text{H}_0 \parallel C_4$.

где z — направление связи магнитный ион-лиганд, A_{\parallel} и A_{\perp} — компоненты аксиального тензора ЛСТВ, P — параметр ЛКВ. Для описания спектра ядер $^{35,37}\text{Cl}$ в спиновый гамильтониан (1) были включены члены более высокого порядка, предложенные в [8], характеризующие соответственно октуполь-дипольное, квадруполь-квадрупольное и диполь-октупольное взаимодействия электронной оболочки Fe^{3+} и ядер хлора

$$A' \{S_x^3 I_x + S_y^3 I_y + S_z^3 I_z - (1/5)(\text{SI})(3S^2 + 3S - 1)\}, \quad (2)$$

$$A'' \{10[S_x^2 I_x^2 + S_y^2 I_y^2 + S_z^2 I_z^2 - (1/5)(2(\text{SI})^2 + \text{SI} + S(S+1)I(I+1))]\}, \quad (3)$$

$$A''' \{S_x I_x^3 + S_y I_y^3 + S_z I_z^3 - (1/5)(\text{SI})(3I^2 + 3I - 1)\}, \quad (4)$$

где A' , A'' , A''' — параметры перечисленных выше взаимодействий. Это позволило описать спектр изотопов $^{35,37}\text{Cl}$ с точностью ~ 0.25 МГц. Заметим, что ядерный спиновый гамильтониан (1) в одночастичном приближении записан из соображений осевой локальной симметрии ядер лигандов (C_{4v} для $^{35,37}\text{Cl}$ и ^{23}Na , C_{3v} для ^{133}Cs). Из дополнительных членов более высокого порядка при расчетах нами были оставлены лишь члены вида (2)–(4), соответствующие кубической симметрии, как вносящие наибольший вклад в сдвиг энергетических уровней [9]. При этом остальные члены более высокого порядка, учитывающие более низкую симметрию, на наш взгляд, можно не рассматривать, поскольку вклад от них незначителен и лежит в пределах точности наших измерений.

Для идентификации линий ДЭЯР $^{35,37}\text{Cl}$ по электронным и ядерным квантовым состоянием исследовалась угловая зависимость частот ядерных переходов от направления \mathbf{H}_0 в плоскости $\{100\}$ кристалла (рис. 3).

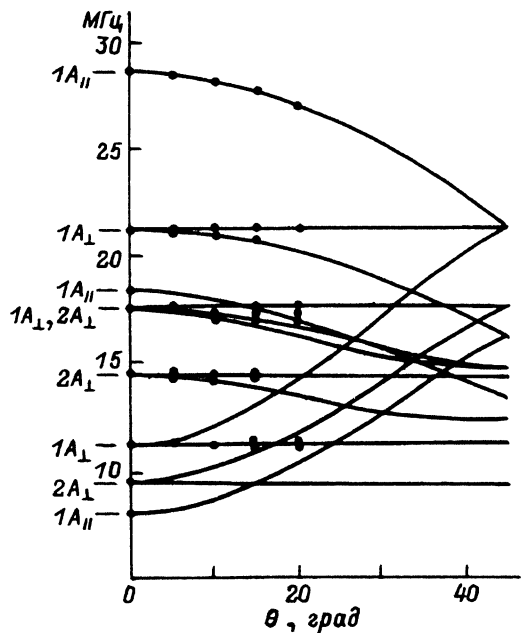


Рис. 3. Угловая зависимость частот переходов ДЭЯР ^{35}Cl , ^{37}Cl для ЭПР перехода $-5/2 \leftrightarrow -3/2$.

1, 2 — ядра ^{35}Cl , ^{37}Cl соответственно. Остальные обозначения те же, что и на рис. 2.

Параметры электронно-ядерных взаимодействий
 иона Fe^{3+} в кристалле $\text{Cs}_2\text{NaInCl}_6$ (в МГц)

Ядро	ν_l	A_{\parallel}	A_{\perp}	A_s	A_p	A_d	P	A'	A''	A'''
^{35}Cl	1.391	6.608 (25)	5.940 (5)	6.163	0.223	0.435	5.180 (5)	0.130 (2)	-0.0024 (5)	-0.018 (7)
^{37}Cl	1.158	5.499* (25)	4.943 (5)	5.128	0.185	0.362	4.079 (5)	0.108 (2)	-0.0020 (5)	-0.015 (7)
^{133}Cs	1.850	0.680 (5)	0.254 (5)	0.396	0.142	0.109	-	-	-	-
^{23}Na	3.752	1.198 (5)	0.497 (5)	0.731	0.234	0.143	0.097 (5)	-	-	-

Примечание. A_s и A_p — изотропная и анизотропная части ЛСТВ, $A_d = g\beta g_n \beta_n / R^3$. Звездочкой отмечено значение параметра, полученные из соотношения $A_{\parallel}^{35}/A_{\parallel}^{37} = g_n^{35}/g_n^{37}$; ν_l — частота Лармора.

Интенсивность сигналов ДЭЯР зависела от ориентации \mathbf{H}_0 и принадлежности к электронным и ядерным квантовым состояниям. При регистрации угловой зависимости линии ДЭЯР уверенно наблюдались в пределах отклонения \mathbf{H}_0 от оси C_4 кристалла до $\sim 25^\circ$. При большем отклонении \mathbf{H}_0 от направления $\mathbf{H}_0 \parallel C_4$ переходы ЭПР $-5/2 \leftrightarrow -3/2$, $1/2 \leftrightarrow 3/2$ и $3/2 \leftrightarrow 5/2$, $-3/2 \leftrightarrow -1/2$ перекрывались с переходом $-1/2 \leftrightarrow 1/2$, делая затруднительной регистрацию ДЭЯР. Некоторые сигналы с малой интенсивностью в ориентации $\mathbf{H}_0 \parallel C_4$ не наблюдались при повороте магнитного поля. Изучение угловой зависимости показало, что в спектре ДЭЯР изотопа ^{35}Cl наблюдаются отклики от двух групп эквивалентных ядер лигандов, ось связи которых с металлом параллельна и перпендикулярна \mathbf{H}_0 . В спектре ДЭЯР изотопа ^{37}Cl наблюдаются только отклики от группы ядер лигандов, ось связи которых с металлом перпендикулярна \mathbf{H}_0 .

Одиночная линия ($\nu = 23.825$ МГц) в спектре ДЭЯР (рис. 3), на наш взгляд, может принадлежать одному из переходов ДЭЯР $^{53}\text{Cr} [^3]$ вследствие вхождения неконтролируемой примеси Cr^{3+} в процессе роста $\text{Cs}_2\text{NaInCl}_6:\text{Fe}^{3+}$.

Параметры ЛСТВ и ЛКВ, а также параметры членов более высокого порядка приведены в табл. 1. Знаки параметров ЛСТВ являются абсолютными, знаки параметров ЛКВ не определены. Определению абсолютных знаков параметров ЛСТВ и параметра b_4 способствовала однозначная идентификация линий в спектрах ДЭЯР по электронным квантовым состояниям. Параметры электронно-ядерных взаимодействий иона Fe^{3+} с лигандами $^{35,37}\text{Cl}$ получены впервые. Значения параметров, полученные для ядер второй (^{133}Cs) и третьей (^{23}Na) координационных сфер, не противоречат данным, приведенным для кристалла $\text{Cs}_2\text{NaYCl}_6:\text{Fe}^{3+}$ в [3].

2. Особенности релаксационных процессов в многоядерной системе

При рассмотрении особенностей спектров ДЭЯР $^{35,37}\text{Cl}$ упоминалось об отсутствии откликов для электронного квантового состояния $M+1$ при насыщении ЭПР переходов ($M \leftrightarrow M+1$). Этот эффект, на наш взгляд, обусловлен «запрещенными» кросс-релаксационными переходами (ЗКРП) в электронной подсистеме, протекающими с изменением проекции ядерного спина $[^{10,11}]$. Действительно, исследуемая электронно-ядерная спиновая система представляет собой пример многоядерной многоуровневой системы ($S_{\text{Fe}} = 5/2$, $I_{\text{Cl}} = 3/2$, $I_{\text{Cs}} = 7/2$, $I_{\text{Na}} = 3/2$). Характерной особенностью таких систем является наличие эффективных ядерных переходов, включающих в себя дополнительные каналы релаксации и обусловленных ЗКРП. Вероятность ЗКРП отлична от нуля, если оси квантования ядер на верхних $M+1$ и нижних M электронных квантовых состояниях не совпадают, что возможно при условии $A_p \sim |MA_s - \nu|$ $[^{10,11}]$. Поскольку интенсивность ЗКРП определяется плотностью состояний электронного диполь-дипольного резервуара, которая растет с уменьшением частоты, то с учетом вышесказанного можно полагать, что существенно связаны эффективными ядерными переходами лишь ядерные подуровни ^{133}Cs и ^{23}Na , причем $\omega_{ss}^{M+1} \gg \omega_{ss}^M$ (ω_{ss}^M — скорость ЗКРП), так как для частоты ядерных переходов выполняется неравенство $\nu_n^{M+1} < \nu_n^M$ (табл. 1). В этом случае, как показано в $[^{10,11}]$ в предположении δT_1 -механизма, сигналы ДЭЯР для электронного состояния M существенно интенсивнее сигналов для состояния $M+1$. В то же время слабая вследствие ЗКРП интенсивность сигналов ДЭЯР в значительной степени затрудняет их экспериментальное наблюдение, чем, очевидно, и объясняется отсутствие многих сигналов ДЭЯР. Здесь необходимо отметить следующее. Сильное квадрупольное взаимодействие для ядер $^{35,37}\text{Cl}$ обуславливает, как показывают расчеты, появление в их энергетической системе пары уровней, разделенных малым энергетическим интервалом ($\sim 0.05-3$ МГц). Таким образом, данная пара уровней оказывается связанной благодаря ЭКРП эффективными ядерными переходами типа $|M, m_1, m_2\rangle \leftrightarrow |M, m_1 \pm 1, m_2\rangle$. И следовательно, для ядерных подуровней ^{133}Cs имеется дополнительный канал релаксации типа

$$|M+1, m_1, m_2\rangle \xleftrightarrow{\text{ПЧ}} |M+1, m_1, m_2-1\rangle \xleftrightarrow{\text{КР1}} |M+1, m_1-1, m_2-1\rangle \xleftrightarrow{\tau_x},$$

$$|M, m_1, m_2-1\rangle \xleftrightarrow{\text{КР2}} |M, m_1, m_2\rangle (1 - \text{Cl}, 2 - \text{Cs}),$$

что существенно укорачивает время спин-решеточной релаксации τ_x . В этом случае сигналы ДЭЯР ^{133}Cs могут оказаться значительно интенсивнее сигналов ДЭЯР остальных ядер, что и следует из эксперимента. Данное обстоятельство, очевидно, обуславливает также и наблюдение сигнала ДЭЯП ^{133}Cs для электронного состояния $M+1$ на всех ЭПР переходах.

В пользу предполагаемого δT_1 -механизма ДЭЯР в исследуемом кристалле говорит также факт наблюдения сигнала ДЭЯР для электронного квантового состояния $M-1$ при СВЧ насыщения перехода ($M \leftrightarrow M+1$).

Очевидно, «косвенное» наблюдение сигнала ДЭЯР для $M = 1$ связано с перераспределением заселенностей уровней сильно неэквидистантного спектра парамагнитного иона Fe^{3+} в результате процесса спинрешеточной релаксации [10].

3. Расчет спиновых плотностей и обсуждение

Совпадение оценок спиновых плотностей в октаэдрических комплексах $Cs^{3+}F_6^-$ и $Cr^{3+}Cl_6^-$, полученных на основе данных лигандного ДЭЯР для кубических кристаллов $K_2NaAlF_6:Cr^{3+}$ [12] и $Cs_2NaMCl_6:Cr^{3+}$ ($M = Y, In$) [1,2], привело ранее нас к выводу об общности механизмов взаимодействия $Cr^{3+}-F^-$ и $Cr^{3+}-Cl^-$ [1]. В комплексах иона Cr^{3+} σ -связь с лигандами отсутствует. Данные, полученные в настоящей работе, позволяют проверить справедливость предположения об общности механизмов взаимодействия металл-лиганд для ионов группы железа с лигандами F^- и Cl^- для случая, когда σ -связь присутствует.

Для этого оценим значения спиновых плотностей в комплексе $Fe^{3+}Cl_6^-$ в кристалле $Cs_2NaInCl_6$. Константы сверхтонкого взаимодействия изотопа ^{35}Cl : $a_{3s} = 5607$, $a_{3p} = 175.3$ МГц. При вычислении a_{3s} и a_{3p} использовались значения $|\psi_{3s}(0)|^2 = 12.81$ а.е. и $\langle r^{-3} \rangle_{3p} = 8.389$ а.е. [13]. Подстановка a_{3s} и a_{3p} в известные выражения для параметров сверхтонкой структуры [14] позволяет из экспериментальных параметров ЛСТВ определить спиновые плотности $f_\sigma - f_\pi = -0.61$ и $f_s = 0.55\%$.

Методика предложенная в [12], позволяет разделить f_σ и f_π . Поскольку $A_s(Na^+)$ в кристаллах $Cs_2NaInCl_6:Fe^{3+}$ и $Cs_2NaInCl_6:Cr^{3+}$, очевидно, пропорционально изотропной части ЛСТВ с лигандами $A_s(Cl^-)$, то $f_\sigma \sim 2SA_s(Na^+)$ и

$$f_\sigma(Fe^{3+}) \sim (f_\sigma(Cr^{3+})A_s(Na^+)2S)(Fe^{3+})/(A_s(Na^+)2S)(Cr^{3+}).$$

Воспользовавшись данными для $Cs_2NaInCl_6:Cr^{3+}$ [2], получим $f'_\sigma = 6.81$ и $f'_\pi = 7.42\%$.

Сравнительный анализ значений спиновых плотностей в октаэдрических комплексах $M^{3+}X_6^-$ ($M = Fe, Cr$; $X = F, Cl$) (табл. 2) указывает на существенное различие в f_σ для $Fe^{3+}X_6^-$ и $Cr^{3+}X_6^-$ ($X = F, Cl$), являющееся проявлением σ -связи иона Fe^{3+} с лигандами. Также при переходе от $Cr^{3+}X_6^-$ к $Fe^{3+}X_6^-$ ($X = F, Cl$) значительно изменяется f_s , ответственная

Таблица 2

Спиновые плотности (в %) в комплексах $M^{3+}X_6^-$ ($M = Fe, Cr$; $X = F, Cl$)

Кристалл	$f_\sigma - f_\pi$	f_s	f_σ	f_π	Литературная ссылка
$K_2NaAlF_6:Fe^{3+}$	3.5	0.74	5.4	1.9	[12]
$Cs_2NaInCl_6:Fe^{3+}$	-0.61	0.55	6.81	7.42	Наст.раб.
$K_2NaAlF_6:Cr^{3+}$	-5.3	-0.06	-1.5	3.8	[12]
$Cs_2NaInCl_6:Cr^{3+}$	-5.07	-0.11	-1.98	3.1	[2]

за связь $3d_0 - 2s$ в фторном и $3d_0 - 3s$ в хлорном окружении экспериментального иона. В обоих случаях значение спиновой плотности не только изменяется по абсолютной величине, но и меняет свой знак на противоположный, указывая на то, что в отличие от комплексов иона Cr^{3+} , где $f'_s, f'_\sigma < 0$, в комплексах иона Fe^{3+} имеется избыток спинов, совпадающих по направлению со спином иона Fe^{3+} как на $2s, 2p_0$ орбиталях F^- , так и на $3s, 3p_0$ орбиталях Cl^- ($f_s, f_\sigma > 0$). При сравнении результатов, полученных для комплексов $\text{Fe}^{3+}\text{X}_6^-$ ($\text{X} = \text{F}, \text{Cl}$), обращает на себя внимание тот факт, что π -связь в хлорном окружении выражена сильнее и $f_\pi(^{35}\text{Cl})$ превышает $f_\pi(\text{F}^-)$ более чем в два раза. Вместе с тем, принимая во внимание отчетливый характер величин f_s, f_σ и f_π , а также существенно большее изменение в распределении спиновой плотности по типам связи при переходе от Cr^{3+} к Fe^{3+} , чем при замене лигандов с F^- на Cl^- в комплексах $\text{M}^{3+}\text{X}_6^-$ ($\text{M} = \text{Fe}, \text{Cl}; \text{X} = \text{F}, \text{Cl}$), по-прежнему можно говорить об общности механизмов образования связи металл-лиганд в пределах комплексов $\text{Cr}^{3+}\text{X}_6^-$ и $\text{Fe}^{3+}\text{X}_6^-$ ($\text{X} = \text{F}, \text{Cl}$).

Авторы выражают глубокую благодарность научному сотруднику Казанского физико-технического института В.А.Усланову за плодотворные обсуждения в процессе работы.

Список литературы

- [1] Ахмин С.М., Мейкляр В.П., Усачев А.Е., Яблоков Ю.В. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 2. С. 289-292.
- [2] Akhmin S.M., Meikliar V.P., Usachev A.E., Yablokov Yu.V. // J. Phys. Cond. Matter. 1990. V. 2. N 16. P. 3867-3870.
- [3] Monnier A., Chambaz D., Bill H., Güdel H.U., Weber J. // J. Chem. Phys. 1989. V. 91. N 11. P. 6650-6656.
- [4] Bill H., Magne G., Güdel H.U., Newuenschwander K. // Chem. Phys. Lett. 1984. V. 104. N 2-3. P. 258-262.
- [5] Ахмин С.М., Мейкляр В.П., Усачев А.Е., Шакирзянов М.М., Яблоков Ю.В. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 2. С. 19-22.
- [6] Akhmin S.M., Meikliar V.P., Usachev A.E., Yablokov Yu.V., Yurtaeva S.V. // Phys. Stat. Sol.(b). 1990. V. 162. N 2. P. K107-K111.
- [7] McCollum et al. // United States Patent. 4.377.864. Mar.22, 1983.
- [8] Woonton G.A., Dyer Glenn L. // Can. J. Phys. 1967. V. 45. N 7. P. 2265-2279.
- [9] Studzinski P., Spaeth J.-M. // Phys. Stat. Sol.(b). 1986. V. 136. N 2. P. 735-742.
- [10] Глинчук М.Д., Грачев В.Г., Дейген М.Ф., Ройцин А.Б., Суслин Л.А. Электрические эффекты в радиоспектроскопии. М.: Наука, 1981. 332 с.
- [11] Шанина Б.Д. Динамика двойного электронно-ядерного резонанса. Киев: Наукова думка, 1983. 175 с.
- [12] Adam C.D. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1981. V. 14. N 5. P. L105-L109.
- [13] Morton J.R., Preston K.F. // J. Magn. Reson. 1978. V. 30. N 3. P. 577-582.
- [14] Абрагам А., Блيني Б. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. Т. 1. М.: Мир, 1972. 651 с.

Казанский физико-технический институт РАН

Поступило в Редакцию
25 июля 1993 г.