

04,08

Мёссбауэровское исследование примесных атомов цинка в галогенидах щелочных металлов и меди

© Г.А. Бордовский¹, А.В. Марченко^{1,2}, Е.И. Теруков^{3,4}, Ф.С. Насрединов⁵, П.П. Серегин^{1,2}

¹ Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, Институт физики, Научно-исследовательский институт физики, Санкт-Петербург, Россия

² Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, Институт физики, Санкт-Петербург, Россия

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

⁴ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия

⁵ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: ppseregin@mail.ru

Поступила в Редакцию 17 октября 2023 г.

В окончательной редакции 17 октября 2023 г.

Принята к публикации 24 октября 2023 г.

Определены центральные, релятивистские доплеровские и изомерные сдвиги эмиссионных мёссбауэровских спектров примесных атомов ^{67}Cu (^{67}Zn) в кристаллических решетках галогенидов натрия, калия, рубидия и одновалентной меди. Продемонстрировано изменение электронной структуры примесных атомов цинка в зависимости от химической природы атомов ближайшего окружения и их координации. Анализ, основанный на сравнении экспериментальных и расчетных величин постоянных квадрупольного взаимодействия для примесных центров цинка в галогенидах щелочных металлов, позволил сделать вывод, что вакансия, образующаяся в результате замещения центрами цинка ионов щелочных металлов, находится в первой координационной сфере катионной подрешетки.

Ключевые слова: кристаллы галогенидов натрия, калия, рубидия и одновалентной меди, примесные атомы цинка, мёссбауэровская спектроскопия.

DOI: 10.61011/FTT.2024.01.56936.229

1. Введение

Одним из достоинств мёссбауэровской спектроскопии (МС) является возможность определить в одном эксперименте и даже из одного спектра как валентное и координационное состояние атома-зонда, так и симметрию его ближайшего окружения, исходя из величин изомерного сдвига (IS) и квадрупольного расщепления (QS) спектра. Изотоп ^{67}Zn с энергией изомерного перехода 93.3 keV представляет в этом отношении особый интерес. Во-первых, он обладает наименьшей среди всех других изотопов естественной шириной спектральной линии (0.32 $\mu\text{m/s}$), что соответствует $\approx 10^{-10}$ eV. Во-вторых, высокое значение спина его основного состояния ($I = 5/2$) позволяет извлечь из экспериментального спектра полную информацию о тензоре квадрупольного взаимодействия ядра [1].

Первый мёссбауэровский спектр ^{67}Zn получили de Waard и Perlow [2] еще в 1970 году. Однако дальнейшие применения МС на ^{67}Zn были сравнительно немногочисленны и касались небольшого круга материалов. Это объясняется с одной стороны большой энергией перехода и малыми временами жизни материнских изотопов ^{67}Ga и ^{67}Cu для источников, а с другой стороны

отсутствием общепринятой методики интерпретации как сдвигов, так и расщеплений полученных спектров.

Непосредственно из экспериментального мёссбауэровского спектра определяется лишь центральный сдвиг CS . Он представляет собой сумму изомерного сдвига IS , который пропорционален электронной плотности на ядре, и доплеровского сдвига второго порядка DS , который связан с колебательным движением атома-зонда

$$CS = IS + DS. \quad (1)$$

Для большинства изотопов было показано, что, как правило, $IS \gg DS$, и последний следует учитывать лишь в случае измерений спектров при высоких температурах. МС на изотопе ^{67}Zn относится к редким случаям, когда величины IS и DS оказываются одного порядка. Поэтому для определения изомерного сдвига IS мёссбауэровских спектров, который несет основную информацию об электронной структуре центров цинка, необходим учет DS .

Griesinger и др. [3] измерили мёссбауэровские спектры источников ^{67}Ga в кристаллах ZnO , ZnS , ZnSe и ZnTe с поглотителем ^{67}ZnO . Была обнаружена линейная зависимость между центральными сдвигами CS и отношением средней атомной массы матрицы к ее плотности. Forster

с сотр. [4] провели исследование тех же соединений, а также ZnF_2 , в качестве поглотителей с источником $^{67}Ga:Cu$. Полученные центральные сдвиги соответствовали данными [3], но попытка выделить изомерный сдвиг с помощью поправок на DS , рассчитанных с помощью модели Дебая, не дала убедительных результатов. Mitchell и др. [5] для интерпретации результатов работы [4] провели самосогласованные кластерные расчеты, которые позволили вычислить доплеровские сдвиги второго порядка. В результате было показано, что для указанных соединений имеет место линейная корреляция между изомерными сдвигами и изменениями электронной плотности. Позднее Köfferlein и др. [6], используя различные модели динамики решетки, рассчитали доплеровские сдвиги второго порядка для ^{67}Zn в ZnF_2 , ZnO и халькогенидах цинка. Zwanziger [7] вычислил электронные плотности и DS этих соединений методом функционала плотности и подтвердил наличие линейной зависимости, но полученные им значения DS существенно отличались от данных [5]. Расчеты DS для халькогенидов и оксида цинка были выполнены в достаточно большом числе работ, однако их результаты оказались противоречивыми, например, [5] и [7]. Аналогичные расчеты DS для халькогенидов и оксида цинка были выполнены в большом числе работ (все они рассмотрены в [8]), однако их результаты оказались противоречивыми.

Отметим, что вычисление DS для ^{67}Zn в [5–8] потребовало сложных и громоздких расчетов для каждого кристалла отдельно. Соответствующие расчеты должны потребовать еще большего усложнения для примесных атомов-зондов. Такой путь вряд ли может быть использован для рутинной интерпретации спектров, и нужен поиск новых подходов для оценки DS .

Анализ величин квадрупольного расщепления мёссбауэровских спектров $^{67}ZnF_2$ провели Potzel и Kalvius [9] и обнаружили, что, хотя связь $Zn-F$ считается высоко ионной, рассчитанные значения параметров тензора градиента электрического поля ($\Gamma_{ЭП}$) в рамках простой модели точечных зарядов не описывают их экспериментальных значений для ZnF_2 . Позднее Steiner и др. [8] продемонстрировали, что экспериментальные параметры мёссбауэровских спектров $^{67}ZnF_2$ хорошо согласуются с теоретическими квантовыми кластерными расчетами. С другой стороны, для мёссбауэровских спектров $^{67}Ga:ZnO$ [2] и $^{67}Cu:AgCl$ [10] экспериментально определенные значения главной компоненты U_{zz} тензора $\Gamma_{ЭП}$ в узлах цинка находятся в удовлетворительном согласии с результатами расчета U_{zz} в модели точечных зарядов. Таким образом, не существует общепринятого взгляда на применимость разных методов расчета параметров тензора $\Gamma_{ЭП}$ для ^{67}Zn .

Обращает на себя внимание малое число материалов, которые были исследованы с помощью МС на ^{67}Zn (кроме перечисленных выше соединений [3,4,10] это металлический цинк [11] и сплавы цинка с магнием [12]. Большая часть этих работ была выполнена с

использованием материнского изотопа ^{67}Ga и последнее значимое экспериментальное исследование датируется 2005 годом [13]. Некоторое исключение составляют исследования высокотемпературных сверхпроводников, в которых использовался материнский изотоп ^{67}Cu [1].

Целью настоящей работы является исследование примесных атомов цинка в кристаллических решетках галогенидов щелочных металлов и одновалентной меди методом эмиссионной МС на ^{67}Zn с материнским изотопом ^{67}Cu , что расширяет круг объектов мёссбауэровской спектроскопии. Второй целью является выяснение применимости эмпирических методов получения информации о центральных, изомерных и доплеровских сдвигах спектров ^{67}Zn , а также интерпретации квадрупольных расщеплений для примесных центров ^{67}Zn в исследованных материалах. Предварительные результаты опубликованы в [14].

2. Методика эксперимента

Объектами исследований служили фториды, хлориды, бромиды и иодиды натрия, калия и рубидия ($NaHal$, $KHal$, $RbHal$), имеющие кубическую решетку типа каменной соли, а также хлориды, бромиды и иодиды одновалентной меди ($CuHal$) с решеткой типа сфалерита.

Мёссбауэровские источники готовились диффузией ^{67}Cu либо в монокристаллические образцы $NaCl$, $NaBr$ и NaI , либо в прессованные из порошков таблетки для остальных соединений. Для этого раствор безносительного $^{57}CuCl_2$ в 0.1 N соляной кислоте наносился на поверхность кристаллов или таблеток, затем они высушивались и отжигались в течение 1 h либо в атмосфере соответствующего галогена (для галогенидов щелочных металлов), либо в вакууме (для галогенидов меди) при температурах на $50^\circ C$ ниже температур плавления соответствующего вещества. Эмиссионные мёссбауэровские спектры $^{67}Cu(^{67}Zn)$ снимались при 4.2 K с поглотителем ZnS . Значения CS и вычисленных из них IS приводятся далее относительно чаще всего применяемого стандарта ZnO в вюрцитной модификации (CS поглотителя ZnS относительно ZnO принимался равным $54.2 \mu m/s$).

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Спектры $^{67}Cu(^{67}Zn)$ всех образцов галогенидов меди (рис. 1) представляют собой синглетные линии, соответствующие центрам двухвалентного цинка $^{67}Zn^{2+}$ (единственно возможное, кроме металлического, валентное состояние цинка). Спектры $^{67}Cu(^{67}Zn)$ всех образцов галогенидов щелочных металлов, легированных ^{67}Cu , представляют собой квадрупольные триплеты, соответствующие также центрам двухвалентного цинка $^{67}Zn^{2+}$. На рис. 2 представлена только часть этих спектров.

Ширина на полувысоте спектров галогенидов составляет от 6 до 8 $\mu\text{m/s}$, это аппаратная ширина спектрометра, она в 20–25 раз превышает естественную ширину. Экспериментальные значения центральных сдвигов CS лежат в интервале от -60 до $+55 \mu\text{m/s}$.

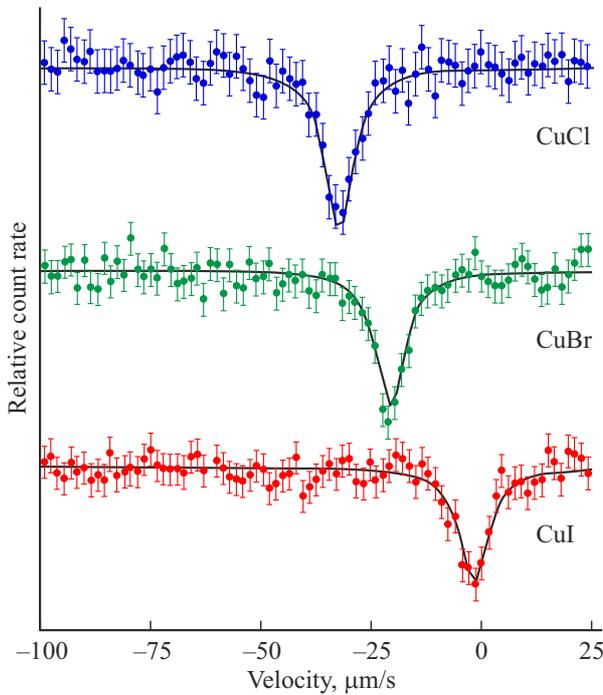


Рис. 1. Мёссбауэровские спектры $^{67}\text{Cu}(^{67}\text{Zn})$ галогенидов одновалентной меди, измеренные с поглотителем ^{67}ZnS .

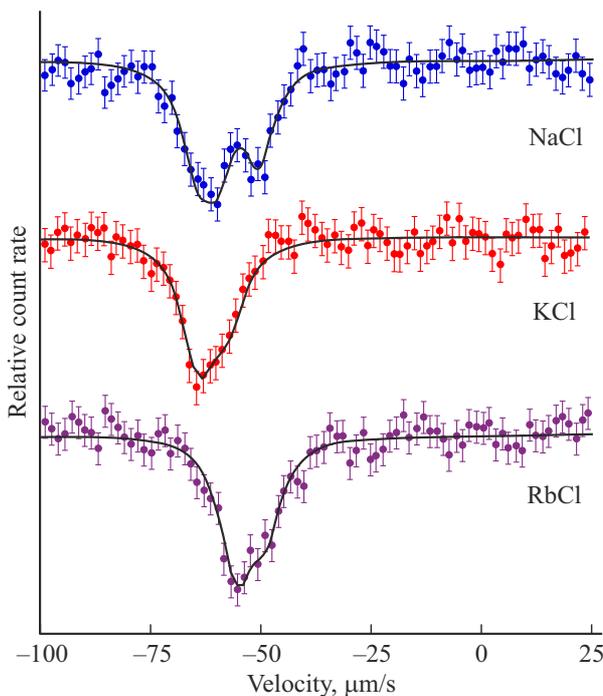


Рис. 2. Мёссбауэровские спектры примесных атомов $^{67}\text{Cu}(^{67}\text{Zn})$ в хлоридах щелочных металлов, измеренные с поглотителем ^{67}ZnS .

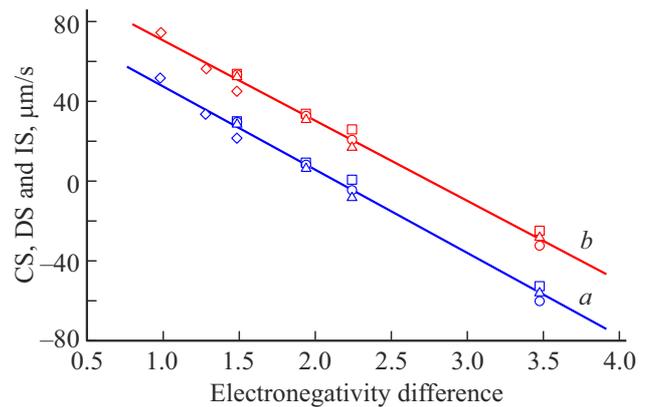


Рис. 3. Зависимости центрального (a), доплеровского (b) и изомерного (c) сдвигов мёссбауэровских спектров $^{67}\text{Cu}(^{67}\text{Zn})$ в галогенидах одновалентной меди и щелочных металлов от разности электроотрицательностей атомов по Полингу атомов Zn и его лигандов.

Для получения величин изомерного сдвига IS необходимо достоверно оценить значения доплеровских сдвигов DS . Поскольку теоретические расчеты DS дают противоречивые результаты [5–8], в работе [14] нами было предложено для оценки значений доплеровских сдвигов DS использовать эмпирические корреляции между DS примесных атомов ^{67}Zn в галогенидах меди и натрия и разностью электроотрицательностей по Полингу $\Delta\chi$ атомов Zn и его лигандов, рассчитанных авторами [5] для ZnF_2 , ZnO и халькогенидов цинка с помощью решеточно-динамических расчетов. Поэтому экспериментальные результаты CS исследованных нами материалов показаны на рис. 3, a в виде зависимости $CS = f(\Delta\chi)$. Для центров цинка с октаэдрической координацией в щелочно-галогидных кристаллах разность $\Delta\chi$ умножена на коэффициент $3/2$ для учета большего числа ближайших соседей атома цинка.

Далее мы воспользовались более новыми результатами расчетов DS для ZnF_2 , ZnO и халькогенидов цинка, которые выполнил Zwanziger [7], и представили их как линейную функцию разности электроотрицательностей атомов Zn и его лигандов

$$DS = -1.9 \times \Delta\chi - 20.3, \quad (2)$$

где DS в $\mu\text{m/s}$.

Зависимость (2) была использована для оценки значений DS для исследованных нами материалов. Оказалось, что абсолютные величины доплеровского сдвига меняются в диапазоне от 22 до 27 $\mu\text{m/s}$, что сравнимо с диапазоном изменения CS для ^{67}Zn для разных ЩГК и особенно для разных галогенидах меди.

Зависимость значений изомерного сдвига, рассчитанных по соотношению $IS = CS - DS$, как функции $\Delta\chi$, представлена на рис. 3 (кривая b). Она описывается соотношением:

$$IS = \mu \times \Delta\chi + \beta = -40.6 \times \Delta\chi + 113.1. \quad (3)$$

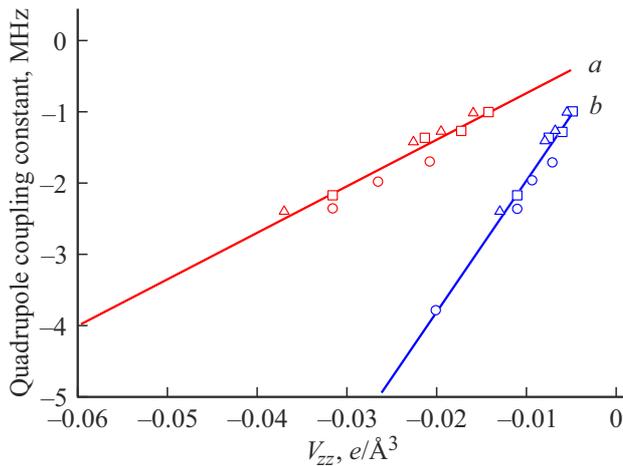


Рис. 4. Зависимости константы квадрупольного расщепления от главной компоненты тензора решеточного ГЭП, рассчитанной для случаев катионной вакансии в первой (а) и во второй (b) координационных сферах от примесного центра $^{67}\text{Zn}^{2+}$.

Значения IS находятся в диапазоне от -30 до $+75 \mu\text{m/s}$. При этом малые значения $\Delta\chi$ на рис. 3 (кривая b) относятся к галогенидам меди с тетраэдрической координацией. Поэтому экстраполяция $\Delta\chi$ к нулю должна привести к „чистой“ гомеоплярной связи с двумя электронами, распределенными на четырех sp^3 -орбиталях атома Zn (обозначим такой атом $\text{Zn}_{\text{homeopolar}}$), а свободный член β в выражении (3), равный $113 \mu\text{m/s}$, соответствует изомерному сдвигу $IS_{\text{homeopolar}}$ этого гипотетического атома $\text{Zn}_{\text{homeopolar}}$. Второе слагаемое $\mu \times \Delta\chi$ в выражении (3) пропорционально отклонениям электронной плотности $\Delta\rho(0)$ на ядре Zn и числа $4s$ электронов атома цинка n_{4s} от соответствующих величин в атоме $\text{Zn}_{\text{homeopolar}}$. Чтобы получить величины $\rho(0)$ и n_{4s} , следует учесть, что согласно данным [7] зависимость электронной плотности валентных электронов на ядре ^{67}Zn $\rho(0)$ от $\Delta\chi$ имеет линейный характер. Ее экстраполяция к $\Delta\chi = 0$ дает значение $\rho(0)_{\text{homeopolar}} = 7.83e/a_0^3$, где a_0 — борковский радиус. Оно соответствует $1/2$ электрона на $4s$ -оболочке атома Zn . Коэффициент пропорциональности между изменениями электронной плотности $\rho(0)$ и изомерного сдвига IS атома ^{67}Zn согласно [7] равен

$$k = \Delta\rho(0)/\Delta IS = 2.62 \cdot 10^{-2} (e/a_0^3)/(\mu\text{m/s}).$$

В соответствии с этим электронные плотности $\rho(0)$ и числа $4s$ электронов n_{4s} определяются выражениями

$$\rho(0) = \rho(0)_{\text{homeopolar}} + k(IS - \beta), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} n_{4s} &= (n_{4s})_{\text{homeopolar}} + k(IS - \beta)/IS_{\text{homeopolar}} \\ &= 1/2 - 1/2k(IS - \beta)/IS. \end{aligned} \quad (5)$$

Вычисленные значения n_{4s} меняются от 0.43 до 0.39 в галогенидах меди с тетраэдрическими связями и от 0.40

до 0.26 в ШГК с октаэдрическими. Они существенно меньше значения $n_{4s} = 2$ для свободного атома цинка и указывают на большую долю ионности связей примесного атома Zn в исследованных соединениях. Для сравнения, у предельно ионного соединения ZnF_2 значение n_{4s} , вычисленное по (5), составляет 0.21. Внутри каждой группы веществ изменения n_{4s} для примесного центра Zn определяются типом галогена в его окружении. Для ШГК вариации n_{4s} при смене катиона и фиксированном галогене оказались < 0.01 .

Параметр асимметрии тензора ГЭП, определенный из спектров ШГК, близок к нулю, а константы квадрупольного взаимодействия лежат в пределах от -4.8 до -1.0 MHz (см. рис. 4).

Как следует из работы [10], если бы примесные атомы Zn находились в регулярных узлах решеток ШГК с кубической симметрией, квадрупольного расщепления не должно было наблюдаться. Нарушение симметрии окружения возникает при отжиге образцов в процессе легирования медью ^{67}Cu . При этом материнские атомы ^{67}Cu в форме $^{67}\text{Cu}^{2+}$ фиксируются в катионных позициях с ионами галогена в октаэдрическом окружении. Избыточный заряд ионов $^{67}\text{Cu}^{2+}$ компенсируется катионными вакансиями, образующими ассоциаты с центрами Cu^{2+} . Дочерний ион $^{67}\text{Zn}^{2+}$ наследует эту конфигурацию с более низкой локальной симметрии центров, что приводит к появлению квадрупольного расщепления спектра.

Положение катионной вакансии в локальном окружении центра $^{67}\text{Zn}^{2+}$ можно установить путем сравнения экспериментальных параметров ядерного квадрупольного взаимодействия, определенных методами МС на изотопе ^{67}Zn , и параметров тензора ГЭП, рассчитанных в рамках модели точечных зарядов. К экспериментальным параметрам относятся константа квадрупольного взаимодействия $C_{\text{exp}} = eQU_{zz}$ (здесь eQ — квадрупольный момент ядра-зонда) и параметр асимметрии спектра η_{exp} . Как было указано выше, η_{exp} во всех случаях близок к 0. Соответствующими расчетными величинами являются главная компонента тензора ГЭП на ядрах-зондах $^{67}\text{Zn}^{2+}$ U_{zz} и параметр асимметрии $\eta = (U_{xx} - U_{yy})/U_{zz}$, где диагональные компоненты тензора ГЭП U_{xx} , U_{yy} , U_{zz} связаны соотношениями $U_{xx} + U_{yy} + U_{zz} = 0$ и $|U_{xx}| \leq |U_{yy}| \leq |U_{zz}|$. В общем случае они определяются вкладом окружающих ионов кристаллической решетки и валентных электронов атома-зонда

$$\begin{aligned} C &= eQU_{zz} = eQ(1 - \gamma)V_{zz} + eQ(1 - R)W_{zz}, \\ \eta &= (1/U_{zz})[(1 - \gamma)V_{zz}\eta_{\text{lat}} + (1 - R)W_{zz}\eta_{\text{val}}], \end{aligned} \quad (6)$$

где V_{zz} , W_{zz} , U_{zz} — главные компоненты тензоров решеточного, валентного и суммарного ГЭП, $\eta_{\text{lat}} = (V_x - V_{yy})/V_{zz}$, $\eta_{\text{val}} = (W_{xx} - W_{yy})/W_{zz}$ — параметры асимметрии тензоров решеточного и валентного ГЭП, γ и R — коэффициенты Штернхеймера, которые учитывают антиэкранирование и экранирование внутренними электронными оболочками атома-зонда ГЭП, создаваемого внешними зарядами.

Для зондов с полностью (или наполовину) заполненной валентной оболочкой $W_{zz} \approx 0$, а расчет тензора решеточного ГЭП можно провести в рамках модели точечных зарядов. Далее измеренные величины C_{exp} и η_{exp} следует сравнить с расчетными значениями η_{lat} и $C_{\text{lat}} = eQ(1 - \gamma)V_{zz} = \alpha \times V_{zz}$. Расчет V_{zz} для центров цинка в катионных узлах кристаллических решеток ЦГК проводился по формуле $V_{zz} = 2e^*/r^3$, где r — расстояние Zn-вакансия, а заряд вакансии e^* считался отрицательным и равным по модулю заряду электрона. На рис. 4 приведены зависимости $C = f(V_{zz})$ для центров Zn^{2+} в решетках ЦГК для двух моделей — катионная вакансия находится в первой координационной сфере от центра цинка ($r_1 = a/2^{1/2}$, зависимость 1) (модель 1) или во второй ($r_2 = a$, зависимость 2) (модель 2), где в обоих случаях a — постоянная решетки. Эти зависимости линейны, и, следовательно, возможно определение коэффициента α для обеих моделей: $\alpha_1 = 57(3) \text{ МГц} \cdot \text{Å}^3/\text{e}$ для модели (1) и $\alpha_2 = 162(5) \text{ МГц} \cdot \text{Å}^3/\text{e}$ для модели (2). Если принять для коэффициента Штернхеймера иона Zn^{2+} значение $\gamma = -12.2$ [15], для квадрупольного момента ядра ^{67}Zn значение $Q = 0.122(15)b$ [16], а V_{zz} выражать в единицах $\text{e}/\text{Å}^3$, то ожидаемая расчетная величина $\alpha = 56(6) \text{ МГц} \cdot \text{Å}^3/\text{e}$. Она находится в удовлетворительном согласии с экспериментальным значением α , полученным для модели, согласно которой катионная вакансия находится в первой координационной сфере узла цинка. Видимо, разность электростатических энергий пары Zn — вакансия, равная $e^2/4\pi\epsilon_0 r$, имеющая для r_1 и r_2 значения 1–1.5 eV (или 0.16–0.25 eV, если учитывать поляризацию среды с помощью статической диэлектрической проницаемости), оказывается достаточной для захвата вакансии в процессе отжига на минимальное расстояние от центра Zn. Свободный член линейной зависимости $C = f(V_{zz})$ равный 0.27(5) МГц мал, но отличен от нуля. Он соответствует малому валентному вкладу в ГЭП и, видимо, связан с ненулевой заселенностью валентной оболочки Zn, установленной выше.

Отсутствие квадрупольного расщепления спектров ^{67}Zn для галогенидов меди означает, что примесные атомы Zn находятся в регулярных узлах кристаллической решетки в правильном тетраэдрическом окружении и, в отличие от центров Zn в ЦГК, не имеют дефектов в своем окружении. Для этого в процессе отжига при введении материнских ионов $^{67}\text{Cu}^{2+}$ должно произойти их восстановление до $^{67}\text{Cu}^+$, например, за счет электронного обмена с ионами матрицы. Образовавшиеся после β -распада центры $^{67}\text{Zn}^{2+}$ наследуют положение $^{67}\text{Cu}^+$ в регулярных катионных узлах и не могут изменить его за время жизни мёссбауэровского уровня (примерно 9 μs).

4. Заключение

Таким образом, на основе эмпирических зависимостей определены значения доплеровских сдвигов второго порядка, найдены изомерные сдвиги эмиссионных мёссбауэровских спектров примесных атомов $^{67}\text{Cu}(^{67}\text{Zn})$ в

галогенидах меди и щелочных металлов и показано изменение их электронных структур в зависимости от химической природы атомов ближайшего окружения и их координации. Сравнение экспериментальных и расчетных величин постоянных квадрупольного взаимодействия для примесных центров цинка в галогенидах натрия позволило заключить, что вакансия, образующаяся в результате замещения центрами цинка ионов щелочных металлов, находится в первой координационной сфере катионной подрешетки.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Е.И. Теруков, А.В. Марченко, П.П. Серегин, В.С. Киселев, К.Б. Шахович. ФТТ **60**, 874 (2018) [E.I. Terukov, A.V. Marchenko, P.P. Seregin, V.S. Kiselev, K.B. Shakhovich. Phys. Solid State. **60**, 1908 (2018)].
- [2] H. de Waard, G.J. Perlow. Phys. Rev. Lett. **24**, 566 (1970).
- [3] D. Griesinger, R.V. Pound, W. Vetterling. Phys. Rev. B **15**, 3291 (1977).
- [4] A. Forster, W. Potzel, G.M. Kalvius. Z. Phys. B **37**, 209 (1980).
- [5] D.W. Mitchell, T.P. Das, W. Potzel, G.M. Kalvius, H. Karzel, W. Schiessl, M. Steiner, M. Köfferlein. Phys. Rev. B. **48**, 16449 (1993).
- [6] M. Köfferlein, W. Potzel, M. Steiner, H. Karzel, W. Schiessl, G.M. Kalvius. Phys. Rev. B. **52**, 13332 (1995).
- [7] J.W. Zwanziger. J. Phys.: Condens. Matter. **21**, 195501 (2009).
- [8] M. Steiner, W. Potzel, C. Schäfer, W. Adlassnig, M. Peter, H. Karzel, G.M. Kalvius. Hyperfine Interactions **55**, 11425 (1990).
- [9] W. Potzel, G.M. Kalvius. Phys. Lett. A **110**, 165 (1985).
- [10] N.P. Seregin, F.S. Nasredinov, S.I. Bondarevskii, A.V. Ermolav, P.P. Seregin. J. Phys. Cond. Matter **13**, 2671 (2001).
- [11] W. Potzel. Hyperfine Interactions **128**, 151 (2000).
- [12] M. Peter, W. Potzel, M. Steiner, C. Schäffer, H. Karzel, W. Schiessl, G.M. Kalvius, U. Gonser. Hyperfine Interactions **69**, 463 (1992).
- [13] Y.Zhang, S. Mukherjee, E. Oldfield. J. Am. Chem. Soc. **127**, 2370 (2005).
- [14] А.В. Марченко, Е.И. Теруков, Ф.С. Насрединов, В.С. Киселев, П.П. Серегин. Письма в ЖТФ **49**, 14, 43 (2023) [A.V. Marchenko, E.I. Terukov, F.S. Nasredinov, Kiselev, P.P. Seregin. Techn. Phys. Lett. **49**, 78 (2023)].
- [15] R.M. Sternheimer. Phys. Rev. **146**, 140 (1966).
- [16] J. Bieroń, L. Filippin, G. Gaigalas, M. Godefroid, P. Jönsson, P. Pyykkö. Phys. Rev. A **97**, 062505 (2018).

Редактор Ю.Э. Кутаев