

05

# Конкуренция орбитальных, зарядовых и спиновых степеней свободы в ян-теллеровских магнетиках

© А.С. Москвин

Уральский федеральный университет,  
Екатеринбург, Россия  
Институт физики металлов УрО РАН,  
Екатеринбург, Россия  
E-mail: alexander.moskvin@urfu.ru

Поступила в Редакцию 18 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2024 г.

Принята к публикации 8 мая 2024 г.

Ян-теллеровские (ЯТ) магнетики — соединения на основе ян-теллеровских  $3d$ - и  $4d$ -ионов с конфигурациями типа  $t_{2g}^{n_1} e_g^{n_2}$  в высокосимметричном окружении и с основным орбитальным  $E$ -дублетом — характеризуются конкуренцией различных электронных степеней свободы при сильном электрон-решеточном взаимодействии. В настоящей работе мы представляем обобщенную модель эффективных зарядовых триплетов, позволяющую в рамках единого подхода и в наиболее общем виде учитывать зарядовые, спиновые, орбитальные и решеточные степени свободы для так называемых однозонных ЯТ-магнетиков типа редкоземельных никелатов  $RNiO_3$ .

**Ключевые слова:** ян-теллеровские магнетики, модель зарядовых триплетов, эффективный спин-псевдоспин-орбитальный гамильтониан, электронно-колебательное взаимодействие.

DOI: 10.61011/FTT.2024.06.58242.15NN

## 1. Введение

К ян-теллеровским (ЯТ) магнетикам мы относим соединения на основе ян-теллеровских  $3d$ - и  $4d$ -ионов с конфигурациями типа  $t_{2g}^{n_1} e_g^{n_2}$  в высокосимметричном октаэдрическом, кубическом или тетраэдрическом окружении и с основным орбитальным  $E$ -дублетом [1–5]. Это соединения на основе тетра-комплексов с конфигурацией  $d^1$  ( $Ti^{3+}$ ,  $V^{4+}$ ,  $Cr^{5+}$ ), низкоспиновой (LS) конфигурацией  $d^3$  ( $V^{2+}$ ,  $Cr^{3+}$ ,  $Mn^{4+}$ ), высокоспиновой (HS) конфигурацией  $d^6$  ( $Fe^{2+}$ ,  $Co^{3+}$ ), окта-комплексы с HS-конфигурацией  $d^4$  ( $Cr^{2+}$ ,  $Mn^{3+}$ ,  $Fe^{4+}$ ,  $Ru^{4+}$ ), LS-конфигурацией  $d^7$  ( $Co^{2+}$ ,  $Ni^{3+}$ ,  $Pd^{3+}$ ), а также окта-комплексы с конфигурацией  $d^9$  ( $Cu^{2+}$ ,  $Ni^{1+}$ ,  $Pd^{1+}$ ,  $Ag^{2+}$ ) [2–5] (см. табл. 1).

Все ЯТ-конфигурации  $d$ -ионов включают один  $e_g$ -электрон или одну  $e_g$ -дырку сверх устойчивых, полностью или наполовину заполненных, оболочек. В этом смысле они похожи на конфигурации многочисленного семейства ионов с одним  $ns$ -электроном сверх заполненных оболочек, например  $6s$ -электроном в  $Hg^+$ ,  $Tl^{2+}$ ,  $Pb^{3+}$ ,  $Bi^{4+}$ . Эти ионные конфигурации являются неустойчивыми относительно реакции диспропорционирования, или даже несуществующими (missing oxidation states [6]). Так, в  $BaBiO_3$  вместо номинальной валентности  $4+$  висмут предпочитает устойчивые валентные состояния  $Bi^{3+}$  и  $Bi^{5+}$  с полностью заполненными оболочками. Однако, в отличие от ионов с  $ns$ -электронами для ЯТ-ионов мы имеем дело с орбитальным вырождением для  $e_g$ -электронов/дырок, а значит, возможностью конкуренции между эффектом Яна–Теллера, приводящим к

орбитальному упорядочению [1], и эффектом анти-ЯТ-диспропорционирования, приводящим к формированию системы электронных и дырочных центров  $S$ -типа с орбитально невырожденным основным состоянием [2–5], эквивалентной системе эффективных композитных спин-синглетных или спин-триплетных бозонов в немагнитной, или магнитной решетке (см. табл. 1).

В класс ЯТ-магнетиков попадает большое число перспективных материалов с конкуренцией орбитальных, спиновых и зарядовых степеней свободы, находящихся в центре внимания современной физики конденсированного состояния, таких как манганиты  $RMnO_3$ , ферраты  $(Ca,Sr)FeO_3$ , рутенаты  $RuO_2$ ,  $(Ca,Sr)RuO_3$ ,  $(Ca,Sr)_2RuO_4$ , широкий ряд ферропниктидов ( $FePn$ ) и феррохалькогенидов ( $FeCh$ ),  $3D$ -никелаты  $RNiO_3$ ,  $3D$ -купрат  $KCuF_3$ ,  $2D$ -купраты  $(La_2CuO_4, \dots)$  и никелаты  $RNiO_2$ , соединения на основе серебра ( $AgO$ ,  $AgF_2$ ), рутено-купраты  $RuSr_2GdCu_2O_8 \dots$  [1–5] (см. табл. 1). Эти материалы обладают богатым спектром уникальных свойств от различных типов орбитального [1], спинового, зарядового, а также спин-зарядового упорядочения, необычного металлического поведения („strange, bad metal“), до переходов металл-изолятор и „экзотической“ спин-триплетной сверхпроводимости [2–5]. Ряд ЯТ-магнетиков либо являются мультиферроиками ( $RMnO_3$ ,  $CuO$  [7,8]), либо рассматриваются как перспективные мультиферроики ( $RNiO_3$  [9]).

Модель анти-ЯТ диспропорционирования предсказывает спин-триплетную сверхпроводимость в рутенатах  $Sr_2RuO_4$  и  $RuO_2$ , ферропниктидах/халькогенидах  $FePn/FeCh$ , манганите  $LaMnO_3$ , хотя в большинстве

**Таблица 1.** Примеры ян-теллеровских  $3d^n$ - и  $4d^n$ -конфигураций и ионов с указанием локальной симметрии, структуры эффективного композитного бозона и соответствующей решетки, формируемых в результате реакции анти-ян-теллеровского диспропорционирования. В последнем столбце представлены примеры реальных ЯТ-магнетиков

ЯТ-конфигурация ЯТ-ионы	Симм.	LS/HS	Композитный бозон	Решетка	Примеры соединений
$3d^1(e_g^1): ^2E$ $Ti^{3+}, V^{4+}, Cr^{5+}$	Тетра	—	$e_g^2: ^3A_{2g}$ $s = 1$	$A_{1g}$ $S = 0$	$\beta$ - $Sr_2VO_4$ $(Sr,Ba)_3Cr_2O_8$
$3d^3(e_g^3): ^2E$ $V^{2+}, Cr^{3+}, Mn^{4+}$	Тетра	LS	$e_g^2: ^3A_{2g}$ $s = 1$	$A_{1g}$ $S = 0$	$Ba_2VGe_2O_7$ (?)
$3d^4(t_{2g}^3 e_g^1): ^5E$ $Cr^{2+}, Mn^{3+}, Fe^{4+}$	Окта	HS	$e_g^2: ^3A_{2g}$ $s = 1$	$A_{2g}$ $S = 3/2$	$CrO, CrF_2$ $Sr_2FeO_4$ $(Ca,Sr,Ba)FeO_3$ $(Ca,Sr,Ba)_3Fe_2O_7$ $RMnO_3, LaMn_7O_{12}$
$4d^4(t_{2g}^3 e_g^1): ^5E$ $Ru^{4+}$	Окта	HS	$e_g^2: ^3A_{2g}$ $s = 1$	$A_{2g}$ $S = 3/2$	$(Ca,Sr)_2RuO_4$ $(Ca,Sr)RuO_3, RuO_2$ $(Ca,Sr)_3Ru_2O_7$
$3d^6(e_g^3 t_{2g}^3): ^5E$ $Fe^{2+}, Co^{3+}$	Тетра	HS	$e_g^2: ^3A_{2g}$ $s = 1$	$A_{1g}$ $S = 3/2$	$FePn, FeCh, Na_5CoO_4$
$3d^7(t_{2g}^6 e_g^1): ^2E$ $Co^{2+}, Ni^{3+}$	Окта	LS	$e_g^2: ^3A_{2g}$ $s = 1$	$A_{1g}$ $S = 0$	$RNiO_3$ $(Li,Na,Ag)NiO_2$
$3d^9(t_{2g}^6 e_g^3): ^2E$ $Cu^{2+}, Ni^{+}$	Окта	—	$e_g^2: ^3A_{2g}$ $s = 1$	$A_{1g}$ $S = 0$	$CuF_2, KCuF_3, K_2CuF_4$
$4d^9(t_{2g}^6 e_g^3): ^2E$ $Pd^{+}, Ag^{2+}$	Окта	—	$e_g^2: ^3A_{2g}$ $s = 1$	$A_{1g}$ $S = 0$	$AgO$ ( $Ag^1 + Ag^{3+}O_2$ )
$3d^9(t_{2g}^6 e_g^3): ^2B_{1g}$ $Cu^{2+}, Ni^{+}$	Окта* квадр	—	$b_{1g}^2: ^1A_{1g}$ $s = 0$	$A_{1g}$ $S = 0$	HTSC cuprates $CuO, RNiO_2$
$4d^9(t_{2g}^6 e_g^3): ^2B_{1g}$ $Pd^{+}, Ag^{2+}$	квадр	—	$b_{1g}^2: ^1A_{1g}$ $s = 0$	$A_{1g}$ $S = 0$	$AgF_2, KAgF_3$ $Cs_2AgF_4, LaPdO_2$ (?)

известных „кандидатов“ ( $Ca(Sr)FeO_3, RNiO_3, AgO$ ) реализуется тот или иной спин-зарядовый порядок [2–5]. Модель, в частности, предполагает, что сверхпроводящие носители в соединениях  $FePn/FeCh$  состоят из  $e_g$ -дырок, а не из  $t_{2g}$ -электронов [2–5,10], как предсказывает одноэлектронная мульти-орбитальная зонная модель. Наиболее оптимальные условия для ВТСП с бесспиновыми локальными бозонами и бесспиновой решеткой могут быть достигнуты только для низкосимметричных квазидвумерных  $d^9$ -систем, таких как 2D-купраты и никелаты.

В работах [11–20] для описания электронной структуры и фазовых диаграмм квазидвумерных купратов типа  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$  была предложена и развита модель зарядовых триплетов, в рамках которой удалось смоделировать сложные фазовые диаграммы  $CuO_2$ -плоскостей, являющиеся результатом конкуренции ферми-металлического и антиферромагнитного диэлектрического состояния, зарядового упорядочения и спин-синглетной бозонной сверхпроводимости.

В данной работе мы представляем обобщенную модель эффективных зарядовых триплетов, позволяющую в наиболее общем виде учитывать конкуренцию зарядовых, спиновых, орбитальных и решеточных степеней свободы для так называемых однозонных ЯТ-магнетиков [3] типа редкоземельных никелатов  $RNiO_3$  ( $R$  — редкая земля или иттрий) [21].

## 2. Модель зарядовых триплетов: $\Sigma = 1$ псевдоспиновый формализм

Обобщенная модель эффективных зарядовых триплетов предполагает рассмотрение некоторой высокосимметричной „прародительской“ конфигурации ЯТ-магнетика типа  $RNiO_3$  с идеальными октаэдрами  $NiO_6$ , низкоэнергетическое состояние которой формируется зарядовым триплетом  $[NiO_6]^{10-,9-,8-}$  (номинально  $Ni^{2+,3+,4+}$ ) с различными спиновыми и орбитальными основными состояниями (см. табл. 2). В соответствии с идеей Райса–Снеддона, предложенной для описания

**Таблица 2.** Псевдоспиновая, спиновая и орбитальная структура трех зарядовых центров NiO<sub>6</sub> в ортоникелатах RNiO<sub>3</sub>.

<i>d</i> -center	Nominal	Cluster	Charge $S = 1$ pseudospin projection	Conventional spin	Orbital state
Electron ( $d^8$ )	Ni <sup>2+</sup>	[NiO <sub>6</sub> ] <sup>10-</sup>	$M_S = -1$	1	$A_{1g}$
Parent ( $d^7$ )	Ni <sup>3+</sup>	[NiO <sub>6</sub> ] <sup>9-</sup>	$M_S = 0$	1/2	$E_g$
Hole ( $d^6$ )	Ni <sup>4+</sup>	[NiO <sub>6</sub> ] <sup>8-</sup>	$M_S = +1$	0	$A_{1g}$

трех зарядовых состояний  $Vi^{3+,4+,5+}$  в  $BaBiO_3$  [22], и развитой в работах [11–20] для ВТСП купратов, три зарядовых состояния кластера NiO<sub>6</sub> мы связываем с тремя проекциями псевдоспина  $\Sigma = 1$  и используем известные соотношения спиновой алгебры для описания зарядовой степени свободы.

Прежде всего отметим, что формально локальный псевдоспин  $\Sigma = 1$  предполагает наличие восьми (три „дипольных“ и пять „квадрупольных“) независимых операторов и соответствующих локальных параметров зарядового порядка (в неприводимых компонентах):

$$\hat{\Sigma}_0 = \hat{\Sigma}_z; \quad \hat{\Sigma}_{\pm} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{\Sigma}_x \pm i\hat{\Sigma}_y); \quad \hat{\Sigma}_z^2; \quad \hat{\Sigma}_{\pm}^2; \quad \hat{T}_{\pm} = \frac{1}{2} \{ \hat{\Sigma}_z, \hat{\Sigma}_{\pm} \}. \quad (1)$$

Операторы

$$\hat{P}_0 = (1 - \hat{\Sigma}_z^2); \quad \hat{P}_{\pm} = \frac{1}{2} \hat{\Sigma}_z (1 \pm \hat{\Sigma}_z) \quad (2)$$

фактически являются операторами проектирования на зарядовые состояния с проекцией псевдоспина  $M = 0, \pm 1$  соответственно, а средние  $\langle \hat{P}_0 \rangle$ ,  $\langle \hat{P}_{\pm} \rangle$  фактически представляют собой локальные плотности соответствующих зарядовых состояний.

Операторы  $\hat{\Sigma}_{\pm}$  и  $\hat{T}_{\pm}$  изменяют проекцию псевдоспина на  $\pm 1$ . Оператор  $\hat{\Sigma}_{\pm}^2$  изменяет проекцию псевдоспина на  $\pm 2$ , так что его можно рассматривать как оператор рождения/уничтожения композитного бозона. Соответствующие локальные средние  $\langle \hat{\Sigma}_{\pm} \rangle$ ,  $\langle \hat{T}_{\pm} \rangle$ ,  $\langle \hat{\Sigma}_{\pm}^2 \rangle$  будут описывать различные варианты „недиагонального“ зарядового порядка, в частности, когерентное металлическое и сверхпроводящее состояния.

С учетом спиновых и орбитальных состояний для зарядовых компонент мы должны расширить локальное гильбертово пространство до „псевдоспин-орбитально-спинового октета“  $|1M; \Gamma\mu; S_m\rangle$  ( $|10; E_g\mu; \frac{1}{2}\nu\rangle$ ;  $|1-1; A_{1g}0; 1m\rangle$ ;  $|1+1; A_{1g}0; 00\rangle$ ), где  $\mu = 0, 2$ ,  $\nu = \pm \frac{1}{2}$ ,  $m = 0, \pm 1$  ( $|E_g 0\rangle \propto d_{z^2}$ ,  $|E_g 2\rangle \propto d_{x^2-y^2}$ ) и рассматривать ЯТ-магнетик в общем случае как систему таких „октетов“. Такой подход позволит в наиболее общем виде учесть эффекты конкуренции различных степеней свободы.

### 3. Эффективный гамильтониан ЯТ-магнетика: „атомный“ предел

В простейшем „атомном“ пределе мы пренебрегаем эффектами одно- и двухчастичного переноса заряда, так что эффективный гамильтониан ЯТ-магнетика примет вид

$$\hat{H}_{at} = \hat{H}_{ch} + \hat{H}_{el-lat} + H_{lat} + \hat{H}_{spin}^{eff}, \quad (3)$$

где

$$\hat{H}_{ch} = \Delta \sum_i \hat{\Sigma}_{iz}^2 + \sum_{i>j} V_{ij} \hat{\Sigma}_{iz} \hat{\Sigma}_{jz} - \mu \sum_i \hat{\Sigma}_{iz} \quad (4)$$

— эффективный гамильтониан зарядовых взаимодействий (локальные и нелокальные корреляции),  $\mu$  — химический потенциал, определяемый из условия постоянства величины  $\sum_i \langle \hat{\Sigma}_{iz} \rangle$ , в частности условия электронейтральности. Величина и знак параметра  $\Delta = \frac{1}{2}U$ , где  $U$  — эффективный параметр локальных корреляций, имеют принципиальное значение для ЯТ-магнетика. Большие положительные значения  $U$  делают диспропорционирование энергетически невыгодным и стабилизируют ЯТ-центр, приводя к локальному/кооперативному ЯТ упорядочению с орбитальным порядком (ОО) и, как правило, к состоянию магнитного изолятора. Большие отрицательные значения  $U$  (negative- $U$  model) делают анти-ЯТ-диспропорционирование энергетически выгодным, приводя к формированию системы электронных и дырочных центров с широким набором возможных фазовых состояний.

Эффективный гамильтониан линейного электрон-решеточного взаимодействия включает два принципиально важных вклада для зарядовых состояний с проекцией псевдоспина  $M = 0$ , т.е. для ЯТ-центра, и  $M = \pm 1$ , то есть для электронного/дырочного центров соответственно

$$H_{el-lat} = V_E \sum_i \hat{P}_0 (\hat{v}_i^E Q_i^E) \hat{P}_0 + a \sum_i (\hat{\Sigma}_{iz}^2 + \lambda \hat{\Sigma}_{iz}) Q_i^{A_{1g}}, \quad (5)$$

где первое слагаемое — ян-теллеровский вклад взаимодействия с локальной модой смещений  $Q^E$  ( $Q^{E0} \propto d_{z^2}$ ,  $Q^{E2} \propto d_{x^2-y^2}$ ),  $V_E$  — константа ЯТ-взаимодействия, а матрицы  $\hat{v}^{E0}$ ,  $\hat{v}^{E2}$  на базе состояний  $|E_g 0\rangle$  и  $|E_g 2\rangle$  совпадают с матрицами Паули  $\hat{\sigma}_z$  и  $\hat{\sigma}_x$  соответственно [1]. Второе слагаемое в (5) — взаимодействие с

локальной полносимметричной (breathing) модой смещений для зарядовых состояний с проекцией псевдоспина  $M = \pm 1$ ,  $a$  и  $\lambda$  — константы электрон-решеточного взаимодействия. Именно взаимодействие с локальной полносимметричной модой позволяет объяснить как механизм, так и особенности перехода металл-изолятор в ортоникелатах  $RNiO_3$  [23]. Естественно, что учет электрон-решеточного взаимодействия требует включения в гамильтониан ЯТ-магнетика и упругой энергии

$$H_{lat} = \frac{1}{2} \sum_{i\Gamma v} K_{\Gamma} (Q_i^{\Gamma v})^2 + \dots, \quad (6)$$

где мы выделили только локальный вклад. Очевидно, что энергия ЯТ-стабилизации [1]

$$E_{JT} = \frac{V_E^2}{2K_E} \quad (7)$$

является важнейшим энергетическим фактором стабилизации ЯТ-центра в решетке.

Эффективный спин-гамильтониан ЯТ-магнетика в общем случае имеет сложную структуру. Многие особенности спиновых взаимодействий ЯТ-центров рассмотрены в известной работе Кугеля и Хомского [1]. Ниже мы рассмотрим вклад в эффективный спин-гамильтониан ЯТ-магнетика  $RNiO_3$  зарядовых спин-триплетных состояний  $[NiO_6]^{10-}$  (номинально  $Ni^{2+}$ ), соответствующий компоненте  $M = -1$  зарядового псевдоспина, который можно представить как

$$\hat{H}_{spin}^{eff} = \hat{P}_{-1} \hat{H}_{spin} \hat{P}_{-1}, \quad (8)$$

где  $\hat{P}_{-1}$  — соответствующий оператор проектирования, а спин-гамильтониан

$$\begin{aligned} \hat{H}_{spin} = & V_{md} + \sum_{i>j} J_{ij} (\hat{S}_i \hat{S}_j) + \sum_{i>j} j_{ij} (\hat{S}_i \hat{S}_j)^2 \\ & + K \sum_i (\mathbf{m}_i \hat{S}_i) (\mathbf{n}_i \hat{S}_i) - \sum_i (\mathbf{h} \hat{S}_i) \end{aligned} \quad (9)$$

включает типичные слагаемые,  $V_{md}$  — магнитодипольное взаимодействие,  $J_{ij}$  и  $j_{ij}$  — интегралы билинейного и биквадратичного изотропного обмена соответственно,  $K$  — константа одноионной анизотропии, а  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{n}$  — единичные векторы, определяющие в общем случае две характерные оси одноионной анизотропии второго порядка,  $\mathbf{h}$  — внешнее поле [3–5].

В целом эффективный гамильтониан модели зарядовых триплетов (3)–(9) может служить основой как для квантовомеханического, так и классического описания ЯТ-магнетиков типа ортоникелатов с применением методов типичных для традиционных спин-магнитных систем, в частности, теории эффективного поля [16,17].

## 4. Заключение

Для описания электронной структуры однозонных ЯТ-магнетиков типа редкоземельных никелатов  $RNiO_3$  нами

предложена обобщенная модель эффективных зарядовых триплетов, в рамках которой  $NiO$ -подрешетка рассматривается как система „псевдоспин-орбитально-спиновых октетов“. Эффективный гамильтониан модели может служить основой как для квантовомеханического, так и классического описания низкоэнергетических состояний и фазовых диаграмм ЯТ-магнетиков в рамках единого подхода, в наиболее общем виде учитывающего зарядовые, спиновые, орбитальные и решеточные степени свободы.

## Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ-2023-0017 Министерства образования и науки Российской Федерации

## Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] К.И. Кугель, Д.И. Хомский. УФН **136**, 621 (1982).
- [2] A.S. Moskvina. J. Phys.: Condens. Matter **25**, 085601 (2013).
- [3] A.S. Moskvina. Magnetochemistry **9**, 224 (2023).
- [4] А.С. Москвин, Ю.Д. Панов. ФТТ **65**, 1129 (2023).
- [5] A.S. Moskvina. Ferroelectrics **618**, 1179 (2024).
- [6] Hiroshi Katayama-Yoshida, Koichi Kusakabe, Hidetoshi Kizaki, Akitaka Nakanishi. Appl. PHYS. EXP. Jpn Soc. Appl. Phys. **1**, 8, 081703 (2008).
- [7] E. Bousquet, A. Cano. Phys. Sci. Rev. **8**, 479 (2023).
- [8] T. Kimura, Y. Sekio, H. Nakamura, T. Siegrist, A.P. Ramirez. Nature Mater. **7**, 291 (2008).
- [9] G. Giovannetti, S. Kumar, D. Khomskii S. Picozz, J. van den Brink. Phys. Rev. Lett. **103**, 156401 (2009).
- [10] A.S. Moskvina, I.L. Avvakumov. Proc. III Int. Conf. „Fundamental Problems of High-Temperature Superconductivity“. Moscow, Zvenigorod (13–17 October 2008). 215 p.
- [11] A.S. Moskvina. Phys. Rev. B **79**, 115102 (2009).
- [12] A.S. Moskvina. Phys. Rev. B **84**, 075116 (2011).
- [13] A.S. Moskvina, Y.D. Panov. J. Supercond. Nov. Magn. **32**, 61 (2019).
- [14] А.С. Москвин, Ю.Д. Панов. ФТТ **61**, 1603 (2019).
- [15] A.S. Moskvina. Phys. Met. Metallogr. **120**, 1252 (2019).
- [16] A. Moskvina, Y. Panov. Condens. Matter **6**, 24 (2021).
- [17] A.S. Moskvina, Yu.D. Panov. JMMM **550**, 169004 (2022).
- [18] А.С. Москвин. Оптика и спектроскопия **131**, 491 (2023).
- [19] А.С. Москвин, Ю.Д. Панов. ФТТ **62**, 1390 (2020).
- [20] A.S. Moskvina, Yu.D. Panov. J. Phys.: Conf. Ser. **2164**, 012014 (2022).
- [21] M. Hepting. The Rare-Earth Nickelates. In: Ordering Phenomena in Rare-Earth Nickelate Heterostructures. Springer Theses. Springer, Cham. (2017).
- [22] T.M. Rice, L. Sneddon. Phys. Rev. Lett. **47**, 689 (1981).
- [23] A.B. Georgescu, A.J. Millis. Commun. Phys. **5**, 135 (2022).

Редактор Т.Н. Василевская