ДОКЛАДЫ АН ВШ РФ
2021 октябрь–декабрь № 4 (53)

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ

УДК 537.611.45

ПЕРЕХОД ПАЙЕРЛСА В ЛИНЕЙНОЙ ЦЕПОЧКЕ ОБМЕННО СВЯЗАННЫХ СПИНОВ

Н.Б. Орлова[1], М.И. Куркин[2]
[1] *Новосибирский государственный технический университет*
[2] *Институт физики металлов УрО РАН*

В работе рассчитывается потеря устойчивости антиферромагнитного состояния вещества относительно перехода Пайерлса в рамках новой модели магнитных подрешеток. В новой модели магнитных подрешеток в отличие от предыдущей модели подрешеток Андерсона–Займана антиферромагнитное упорядочение спинов обеспечивается слабым влиянием магнитной анизотропии. Магнитная анизотропия подавляет обменное смешивание при достаточно большом количестве спинов в подрешетке $N > 10^5$. Переход Пайерлса заключается в деформации в линейной цепочке атомов, а именно сближение соседних атомов, при которой период кристаллической решетки увеличивается вдвое. При сближении атомов обменное взаимодействие устанавливается только между парой ближайших атомных спинов. Исходя из новой модели магнитных подрешеток установлено, что антиферромагнитное подрешеточное состояние периодической цепочки спинов неустойчиво относительно перехода в состояние Пайерлса. При переходе в состояние «спин-пайерлс» спины соседних атомов будут упорядочены антипараллельно, но выделенного направления упорядочения спинов нет и невозможно ввести понятие магнитных подрешеток. Обнаруживаются такие магнитные состояния по экспоненциальной зависимости магнитной восприимчивости от обратной температуры. Электронный магнетизм в этом состоянии определяется атомным диамагнетизмом, если частоты теплового движения малы по сравнению с обменной частотой.

Ключевые слова: антиферромагнетики, магнитные подрешетки, обменное взаимодействие, переход Пайерлса.

DOI: 10.17212/1727-2769-2021-4-7-14

Введение. Новая модель подрешеток

Одним из успехов квантовой теории считается описание фазовых переходов с температурами упорядочения спинов электроном, превышающих 100 К. Это упорядочение обусловлено обменным взаимодействием, которое отсутствует в классической физике [1]:

$$V_{ex} = \sum_{jk} J(\vec{r}_j - \vec{r}_k)(\vec{s}_j \vec{s}_j). \quad (1)$$

где $J(\vec{r}_j - \vec{r}_k)$ – обменные параметры взаимодействия между $\vec{s}_j$ и $\vec{s}_k$ спинами на атомах с координатами $\vec{r}_j$ и $\vec{r}_k$. Обменное взаимодействие состоит из двух частей

$$V_{ex} = V_{ex}^{zz} + V_{ex}^{\pm}. \quad (2)$$

Первое слагаемое отвечает за магнитное упорядочение

$$V_{ex}^{zz} = \sum_{j,k} J(\vec{r}_j - \vec{r}_k) s_j^z s_k^z. \quad (3)$$

Работа выполнена в рамках государственного задания РАН (тема № 0120146333).

© 2021 Н.Б. Орлова, М.И. Куркин

Второе слагаемое отвечает за обменное смешивание спинов

$$V_{ex}^{\pm} = \frac{1}{2}\sum_{j,k} J(\vec{r}_j - \vec{r}_k)(s_j^+ s_k^- - s_j^- s_k^+), \tag{4}$$

здесь $s_j^{\pm} = s_j^x \pm i s_j^y$. Операторы s_j^z и $s_j^{\pm}$ определяются матрицами Паули [1]. Если параметры $J(\vec{r}_j - \vec{r}_k) < 0$, то наинизшее собственное значение оператора V_{ex} (1) соответствует ферромагнитному упорядочению спинов с волновой функцией Ψ_F и максимальной *z*-проекцией полного спина:

$$\left\langle \Psi_F \left| S^z \right| \Psi_F \right\rangle = \left\langle \Psi_F \left| \sum_{j=1}^{N} s_j^z \right| \Psi_F \right\rangle = \frac{N}{2}. \tag{5}$$

При этом *z*-проекция спина каждого электрона также максимальна:

$$\left\langle \Psi_F \left| s_j^z \right| \Psi_F \right\rangle = \frac{1}{2}. \tag{6}$$

Если наибольшие по абсолютной величине параметры $J(\vec{r}_j - \vec{r}_k) > 0$, то наинизшему собственному значению V_{ex} (1) может соответствовать антиферромагнитное упорядочение с волновой функцией Ψ_{AF} и нулевым полным спином:

$$\left\langle \Psi_F \left| S^z \right| \Psi_F \right\rangle = 0. \tag{7}$$

Для описания антиферромагнитного упорядочения в пространственно периодической решетки спинов обычно используется гипотеза спиновых подрешеток. К такой подрешетке относят группу спинов с ферромагнитным упорядочением. В самом простом варианте описания антиферромагнитного состояния используется структура двух подрешеток:

$$\left\langle \Psi_{AF} \left| S_1^z \right| \Psi_{AF} \right\rangle = \left\langle \Psi_{AF} \left| \sum_{j=1}^{N} s_j^z \right| \Psi_{AF} \right\rangle = \frac{N}{2}; \tag{8}$$

$$\left\langle \Psi_{AF} \left| S_2^z \right| \Psi_{AF} \right\rangle = \left\langle \Psi_{AF} \left| \sum_{k=1}^{N} s_k^z \right| \Psi_{AF} \right\rangle = -\frac{N}{2}. \tag{9}$$

Однако точная собственная функция оператора V_{ex} (1)

$$V_{ex}\Psi_{AF} = E_{AF}\Psi_{AF} \tag{10}$$

не может удовлетворять условиям (8)–(9) из-за слагаемого $V_{ex}^{\pm}$ (2) в обменном взаимодействии (1). Дело в том, что действие операторов $s_j^+ s_k^-$ и $s_j^- s_k^+$ на волновые функции пары спинов $\psi_{j,1/2}\psi_{k,-1/2}$ и $\psi_{j,-1/2}\psi_{k,+1/2}$:

$$\begin{aligned} s_j^- s_k^+ \psi_{j,1/2}\psi_{k,-1/2} &= \psi_{j,-1/2}\psi_{k,1/2}, \\ s_j^+ s_k^- \psi_{j,-1/2}\psi_{k,1/2} &= \psi_{j,1/2}\psi_{k,-1/2}, \end{aligned} \tag{11}$$

эквивалентно обмену местами этих спинов. Такого типа обменное смешивание спинов подрешеток $\vec{S}_1$ (8) и $\vec{S}_2$ (9) разрушает в них ферромагнитный порядок. Андерсону [2] и Займану [3] удалось упростить оператор V_{ex} (1) так, что приближенное решение (10) смогло удовлетворить модифициронным условиям (8), (9) для трехмерного упорядочения:

$$\left\langle \Psi_{AF} \left| S_1^z \right| \Psi_{AF} \right\rangle = -\left\langle \Psi_{AF} \left| S_2^z \right| \Psi_{AF} \right\rangle = -\frac{N}{2}(1-\Delta) \tag{12}$$

с величиной квантового сокращения спинов подрешеток $\Delta \approx 0{,}1$. Однако в [4] удалось найти точные решения уравнения (10) для V_{ex} с параметрами $J(\vec{r}_j - \vec{r}_k)$ специального вида. Оказалось, что эти точные решения удовлетворяют условиям:

$$\left\langle \Psi_{AF} \left| S_{1,2}^z \right| \Psi_{AF} \right\rangle = 0, \tag{13}$$

соотвествующим полной неопределенности в ориентациях спинов $\vec{s}_{j,k}$:

$$\left\langle \Psi_{AF} \left| s_{j,k}^z \right| \Psi_{AF} \right\rangle = 0\ . \tag{14}$$

В [4] предложена новая модель спиновых подрешеток, отличная от модели Андерсона и Займана. В этой модели магнитная анизотропия V_{an}, ориентирующая спины $\vec{s}_{j,k}$ относительно осей кристаллической решетки [1, 5], оказалась способной обеспечить антиферромагнитный подрешеточный порядок спинов. Решение уравнения

$$(V_{ex} + V_{an})\Psi_{AF} = (E_{AF} + \delta E_{an})\Psi_{AF} \tag{15}$$

смогло удовлетворить разложениям вида

$$\left\langle \Phi_{AF} \left| s_j^z \right| \Phi_{AF} \right\rangle = -\left\langle \Phi_{AF} \left| s_k^z \right| \Phi_{AF} \right\rangle = -\frac{1}{2}(1 - \varepsilon + \lambda\varepsilon^2 + ...) \lhd \tag{16}$$

при условии

$$\varepsilon = \frac{H_E}{H_A N} << 1, \tag{17}$$

где $H_E \approx 10^7$ Э – обменное поле; $H_A < 10^3$ Э – поле магнитной анизотропии; N – число спинов в каждой из подрешеток $\vec{S}_{1,2}$ (8) и (9), которое в [4] является параметром теории и может достигать макроскопических значений $\left(N >> H_E / H_A\right)$.

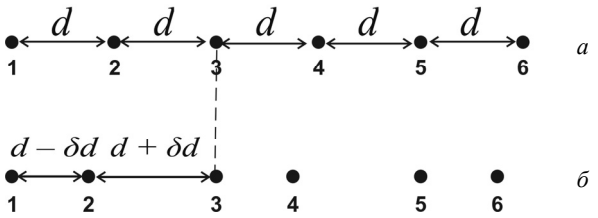
С новой моделью связаны дополнительные возможности при описании магнитных свойств антиферромагнетиков. В частности, тепловое разрушение спинов подрешеток $\vec{S}_{1,2}$ (8) и (9) до нулевых значений при температуре $(T = T_N)$ обеспечивает значительные отклонения от закона Кюри–Вейса выше температуры Нееля T_N [6]. Далее, неравенство $V_{an}/V_{ex} \approx H_A/H_E << 1$ обеспечивает малость смещений δE_{an} (15) в спектре оператора $\left(V_{ex} + V_{an}\right)$. В то же время сравнение формул (12) и (14) указывает на значительное различие волновых функций Ψ_{AF} (10)

и Φ_{AF} (15). Квантовая теория [1] допускает такое различие, поскольку спектр изотропного оператора V_{ex} (1) вырожден, а V_{an} снимает вырождение. Однако V_{an} не единственное возмущение, влияющее на вырождение в спектре V_{ex}. В этой статье обсуждается другое такое возмущение, с которым связан так называемый переход Пайерлса [7].

Переход Пайерлса

Переходом Пайерлса принято называть деформацию линейной периодической цепочки атомов, обеспечивающую удвоение периода (см. рисунок). Представленная на рисунке деформация цепочки атомов первоначально была предложена для описания перехода металл–диэлектрик при половинном заполнении зоны проводимости. При удвоении периода зона проводимости делится пополам и между подзонами раскрывается полоса запрещенных энергий. При половинном заполнении исходной зоны нижняя подзона оказывается полностью заполненной, а верхняя – полностью пустой. Это соответствует энергетическому спектру электронов в диэлектрике. Понижение потолка нижней подзоны обеспечивает уменьшение кинетической энергии электронов, которое перекрывает энергия деформации цепочки E_{deff}. При $\delta d << d$ энергия E_{deff} может быть записана в виде

$$E_{deff} = Q\left(\frac{\delta d}{d}\right)^2. \tag{18}$$



Деформация линейной периодической цепочки атомов, определяющая переход Пайерлса:

а – исходная цепочка спинов с периодом *d*; *б* – цепочка после перехода с периодом 2*d*.

Deformation of a linear periodic chain of atoms, which determines the Peierls transition:

а – is an initial chain of spins with a period *d*; *б* – is a chain after the transition with a period of 2*d*

В диэлектрической цепочке атомов зона проводимости полностью заполнена, поэтому после перехода Пайерлса заполненными оказываются обе подзоны. В результате уменьшение кинетической энергии электронов нижней подзоны компенсируется увеличением этой энергии электронов верхней подзоны. Однако возникает другая возможность потери устойчивости цепочки, если ее атомы имеют нескомпенсированные спины, связанные с обменным взаимодействием V_{ex} (1). Эту возможность мы продемонстрируем, сравнив обменные энергии E_a удвоенной элементарной ячейки до деформации Пайерлса и E_b элементарной ячейки после такой деформации.

Для упрощения расчетов мы используем несколько приближений.

(i) При оценке E_a для подрешеточного состояния будем пренебрегать энергией анизотропии δE_{an} по сравнению с E_{ex} в (13), учитывая соотношение

$$\delta E_{an}/E_{ex} = H_A/H_E < 10^{-4}.$$

(ii) Используем приближение ближайших соседей для обменного взаимодействия V_{ex} (1):

$$J(\vec{r}_j - \vec{r}_k) = J(d) \quad \text{при } \left|\vec{r}_j - \vec{r}_k\right| = d,$$

$$J(\vec{r}_j - \vec{r}_k) = 0 \quad \text{при } \left|\vec{r}_j - \vec{r}_k\right| > d.$$

(iii) Учтем, что спины $\vec{s}_j$ и $\vec{s}_k$ в подрешеточном состоянии ведут себя в нулевом приближении как классические векторы. Это следует из формулы (14), связывающий квантовые состояния этих спинов с параметром ε. Это позволяет при вычислении обменной энергии учитывать в операторе V_{ex} (1) только слагаемое V_{ex}^{zz}.

С учетом упрощений (i)–(iii) для обменной энергии E_a одноэлектронных спинов $\vec{s}_3$ и $\vec{s}_4$ (рисунок *а*) получается выражение

$$E_a = V_{ex}(2,3) + V_{ex}(3,4) + V_{ex}(4,5) = 3V_{ex}(3,4) = \frac{3}{4}J(d) \tag{19}$$

Эта величина соответствует обменной энергии спинов в удвоенной элементарной ячейке на рисунке *а*. При вычислении обменной энергии, соответствующий спинам в элементарной ячейке деформированной цепочки (рисунок *б*), состояние спинов $\vec{s}_3$ и $\vec{s}_4$ будем описывать волновой функцией

$$\psi_- = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\psi_{3,1/2}\psi_{4,-1/2} - \psi_{3,-1/2}\psi_{4,1/2}\right). \tag{20}$$

На это состояние квантовые свойства спинов влияют радикально, поэтому их обменная энергия E_b определяется обоими слагаемыми V_{ex}^{zz} и $V_{ex}^{\pm}$ в V_{ex} (1) и описывается формулой

$$E_b = -\frac{3}{4}J(d - \delta d). \tag{21}$$

Это состояние получило название «спин-Пайерлс» [8, 9]. Полному спину пары $\vec{s}_3$ и $\vec{s}_4$ соответствует квантовое число $S = 0$:

$$\left\langle \psi_- \left| \left(\vec{s_3} + \vec{s_4}\right) \right| \psi_- \right\rangle = S(S+1) = 0, \tag{22}$$

что обеспечивает отсутствие обменного взаимодействия между парами (1, 2), (3, 4) и т. д. Это позволяет при записи обменной энергии E_b (21) ограничиться спинами, расположенными в элементарной ячейке деформированной цепочки (рисунок *б*). В отсутствие деформации ($\delta d \neq 0$) $E_a = E_b$. Деформация ($\delta d \neq 0$) снимает это вырождение. Если принять, что с уменьшением d обменный параметр $J(d)$ растет:

$$J(d - \delta d) = J(d) + P\frac{\delta d}{d} + \ldots$$

т. е. коэффициент $P > 0$, то переход Пайерлса понижает обменную энергию:

$$\delta E_{ex} = E_b - E_a = -\frac{3}{4}J(d-\delta d) + \frac{3}{4}J(d) = -\frac{3}{4}P\frac{\delta d}{d} < 0\,. \tag{23}$$

Полное изменение энергии цепочки спинов, учитывающее энергию деформации δE_{deff} (18):

$$\delta E\left(\frac{\delta d}{d}\right) = \delta E_{ex} + \delta E_{def} = -\frac{3}{4}P\frac{\delta d}{d} + Q\left(\frac{\delta d}{d}\right)^2 \tag{24}$$

достигает минимального значения

$$\delta E_{\min} = -\frac{9}{64}\frac{P^2}{Q} = -\Delta < 0 \tag{25}$$

при равновесном значении

$$\frac{\delta d}{d} = \frac{3}{8}\frac{P}{Q}\,. \tag{26}$$

Величина Δ (25) имеет смысл энергии связи в парах, формирующих состояние «спин-Пайерлса». Нулевое значение полного спина пары $S = 0$ (22) означает, что магнитные свойства такого состояния определяются диамагнетизмом электронов атомов цепочки, если тепловая энергия kT связана с Δ неравенством:

$$kT << \Delta\,. \tag{27}$$

Энергия связи спинов в парах Δ (25) обеспечивает экспоненциальную температурную зависимость «спин-Пайерлс» антиферромагнетиков:

$$\chi(T) \sim \exp\left(\frac{\Delta}{kT}\right). \tag{28}$$

По этой зависимости они были обнаружены экспериментально [8, 9].

Заключение

Гипотеза спиновых подрешеток (8) и (9) позволяет описать свойства подавляющего большинства антиферромагнетиков [5]. Новая модель формирования этих подрешеток связывает их существование с условием (17), содержащим три параметра H_A, H_E и N. Структуре спин-Пайерлс соответствует значение $N = 1$, обеспечивающее условие (14), соответствующее полной неопределенности в ориентации каждого спина. Такой тип антиферромагнетиков без выделенных направлений для подрешеток, т. е. без подрешеток, почти не обсуждается в литературе по магнетизму (см. например [5]). Тем не менее к нему относятся спиновые цепочки Холдейа [10], теоретическое описание которых отмечено Нобелевской премией в 2016году.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Квантовая механика (нерелятивистская теория). – Изд. 6-е, испр. – М.: Физматлит, 2004. – 800 с.
2. **Anderson P.W.** An approximate quantum theory of the antiferromagnetic ground state // Physical Review. – 1952. – Vol. 86 (5). – P. 694–701.

3. **Ziman J.M.** Antiferromagnetism by the Spin Wave Method II: Magnetic Properties // Proceedings of the Physical Society. Section A. – 1952. – Vol. A 65 (7). – P. 548–556.
4. **Kurkin M.I.**, **Orlova N.B.** An approximate quantum theory of the antiferromagnetic ground state // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2019. – Vol. 474. – P. 287–295.
5. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков / Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. – М.: Физматлит, 2001. – 367 с.
6. **Орлова Н.Б., Куркин М.И.** Проблемы теории магнитной восприимчивости антиферромагнетиков выше температуры Нееля, связанные с приближением молекулярного поля // Доклады Академии наук высшей школы Российской Федерации. – 2019. – № 4. – С. 44–53.
7. **Peierls I**. Zur theorie des diamagnetismus von leitungselektronen // Zeitschrift für Physik. – 1933. – Vol. 80. – P. 763–791.
8. **Васильев А.Н.** Спин-Пайерлс // Природа. – 1997. – № 12. – С. 33–43.
9. **Hase M., Terasaki I., Uchinokura K.** Observation of the spin-Peierls transition in linear Cu^{2+} (spin-1/2) chains in an inorganic compound $CuGeO_2$ // Physical Review Letters. – 1993. – Vol. 70 (23). – P. 3651–3654.
10. **Haldane F.D.M.** Nonlinear field theory of large-spin heisenberg antiferromagnets: semiclassically quantized solitons of the one-dimensional easy-axis Néel state // Physical Review Letters. – 1983. – Vol. 50 (15). – P. 1153–1156.

PEIERLES TRANSITION IN A LINEAR CHAIN OF EXCHANGE RELATED SPINS

Orlova N.B.[1], Kurkin M.I.[2]
[1] *Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia*
[2] *Institute of Metal Physics UrB RAS, Ekaterinburg, Russia*

The loss of stability of the antiferromagnetic state of matter respective to the Peierls transition is calculated in the framework of a new model of magnetic sublattices. In this new model, in contrast to the Anderson-Ziman sublattice model, the antiferromagnetic spin ordering is provided by a weak influence of magnetic anisotropy. Magnetic anisotropy suppresses exchange mixing with a sufficiently large number of spins in the sublattice $N > 10^5$. The Peierls transition consists in the deformation in a linear chain of atoms, namely the convergence of neighboring atoms, at which the period of the crystal lattice increases by factor of two. When atoms approach, exchange interaction is established between a pair of nearest atomic spins only. Based on the new model of magnetic sublattices, the antiferromagnetic sublattice state of the periodic chain of spins is found to be unstable respective to the transition to the Peierls state. During the transition to the "spin-Peierls" state, the spins of neighboring atoms will be ordered antiparallelly, but since there is no preferred direction of spin ordering, it is impossible to introduce the concept of magnetic sublattices. Such magnetic states can be suggested from the exponential dependence of the magnetic susceptibility on the reciprocal temperature. The electrons magnetism in this state is determined by the atomic diamagnetism if the frequencies of thermal motion are small compared to the exchange frequency.

Keywords: antiferromagnets, magnetic sublattices, exchange interaction, Peierls transition.

DOI: 10.17212/1727-2769-2021-4-7-14

REFERENCES

1. Landau L.D., Lifshits E.M. *Kvantovaya mekhanika (nerelyativistskaya teoriya)* [Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory]. 6th ed. Moscow, Fizmatlit Publ., 2004. 800 p.
2. Anderson P.W. An approximate quantum theory of the antiferromagnetic ground state *Physical Review*, 1952, vol. 86 (5), pp. 694–701.
3. Ziman J.M. Antiferromagnetism by the Spin Wave Method II: Magnetic Properties. *Proceedings of the Physical Society. Section A*, 1952, vol. A 65 (7), pp. 548–556.
4. Kurkin M.I., Orlova N.B. An approximate quantum theory of the antiferromagnetic ground state. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2019, vol. 474, pp. 287–295.

5. Turov E.A., Kolchanov A.B., Men'shenin V.V., Mirsaev I.F., Nikolaev V.V. *Simmetriya i fizicheskie svoistva antiferromagnetikov* [Symmetry and physical properties of antiferromagnets]. Fizmatlit Publ., 2001. 367 p.
6. Orlova N.B., Kurkin M.I. Problemy teorii magnitnoi vospriimchivosti anti-ferromagnetikov vyshe temperatury Neelya, svyazannye s priblizheniem molekulyarnogo polya [The problems of the magnetic susceptibility theory of antiferromagnetics above the Néel temperature related to the molecular field approximation]. *Doklady Akademii nauk vysshei shkoly Rossiiskoi Federatsii = Proceedings of the Russian higher school Academy of sciences*, 2019, no. 4, pp. 44–53.
7. Peierls I. Zur theorie des diamagnetismus von leitungselektronen. *Zeitschrift für Physik*, 1933, vol. 80, pp. 763–791.
8. Vasil'ev A.N. Spin-Paierls [Spin- Peierls]. *Priroda*, 1997, no. 12, pp. 33–43. (In Russian).
9. Hase M., Terasaki I., Uchinokura K. Observation of the spin-Peierls transition in linear Cu^{2+} (spin-1/2) chains in an inorganic compound $CuGeO_2$. *Physical Review Letters*, 1993, vol. 70 (23), pp. 3651–3654.
10. Haldane F.D.M. Nonlinear field theory of large-spin heisenberg antiferromagnets: semiclassically quantized solitons of the one-dimensional easy-axis Néel state. *Physical Review Letters*, 1983, vol. 50 (15), pp. 1153–1156.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Орлова Наталья Борисовна – родилась в 1982 году, канд. физ.-мат. наук, доцент, физико-технический факультет, НГТУ. Область научных интересов: физика твердого тела, физика магнитных явлений. Опубликовано 50 научных работ. (Адрес: 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20. E-mail: n.b.orlova@corp.nstu.ru).

Orlova Natalia Borisovna (b. 1982) – PhD, Technical Physics Department, Novosibirsk State Technical University. Her research interests are currently focused on solid state physics and physics of magnetic phenomena. She is the author of 50 scientific papers. (Address: 20 K. Marx Av., Novosibirsk, Russia, 630073. E-mail: n.b.orlova@corp.nstu.ru).

Куркин Михаил Иванович – родился в 1938 году, д-р физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник Института физики металлов УрО РАН. Область научных интересов: физика твердого тела, физика магнитных явлений. Опубликовано 200 научных работ. (Адрес: 620108, Россия, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18. E-mail: kurkin@corp.nstu.ru).

Kurkin Mikhail Ivanovich (b. 1938) – professor, doctor of science (Phys.& Matrh.), chief researcher at the Institute of Metal Physics UrO RAS. His research interests are currently focused on solid physicis and physics of magnetic phenomena. He is the author of 200 scientific papers. (Address: 18 Sofya Kovalevskaya Street, Ekaterinburg, Russia, 620108. E-mail: kurkin@corp.nstu.ru).

Статья поступила 2 ноября 2021 г.
Received November 2, 2021

To Reference:

Orlova N.B., Kurkin M.I. Perekhod Paierlsa v lineinoi tsepochke obmenno svyazannykh spinov [Peierles transition in a linear chain of exchange related spins]. *Doklady Akademii nauk vysshei shkoly Rossiiskoi Federatsii = Proceedings of the Russian higher school Academy of sciences*, 2021, no. 4 (53), pp. 7–14. DOI: 10.17212/1727-2769-2021-4-7-14.