

ITINERANT ELECTRON
MAGNETISM

R. Z. LEVITIN

Magnetic properties of metals and alloys, in which the electrons responsible for magnetism are of itinerant nature and can therefore be considered as forming electron gas are described. The features of the magnetic behavior of such magnets are shown to be determined by the quantum characteristics of itinerant electron gas.

Рассказывается о магнитных свойствах металлов и сплавов, в которых ответственные за магнетизм электроны коллективизированы и их можно рассматривать как электронный газ. Показано, что особенности магнитного поведения таких магнетиков обусловлены квантовыми характеристиками газа коллективизированных электронов.

© Левитин Р.З., 1997

**МАГНЕТИЗМ
КОЛЛЕКТИВИЗИРОВАННЫХ
ЭЛЕКТРОНОВ**

Р. З. ЛЕВИТИН

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные свойства твердых тел определяются главным образом магнитными моментами содержащихся в них электронов. В твердых телах электроны могут находиться в двух различных состояниях. В непроводящих веществах (диэлектриках) все электроны локализованы на соответствующих атомах. В металлах, сплавах, интерметаллических соединениях и т.д. наряду с локализованными электронами имеются электроны, которые отрываются от атомов (ионов) и коллективизируются. Эти электроны легко двигаются в кристаллической решетке, обуславливая высокую проводимость.

Можно представить металл как решетку из ионов, омываемую газом коллективизированных электронов (электронов проводимости). В простейшей модели свободных электронов (ее называют моделью Друде–Лоренца) можно не учитывать взаимодействия электронов друг с другом, так как в первом приближении силы отталкивания между электронами компенсируются в среднем силами притяжения между электронами и ионами, и рассматривать газ свободных электронов как газ невзаимодействующих частиц.

Магнитные свойства электронного газа обусловлены тем, что электрон обладает собственным магнитным моментом μ_e , связанным, как это следует из квантовой механики, собственным спиновым механическим моментом электрона S_e соотношением

$$\mu_e = g_e S_e \mu_B. \tag{1}$$

Так как спин электрона $S_e = 1/2$, g -фактор электрона $g_e = 2$, то магнитный момент электрона $\mu_e = 1 \mu_B$.

Первоначально предпринимались попытки для описания магнитных свойств металлов представлять электронный газ как классический газ магнитных стрелок (магнитных диполей). Однако экспериментальные данные показывают, что такой подход не является верным. Так, например, П. Ланжевен, рассматривая газ невзаимодействующих магнитных диполей, получил для магнитной восприимчивости такого парамагнетика закон Кюри

$$\chi = \frac{N \mu_B^2}{3 k_B T}, \tag{2}$$

где N – число электронов, k_B – константа Больцмана. Из формулы (2) видно, что восприимчивость классического парамагнетика меняется с температурой по гиперболическому закону, что хорошо согласуется с экспериментальными данными для многих непроводящих парамагнетиков.

В то же время магнитная восприимчивость большинства металлов и сплавов почти не зависит от температуры и ее величина значительно меньше рассчитанной по формуле (2). Эти особенности магнитных свойств металлов были объяснены в 1928 году швейцарским ученым В. Паули, который показал, что электронный газ нельзя рассматривать в классическом приближении, а необходимо учитывать, что электроны являются квантовыми объектами и подчиняются квантовой статистике Э. Ферми, отличающейся от классической статистики Л. Больцмана.

СТАТИСТИКА ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

Квантовый характер электрона, и в частности наличие у него спинового механического момента, приводит к тому, что для электронного газа должен выполняться принцип Паули, согласно которому в квантовой системе, состоящей из частиц с полуцелыми спинами (именно такими являются электроны), в каждом энергетическом квантовом состоянии может находиться не более двух частиц (в нашем случае электронов) с противоположно направленными спинами. Таким образом, в системе из N электронов в металле даже при 0 К, когда тепловые возмущения отсутствуют, заняты $N/2$ низших энергетических уровней от наинизшего уровня с нулевой энергией до уровня с энергией Ферми \mathcal{E}_F (этот уровень носит название уровня Ферми), на каждом из которых находятся два электрона с противоположными спинами. Этим квантовый газ коренным образом отличается от классического газа, в котором при $T = 0$ К все частицы находятся в наинизшем энергетическом состоянии с нулевой энергией.

Для того чтобы определить распределение электронов по энергиям, воспользуемся соотношением для связи кинетической энергии электрона \mathcal{E} с его скоростью v и импульсом p , которые имеют одинаковый вид в классической и квантовой механике

$$\mathcal{E} = \frac{m_e v^2}{2} = \frac{p^2}{2m_e} \quad (3)$$

(m_e – масса электрона).

К разным уровням энергии электронов необходимо отнести те уровни, энергетическое расстояние между которыми удовлетворяет квантовомеханическому принципу неопределенности, согласно которому состояние квантовых частиц можно различить, только если произведение разности их координат Δx , Δy , Δz на их импульсы Δp_x , Δp_y , Δp_z не меньше постоянной Планка h , то есть

$$\Delta x \Delta p_x \approx h, \quad \Delta y \Delta p_y \approx h, \quad \Delta z \Delta p_z \approx h. \quad (4)$$

Так как мы интересуемся только импульсами электронов, а не их положением в объеме металла V , то из (4) получается

$$\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z \approx \frac{h^3}{V}. \quad (5)$$

С учетом (3) и (5) для плотности квантовых энергетических состояний ν (числа состояний, приходящихся на единичный интервал энергии) получится соотношение

$$\nu(\mathcal{E}) = 2\pi \left(\frac{2m_e}{h^2} \right)^{3/2} \mathcal{E}^{1/2}. \quad (6)$$

Энергия Ферми \mathcal{E}_F определяется из условия, что все N электронов металла размещаются на уровнях с энергией $\mathcal{E} \leq \mathcal{E}_F$:

$$\mathcal{E}_F = \left(\frac{3N}{8\pi V} \right)^{2/3} \frac{h^2}{2m_e}. \quad (7)$$

Для импульса Ферми из (3) имеем

$$p_F = \left(\frac{3N}{8\pi V} \right)^{1/3} h. \quad (8)$$

Зависимость плотности состояний свободных электронов от энергии приведена на рис. 1. Сплошная вертикальная линия – положение энергии (или уровня) Ферми.

При повышении температуры уровень Ферми размывается, так как из-за термических возбуждений заполняются электронные состояния, лежащие выше уровня Ферми, как показано на рис. 1 штриховой линией.

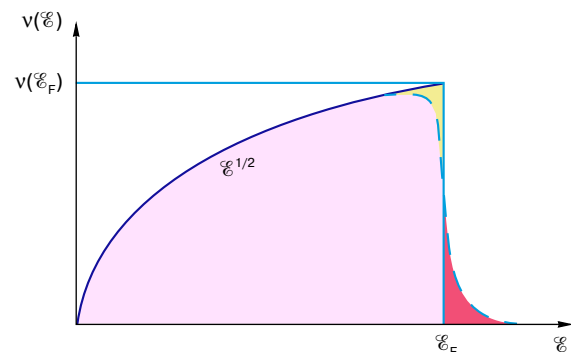


Рис. 1. Зависимость плотности состояний свободного электронного газа от энергии. Сплошная вертикальная линия дает положение уровня Ферми. Штриховой линией показано размывание уровня Ферми при повышении температуры

Порядок энергии Ферми в металлах можно определить из формулы (7). Плотность электронов в металле $N/V \approx 10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$, откуда, учитывая, что масса электрона $m_e = 9,1091 \cdot 10^{-28} \text{ г}$, а постоянная Планка $h = 6,62056 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}$, находим $\mathcal{E}_F \approx 10^{-13} - 10^{-14} \text{ эрг}$. Если сравнить эту величину с тепловой энергией $\mathcal{E}_T = k_B T$, получаем, что энергия Ферми соответствует температуре (ее называют температурой Ферми T_F) $10^4 - 10^5 \text{ К}$. При температуре порядка T_F возникает значительное количество термически возбужденных электронов, которые описываются классической статистикой Больцмана.

Таким образом, из приведенных оценок видно, что квантовый характер поведения электронного газа сохраняется до весьма высоких температур. Отметим, что рассмотренная выше картина остается принципиально такой же, если учесть взаимодействие коллективизированных электронов с ионным остовом кристаллической решетки, то есть отказаться от приближения свободных электронов. Более сложной становится только зависимость плотности электронных состояний от энергии.

ПАРАМАГНЕТИЗМ КОЛЛЕКТИВИЗИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

До сих пор анализировались свойства электронного газа в нулевом магнитном поле. Рассмотрим поведение коллективизированных электронов при $H \neq 0$. При этом необходимо учитывать, что на каждом энергетическом уровне находятся два электрона с противоположно ориентированными спинами: по полю (отмечается знаком +) и против поля (отмечается знаком -). В поле энергии этих электронов различаются из-за вклада энергии взаимодействия магнитного момента электрона с магнитным полем (зеemanовская энергия)

$$\begin{aligned} \epsilon_+ &= \frac{p_e^2}{2m_e} - \mu_e H, \\ \epsilon_- &= \frac{p_e^2}{2m_e} + \mu_e H. \end{aligned} \quad (9)$$

Таким образом, энергетическая зона в поле разбивается на две подзоны с разной энергией. Энергия электронов со спином по полю (+) уменьшается, а энергия электронов со спином против поля (-) возрастает (рис. 2), и часть электронов из энергетически невыгодной подзоны (-) перейдет в выгодную (+). Таким образом, в магнитном поле число электронов N_+ со спином по полю больше, чем число электронов N_- со спином против поля, и в поле возникает магнитный момент M_p , определяемый разностью числа электронов в различных подзонах:

$$M_p = \mu_e (N_+ - N_-). \quad (10)$$

В слабых полях расщепление подзон невелико, и можно приближенно считать, что изменение числа

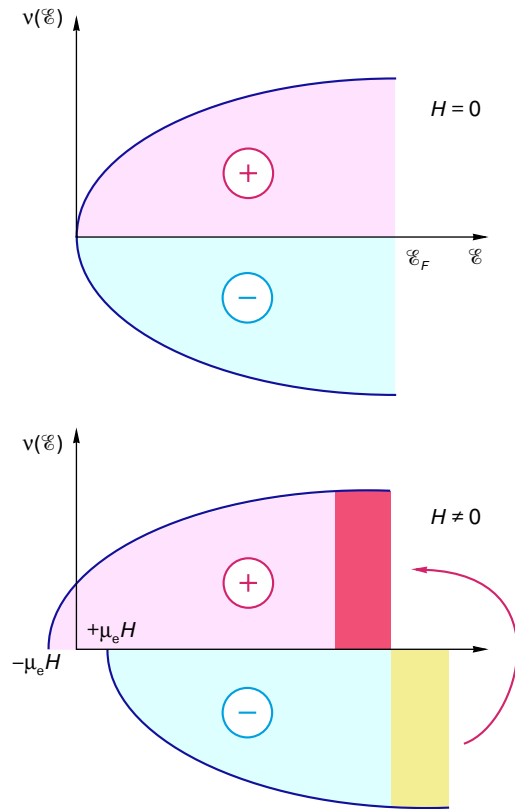


Рис. 2. Расщепление электронных подзон в магнитном поле. Желтая часть – электронные состояния (-), освобождающиеся в магнитном поле. Красная часть – электронные состояния (+), заполняющиеся в магнитном поле

электронов в подзонах равно $\pm \mu_e H v(\mathcal{E}_F)/2$ (см. рис. 2). Таким образом, магнитный момент электронного газа в поле

$$M_p = v(\mathcal{E}_F) \mu_e^2 H, \quad (11)$$

а его восприимчивость составляет

$$\chi_p = v(\mathcal{E}_F) \mu_e^2 \quad (12)$$

(напомним, что магнитный момент электрона составляет $\mu_e = 1 \mu_B$).

Выше отмечалось, что магнитная восприимчивость металлов в первом приближении не зависит от температуры. Физически этот результат обусловлен тем, что магнитный момент электронного газа создают только высокоэнергетические электроны, лежащие вблизи уровня Ферми, а так как энергия Ферми высока (температура Ферми T_F равна $10^4 - 10^5$), термические возбуждения слабо влияют на поведение системы электронов проводимости.

До сих пор рассматривали коллективизированные электроны как газ свободных электронов и не

учитывали взаимодействие между ними. Однако электроны являются заряженными частицами, и между ними существует электростатическое взаимодействие. В квантовой механике показывается, что в это взаимодействие наряду с классической кулоновской энергией дает вклад так называемая обменная энергия, зависящая от взаимной ориентации спинов электронов друг относительно друга,

$$\mathcal{E}_{\text{ex}} = -\frac{1}{2} I \vec{S}_i \vec{S}_j. \quad (13)$$

Если коэффициент обменного взаимодействия I положителен, то, как следует из формулы (13), обменное взаимодействие стремится ориентировать спины (а следовательно, и магнитные моменты) электронов параллельно друг другу. В результате обменное взаимодействие ведет к усилению парамагнетизма. Как показывают расчеты, магнитная восприимчивость обменно усиленного парамагнетика χ_{ex} возрастает по сравнению с восприимчивостью свободного электронного газа χ_p :

$$\chi_{\text{ex}} = \frac{\chi_p}{(1 - \lambda \chi_p)}, \quad (14)$$

где

$$\lambda = \frac{I}{\mu_B}. \quad (15)$$

ФЕРРОМАГНЕТИЗМ В СИСТЕМЕ КОЛЛЕКТИВИЗИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Выше указывалось, что положительное обменное взаимодействие приводит к возрастанию магнитной восприимчивости системы коллективизированных электронов. Из формулы (14) для магнитной восприимчивости обменно усиленного парамагнетика с коллективизированными электронами следует, что, если обменное взаимодействие достаточно велико и выполняется соотношение $\lambda \chi_p = 1$, восприимчивость стремится к бесконечности. Это означает, что обменное взаимодействие приводит к самопроизвольному (в нулевом магнитном поле) ферромагнитному упорядочению в системе коллективизированных электронов.

Возникновение ферромагнетизма в системе коллективизированных электронов можно представить следующим образом: обменное взаимодействие приводит к тому, что при отсутствии поля энергия подзон со спинами $+$ и $-$ становится различной, часть электронов переходит из одной подзоны в другую и возникает магнитный момент, равный разности моментов электронов в подзонах. Ситуация в этом случае полностью аналогична рассмотренному выше поведению парамагнетика в магнитном поле (рис. 2), если учесть, что в ферромагнетике роль внешнего поля выполняет эффективное поле

обменного взаимодействия (молекулярное поле), равное

$$H_{\text{mol}} = \lambda M. \quad (16)$$

Как показано выше, ферромагнетизм в системе коллективизированных электронов возникает при выполнении соотношения

$$\lambda \chi_p \geq 1, \quad (17)$$

которое с учетом формул (12) и (15) может быть представлено в виде

$$I \nu(\mathcal{E}_F) \geq 1. \quad (18)$$

Условия возникновения ферромагнетизма в системе коллективизированных электронов носит название критерия Стонера по имени ученого, впервые его выведшего.

Таким образом, ферромагнетизм в системе коллективизированных электронов является пороговым явлением – он возникает только при выполнении критерия Стонера (18), то есть при сравнительно больших величинах параметра обменного взаимодействия I и плотности состояний на уровне Ферми $\nu(\mathcal{E}_F)$. Физическая причина такой ситуации заключается в том, что при возникновении ферромагнитного упорядочения повышается кинетическая энергия электронной системы, так как часть электронов, переходя из одной энергетической подзоны в другую, занимает более высокие энергетические уровни. Поэтому ферромагнетизм возникнет только в том случае, если обменная энергия достаточно высока, чтобы скомпенсировать это возрастание кинетической энергии.

Различаются слабые и сильные ферромагнетики с коллективизированными электронами. Слабыми называются ферромагнетики, в которых спонтанное расщепление подзон в эффективном молекулярном поле сравнительно невелико (меньше, чем энергетическая ширина зоны) и некоторое количество электронов остается в подзоне со спином $(-)$ (рис. 3, а). В таких ферромагнетиках в поле магнитный момент возрастает, так как возрастает расщепление подзон и часть оставшихся электронов из подзоны $(-)$ переходит в подзону $(+)$.

В сильных ферромагнетиках расщепление подзон больше и все электроны в нулевом внешнем поле находятся в подзоне $(+)$ (рис. 3, б). В этом случае внешнее поле не влияет на число электронов в подзонах и магнитная восприимчивость такого ферромагнетика равна нулю.

Как уже отмечалось, для возникновения ферромагнетизма в системе коллективизированных электронов необходимо, чтобы плотность энергетических состояний на уровне Ферми $\nu(\mathcal{E}_F)$ была достаточно велика. Обычно это осуществляется в металлических соединениях переходных $3d$ -элементов (железо, никель, кобальт, марганец и т.д.). В атомах

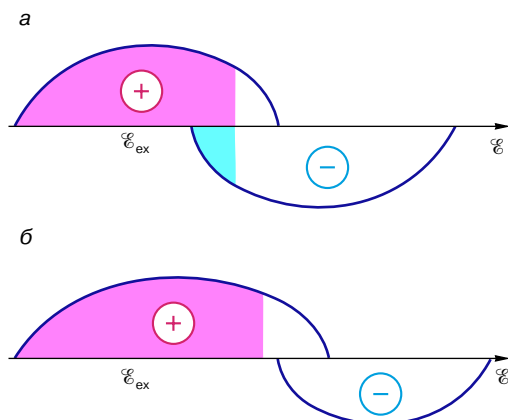


Рис. 3. Зонная структура слабого (а) и сильного (б) ферромагнетиков с коллективизированными электронами. Заштрихованы заполненные части подзон

этих металлов имеется не полностью заполненная электронная $3d$ -оболочка. В металлах $3d$ -электроны наряду с внешними валентными электронами коллективизируются, так как перекрываются волновые функции $3d$ -электронов соседних атомов и образуется система коллективизированных электронов, состоящая из $3d$ -электронов и s -электронов наружных электронных слоев. Так как плотность энергетических состояний $3d$ -электронов на уровне Ферми достаточно высока, критерий Стонера выполняется и возникает ферромагнитное упорядочение. Широко известные ферромагнетики железо, никель, кобальт являются ферромагнетиками с коллективизированными электронами. Такую же природу имеет ферромагнитное упорядочение в сплавах и интерметаллидах $3d$ -переходных металлов.

Интересно отметить, что в отличие от ферромагнетизма $3d$ -металлов ферромагнитное упорядочение редкоземельных металлов, сплавов и соединений описывается в модели локализованных магнитных моментов. Это обусловлено тем, что в атомах редких земель не полностью заполненная $4f$ -оболочка находится ближе к ядру атома, поэтому в металлах и сплавах волновые функции $4f$ -электронов не перекрываются и они остаются локализованными на атомах.

Описанная выше простая модель ферромагнетизма коллективизированных электронов (ее называют моделью Стонера), качественно правильно отражая многие магнитные свойства $3d$ -металлов и сплавов, сталкивается со значительными трудностями при количественном сопоставлении с экспериментальными данными. Например, известно, что разрушение ферромагнетизма должно происходить при температуре Кюри T_C , когда энергия участвующих в ферромагнетизме электронов сравнима с энергией теплового движения. Для ферромагнетиков с коллективизированными электронами ферро-

магнетизм обусловлен высокоэнергетическими электронами с энергией порядка энергии Ферми ϵ_F , то есть

$$T_C \approx \frac{\epsilon_F}{k_B} = T_F. \quad (19)$$

Выше указывалось, что температура Ферми $T_F \approx 10^4 - 10^5$, тогда как экспериментальные значения температуры Кюри типичных $3d$ -ферромагнетиков, таких, как железо, кобальт и никель, на один-два порядка меньше (1043, 1403 и 631 К соответственно).

Кроме того, в модели Стонера магнитная восприимчивость в парамагнитной области при $T > T_C$ не зависит от температуры, как в обычных парамагнетиках с коллективизированными электронами, в то время как во многих реальных $3d$ -ферромагнетиках она меняется с температурой по закону Кюри–Вейсса, характерному для ферромагнетиков с локализованными моментами

$$\chi = \frac{C}{T - T_C}. \quad (20)$$

Все эти экспериментальные факты удается объяснить в усовершенствованной модели ферромагнитного упорядочения системы коллективизированных электронов, наиболее последовательно развитой японским ученым Т. Мория. В отличие от модели Стонера, в которой считается, что электронная система является однородной, в усовершенствованной модели учитываются неоднородности намагниченности, меняющиеся в пространстве и времени (спиновые флуктуации). Эти флуктуации возникают из-за термических возбуждений спиновой системы, и их амплитуда растет при повышении температуры. Расчеты показывают, что учет спиновых флуктуаций позволяет значительно лучше описать экспериментальные данные для ферромагнетиков с коллективизированными электронами.

ЯВЛЕНИЕ МАГНИТНОЙ НЕСТАБИЛЬНОСТИ В МАГНЕТИКАХ С КОЛЛЕКТИВИЗИРОВАННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

В последние годы широко проводятся экспериментальные и теоретические исследования явления магнитной неустойчивости в магнетиках с коллективизированными электронами. Это явление обусловлено пороговым характером ферромагнетизма системы коллективизированных электронов, согласно которому ферромагнитное упорядочение возникает только при выполнении критерия Стонера (см. формулу (18)).

При определенных характеристиках зонной структуры, если на зависимости плотности состояний от энергии $\nu(\epsilon)$ вблизи уровня Ферми ϵ_F имеются особенности, возможна ситуация, когда

плотность состояния на уровне Ферми \mathcal{E}_F возрастает при увеличении внешнего магнитного поля. Тогда если в нулевом поле система коллективизированных электронов находилась в парамагнитном состоянии (критерий Стонера – формула (18) не выполняется), то в определенном поле H_M , в котором критерий Стонера начинает выполняться, произойдет скачкообразный (метамагнитный) переход системы коллективизированных электронов из парамагнитного в ферромагнитное состояние. Такое явление носит название метамагнетизма коллективизированных электронов и наблюдается, например, в интерметаллических соединениях YCo_2 и $LuCo_2$ (рис. 4).

Магнитная нестабильность системы коллективизированных электронов проявляется и в редкоземельных интерметаллических соединениях RCo_2 . В этих интерметаллидах магнитная подсистема коллективизированных d -электронов находится в обменном поле, действующем со стороны редкоземельной подсистемы локализованных $4f$ -электронов. При низких температурах это обменное поле превышает метамагнитное поле H_M , поэтому d -электроны находятся в ферромагнитном состоянии. При повышении температуры величина обменного поля уменьшается, и при температуре T_C , когда обменное поле становится меньше H_M , система коллективизированных электронов скачком переходит в парамагнитное состояние, то есть в этих интерметаллидах переход в парамагнитное состояние является переходом первого рода.

Магнитная нестабильность может привести также к тому, что система коллективизированных электронов, парамагнитная при низких температурах, перейдет в ферромагнитное состояние при повышении температуры. Это возможно, если термические возбуждения приводят к возрастанию плотности электронных состояний на уровне Ферми и выполнению критерия Стонера. К сожалению, это

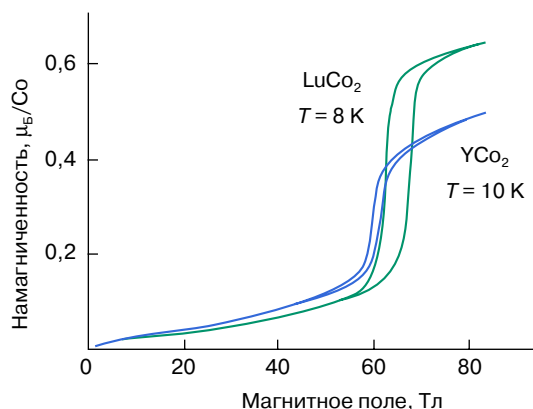


Рис. 4. Кривые намагниченности YCo_2 и $LuCo_2$ (из ст.: Goto T. et al. // J. Magnets and Magnetic Mater. 1990. Vol. 90/91. P. 700)

интересное явление (его называют термически индуцированным ферромагнетизмом) до сих пор экспериментально не наблюдалось.

ДИАМАГНЕТИЗМ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА (ДИАМАГНЕТИЗМ ЛАНДАУ)

Диамagnetизм характеризуется отрицательной магнитной восприимчивостью ($\chi < 0$) и обусловлен орбитальным движением электронов. На первый взгляд, поскольку в электронном газе устойчивые орбиты у электронов отсутствуют, диамagnetизм не должен наблюдаться в системе коллективизированных электронов. Однако выдающийся российский ученый Л.Д. Ландау в 1930 году показал, что газ коллективизированных электронов также обладает отрицательной диамagnetической восприимчивостью. Это явление носит чисто квантовый характер и возникает из-за того, что в магнитном поле квантуется движение электрона перпендикулярно полю.

На электрон, движущийся в магнитном поле \vec{H} со скоростью \vec{v} , действует сила Лоренца

$$\vec{F} = \frac{e}{c} [\vec{v} \times \vec{H}], \quad (21)$$

где e – заряд электрона, c – скорость света. Эта сила приводит к тому, что электрон наряду с поступательным движением совершает вращательное движение в плоскости, перпендикулярной полю, с частотой (она называется циклотронной)

$$\omega_c = \frac{eH}{m_e c}. \quad (22)$$

Движение электрона по кругу можно представить как сумму двух колебательных движений. В квантовой системе энергия колебательного движения квантуется: она может принимать значения

$$\mathcal{E}_n = \hbar \omega \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad (23)$$

где $n = 0, 1, 2, 3$ и т.д.

Таким образом, энергия, обусловленная вращением электрона вокруг направления поля, может быть представлена в виде

$$\mathcal{E} = 2\mu_B \left(n + \frac{1}{2} \right) H, \quad (24)$$

и, следовательно, из-за вращательного движения электронов в поле квазинепрерывный спектр электронов проводимости разбивается на отдельные дискретные уровни, называемые уровнями Ландау. Наличие уровней Ландау приводит к тому, что в системе коллективизированных электронов возникает отрицательная диамagnetическая восприимчивость. В приближении свободных электронов диамagnetическая восприимчивость

$$\chi_d = -\frac{1}{3}v(\mathcal{E}_F)\mu_B, \quad (25)$$

то есть составляет одну треть от парамагнитной восприимчивости (см. формулу (12)). Учет взаимодействия электронов с решеткой приводит к нарушению этого соотношения. Полная восприимчивость металла складывается из парамагнитной и диамагнитной восприимчивости коллективизированных электронов, а также из диамагнитной восприимчивости ионного остова. В большинстве непереходных металлов, в которых заполнены все внутренние оболочки, парамагнитная восприимчивость электронного газа превышает сумму диамагнитных восприимчивостей электронного газа и ионного остова, и эти металлы являются парамагнетиками, восприимчивость которых слабо зависит от температуры. Однако имеются металлы, в которых сумма диамагнитных восприимчивостей больше, чем парамагнитная восприимчивость электронного газа. Эти металлы являются диамагнетиками. К ним относятся медь, серебро, золото, висмут, кадмий, ртуть и др.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше мы рассмотрели основные особенности магнитных свойств системы коллективизированных электронов. Изучение магнетизма таких систем представляет интерес для фундаментальной физи-

ки, так как позволяет глубже понять строение твердых тел. Кроме того, исследование этого явления важно и для практики, так как ферромагнетики на основе железа, никеля и кобальта чрезвычайно широко используются для различных практических применений.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. *Вонсовский С.В.* Магнетизм. М.: Наука, 1982.
2. *Каганов М.И., Цукерник В.М.* Природа магнетизма. М.: Наука, 1982.
3. *Вонсовский С.В.* Магнетизм. М.: Наука, 1984.
4. *Левитин Р.З., Маркосян А.С.* Зонный метамагнетизм // Успехи физ. наук. 1988. Т. 155. С. 623.

* * *

Рудольф Зиновьевич Левитин, доктор физико-математических наук, профессор, ведущий научный сотрудник физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. Лауреат государственной премии. Область научных интересов – физика магнитных явлений, особенно магнитные свойства редкоземельных магнетиков и магнетиков с коллективизированными электронами. Соавтор двух монографий и более 270 статей.