Доклады Академии Наук СССР
1950. Том LXXV, № 5

ФИЗИКА

С. В. ВОНСОВСКИЙ и К. П. РОДИОНОВ

К ТЕОРИИ ЯВЛЕНИЯ ГОЛЬДГАММЕРА В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 12 X 1950)

1. Ферромагнетики, в отличие от обычных металлов, обладают ниже точки Кюри „аномалией“ электрических свойств (1). Эта „аномалия“ обусловлена наличием самопроизвольной намагниченности. Следует различать две характерные стороны упомянутой аномалии.

Первая из них связана с тем, что самопроизвольная намагниченность влияет на величину эффективной массы и времени свободного пробега электронов проводимости ферромагнетика (2), а также с тем, что эти электроны, ускоряясь во внешнем электрическом поле, могут отдавать свою энергию и импульс не только тепловым колебаниям решетки (столкновения с фононами), но и изменять магнитное состояние ферромагнетика (3) (столкновения с ферромагнонами). Это приводит к аномальному ходу температурной зависимости электросопротивления ферромагнетиков*. Указанные эффекты не зависят от результирующего магнитного состояния ферромагнетика и наблюдаются как в отсутствие, так и в присутствии внешнего магнитного поля. Это связано с тем, что здесь мы имем дело не с магнитным явлением, а с действием изотропного электростатического обменного взаимодействия.

Вторая аномалия, напротив, возникает при намагничивании ферромагнетика во внешних магнитных полях или при наложении внешних упругих напряжений, изменяющих его магнитную структуру. Неферромагнитные металлы при их помещении во внешнее магнитное поле также испытывают изменение электросопротивления (эффект Томсона), которое определяется величиной этого поля. Однако в случае ферромагнетиков, как это впервые было отчетливо показано русским ученым Д. И. Гольдгаммером (5), этот эффект не зависит от величины внешнего магнитного поля, а определяется целиком результирующей намагниченностью образца. При этом Д. И. Гольдгаммером было установлено, что абсолютная величина изменения удельного электросопротивления при намагничивании находится в простой квадратичной зависимости от намагниченности образца. Позднее была обнаружена анизотропия явления Гольдгаммера в ферромагнитных кристаллах, которая нашла свое объяснение (в смысле зависимость от углов) в термодинамической теории Н. С. Акулова (6). Тем не менее до последнего времени оставался открытым вопрос о природе сил, ответственных за существование эффекта Гольдгаммера.

Настоящая работа ставит своей задачей восполнить этот пробел.

2. В качестве исходной модели используем предложенную одним из нас (2) схему, согласно которой электроны ферромагнитного

---

* Вблизи точки Кюри имеет место уменьшение электросопротивления по сравнению с его величиной для неферромагнитных металлов. Это уменьшение в первом приближении пропорционально квадрату самопроизвольной намагниченности (1,2,4); при низких температурах вблизи 0°К появляется добавочный член в формуле для электросопротивления, зависящий от температуры по закону $\sim T^3$ (3).

кристалла, обусловливающие его магнитные, электрические и другие физические свойства, условно разбиваются на внутренние s-электроны и внешние d-электроны, между которыми имеет место электрическое (обменное) и магнитное (спиновое и спин-орбитальное) взаимодействие. В этой схеме предполагается, что свойства ферромагнетизма, в основном, определяются внутренними электронами, а электрические свойства — внешними электронами. В основу дальнейших расчетов положена гипотеза, гласящая, что явление Гольдгаммера обусловлено магнитным взаимодействием между внешними и внутренними электронами ферромагнетика. В целях упрощения вычислений из всех видов магнитного взаимодействия будем учитывать только спин-спиновое взаимодействие* s-электрона со всеми d-электронами.

Оператор энергии спин-спинового взаимодействия ([1]) имеет вид:

$$U_{cc} = \sum_{j=1}^{N} \frac{e^2}{2m^2c^2} \frac{\left(\vec{\sigma}_s \cdot \vec{\sigma}_{d_j}\right) r_j^2 - 3\left(\vec{\sigma}_s \cdot \mathbf{r}_j\right)\left(\vec{\sigma}_{d_j} \cdot \mathbf{r}_j\right)}{r_j^5}. \tag{1}$$

Здесь $\vec{\sigma}_s$ и $\vec{\sigma}_{d_j}$ — операторы спина, соответственно, s- и j-го d-электрона в единицах $^1/_2\hbar$, $\mathbf{r}_j$ — относительный радиус-вектор между s- и j-м d-электронами.

Энергия магнитного взаимодействия мала по сравнению с электростатической энергией s-электрона. Поэтому в первом приближении теории возмущения в принятой модели ферромагнетика упомянутая энергия, после стандартных вычислений, для простой кубической решетки равна:

$$W_{cc} = \pm y\left[R_0 + 6R_{\pm 1} - R_{\pm 1}\left(\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2\right)\right], \tag{2}$$

где y — величина относительной намагниченности d-электронов; ξ_1, ξ_2, ξ_3 — компоненты квази-импульса s-электрона; R_0 и $R_{\pm 1}$ — суммы интегралов „квази-кулоновского“ и „квази-обменного“ магнитного взаимодействия, знаки $\pm$ в формуле (2) относятся, соответственно, к правой и левой ориентации спина s-электрона.

Полная энергия s-электрона в ферромагнитном кристалле может быть представлена в виде суммы трех слагаемых: невозмущенной энергии ε_0, энергии $s-d$-обменного электростатического взаимодействия $A^{\pm}_{о.\,э}$ и энергии спин-спинового взаимодействия W_{cc} (2):

$$\varepsilon^{\pm} = \varepsilon_0 + A^{\pm}_{о.\,э.} + W^{\pm}_{cc}, \tag{3}$$

где, согласно ([2]), сумма двух первых энергий имеет вид:

$$\varepsilon_0 + A^{\pm}_{о.\,э} = \alpha \mp \alpha' y + \left(\beta \pm \beta' y\right)\left(\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2\right), \tag{3а}$$

а α, α', β, β' — суммы обменных интегралов электростатического взаимодействия.

3. Физическое значение членов с намагниченностью y в выражении полной энергии s-электрона (3) и (3а) заключается, прежде всего, в том, что величина y, особенно вблизи точки Кюри, существенно зависит от температуры. Вследствие этого в „газе“ s-электронов ферромагнетика вблизи точки Кюри должно происходить заметное перераспределение s-электронов по скоростям, а также изменение физических свойств s-электронов: эффективной массы, предельной энергии Ферми, времени свободного пробега и т. п. Вычисление этих величин для s-электронов, соответственно, с правой и левой ориентацией спина приводит к следующим выражениям:

---

* Можно показать, что учет других типов магнитного взаимодействия не меняет основных качественных выводов данной работы.

1) эффективная масса

$$m^{*}_{\pm} = \frac{\hbar^2}{2a^2\,[\beta \pm y\,(\beta' - R_{\pm 1})]}\,, \tag{4}$$

где a — постоянная решетки;

2) предельная энергия Ферми

$$\zeta^{\pm} = A'\,(1 \pm y')^{2/3}\,[\beta \pm y\,(\beta' - R_{\pm 1})]; \tag{5}$$

здесь A' — постоянная, не зависящая от температуры [и намагниченности, $y' = \frac{n^{+} - n^{-}}{n^{+} + n^{-}}$ — величина относительной намагниченности s-электрона (n^{+}, n^{-} — числа s-электронов, соответственно, с правой и левой ориентацией спина);

3) на основании (²) и формул (3) и (5) имеем время свободного пробега*

$$\tau^{\pm}(\zeta^{\pm}) = \frac{A''}{T}\,(\xi_0^{\pm})^2 \left(\frac{d\varepsilon^{\pm}}{d\xi}\right)_0 = \frac{A'''}{T}\,(1 \pm y')\,[\beta \pm y\,(\beta' - R_{\pm 1})], \tag{6}$$

где A'' и A''' — постоянные, не зависящие от T, y и y'; ξ_0 — максимальный квази-импульс s-электрона.

4) Рассматривая s-электроны в ферромагнитном кристалле как „смесь" двух электронных „газов" с правой и левой ориентацией спина, в принятом приближении существования времени свободного пробега, можно вычислить электропроводность по соотношению

$$\sigma = \frac{e^2 n^{+}}{m^{*}_{+}}\,\tau^{+} + \frac{e^2 n^{-}}{m^{*}_{-}}\,\tau^{-}. \tag{7}$$

Подставив в (7) значения $n^{\pm}$, $\tau^{\pm}$ и $m^{*}_{\pm}$ из формул (4), (5) и (6), получим выражение для электропроводности ферромагнитного кристалла с учетом магнитного взаимодействия:

$$\sigma = \frac{A}{T}\,[1 + y^2\,(\lambda_0 + \lambda_1 R_{\pm 1})]. \tag{8}$$

Часть электропроводности, обусловленная только спин-спиновым взаимодействием, на основании (8), очевидно, равна:

$$\sigma_{cc} = \frac{A}{T}\,y^2 \lambda_1 R_{\pm 1}, \tag{8a}$$

где A — постоянная, не зависящая от T и y; λ_0 и λ_1 — постоянные, зависящие от интегралов β и β'. Из формулы (8a) непосредственно получается величина относительного изменения электросопротивления, вызванного учетом спин-спинового взаимодействия:

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{cc} = -\,y^2\,\frac{A}{T}\,\frac{\lambda_1}{\sigma_0}\,R_{\pm 1}, \tag{9}$$

где σ_0 — изотропная часть электропроводности ферромагнетика.

Полученная формула (9) показывает, что изменение электросопротивления в ферромагнитном кристалле (эффект Гольдгаммера) целиком определяется величиной самопроизвольной намагниченности, а не внешним магнитным полем. Роль внешнего поля при этом сводится лишь к начальному ориентированию самопроизвольной намагниченности. В ферромагнетике, конечно, имеет место и обычное явление изменения электросопротивления в магнитном поле (эффект Томсона), однако оно подавляется ферромагнитной аномалией и, как показывает опыт, практически не наблюдается. Впрочем, следует заметить, что

* Введение времени свободного пробега вблизи температуры Кюри вполне законно, так как последняя для ферромагнетиков значительно выше дебаевской температуры.

по мере уменьшения самопроизвольной намагниченности обычный эффект может приобретать существенное значение. В связи с этим приобретает интерес детальное изучение явления электросопротивления вблизи ферромагнитной точки Кюри.

Квадратичная зависимость изменения электросопротивления от самопроизвольной намагниченности, полученная в формуле (9), находится в полном согласии с известным опытным соотношением Герлаха ([7]) и является физическим объяснением эффекта Гольдгаммера.

Это объяснение заключается в том, что аномалия гальваномагнитных эффектов в ферромагнетике вызывается магнитным взаимодействием внешних и внутренних электронов, что целиком подтверждает высказанную ранее гипотезу.

Формула (8а) получена из „усредненной“ формулы (7) и не содержит в явном виде анизотропии эффекта Гольдгаммера. Однако магнитная анизотропия этого эффекта вытекает уже из вида оператора спин-спинового взаимодействия (1) и в неявной форме входит в сумму интегралов $R_{\pm 1}$ формулы (9). Раскрывая угловую зависимость интегралов $R_{\pm 1}$, с помощью волновых функций d-состояния ([8]) для внутренних ($3d$) электронов, можно, используя квантовую теорию магнитострикции ([10]) и общие соображения кристаллографической симметрии, из формулы (8а) вывести компоненты тензора электросопротивления. Далее, применяя закон анизотропии четных эффектов Н. С. Акулова ([6]) и используя компоненты полученного нами тензора электросопротивления, удалось вывести формулу магнитной анизотропии эффекта Гольдгаммера

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{ik} = \mathrm{const}\, y^2 \sum_{i,\,k=1}^{3} B_{ik}(\alpha_i \alpha_k)\, \beta_i \beta_k, \qquad (10)$$

где $B_{ik}(\alpha_i, \alpha_k)$ — компоненты тензора электросопротивления, зависящие от направляющих косинусов α_i, α_k вектора самопроизвольной намагниченности относительно кристаллографических осей; β_i, β_k — направляющие косинусы вектора тока относительно тех же осей.

Для кубического кристалла квантовая формула (10) совпадает с макроскопической термодинамической формулой Деринга ([9]) с 5 константами анизотропии. Для гексагональной решетки также получено совпадение квантовой формулы с формулой формальной теории ([1]). В отличие от формул макроскопической теории, квантовая формула (10) дает зависимость констант анизотропии изменения электросопротивления от универсальных атомных констант и обменных интегралов.

Однако точное вычисление этих констант невозможно. Поэтому приходится ограничиться оценкой порядка величины этих констант. Из формулы (10) получаем:

$$K_j \approx \mathrm{const}\, y^2 G_{iklm} \quad (j = 1, 2, 3, 4, 5), \qquad (11)$$

где G_{iklm} — суммы обменных интегралов, не зависящие от углов. Порядок величины констант K_j составляет $\sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ и находится в удовлетворительном согласии с опытными данными Деринга ([9]).

Институт физики металлов
Уральского филиала Академии наук СССР
Свердловск

Поступило
19 IX 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] С. В. Вонсовский и Я. С. Шур, Ферромагнетизм, 1948. [2] С. В. Вонсовский, ЖЭТФ, 16, 981 (1946). [3] С. В. Вонсовский, ЖЭТФ, 18, 219 (1949), [4] H. Potter, Proc. Phys. Soc., 49, 671 (1937). [5] Д. И. Гольдгаммер, Уч. зап. Московск. ун-та, в. 8, 1 (1889). [6] Н. С. Акулов, Ферромагнетизм, 1939. [7] W. Gerlach, Ann. d. Phys., 8, 649 (1931). [8] H. Brooks, Phys. Rev., 58, 909 (1940). [9] W. Döring, Ann. d. Phys., 32, 259 (1938). [10] С. В. Вонсовский, ЖЭТФ, 10, 762 (1940).