

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ГЕЛИКОИДАЛЬНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Л.П.Горьков, А.В.Сокол

Найдена величина кинетического магнитоэлектрического эффекта в несоизмеримой структуре. Обсуждается возможность фреиховского механизма проводимости для антиферромагнитной фазы некоторых редкоземельных элементов и соединений.

Магнитоэлектрический эффект (МЭЭ) в ряде антиферромагнитных диэлектриков (появление намагниченности, пропорциональной электрическому полю) возможен за счет нарушения инвариантности по отношению к знаку времени и пространственной инверсии^{1, 2}. Геликоидальная структура в этом смысле обладает нужными симметричными свойствами.

Ниже мы, однако, покажем, что МЭЭ в металлических геликоидальных антиферромагнетиках определяется кинетическими явлениями. Иными словами, как и в³ для проводников со стереоизомерией, определяющая роль в явлении принадлежит нарушению инвариантности по отношению к обращению времени из-за диссипативной природы протекающего тока.

Геликоидальная фаза нейтронографически установлена в ряде редкоземельных элементов и их соединений (например, в Dy, Ho и Eu). Более того, антиферромагнитный вектор, Q , в них оказывается существенно несоизмеримым с вектором решетки. Происхождение несоизмеримой структуры обычно приписывают (см., например, ⁴⁻⁶) наличию на электронной ферми-поверхности (ПФ) конгруэнтных участков, связанных соотношением Келдыша – Копаева:

$$\epsilon(\mathbf{p} + \mathbf{Q}) = -\epsilon(\mathbf{p}) \quad (1)$$

(такие участки схематически показаны на рис. 1). Их совмещение за счет возникновения сверхструктуры должно приводить к развитию энергетических щелей на части ПФ. В пользу этих представлений свидетельствует существенное возрастание сопротивления ниже точки Нееля, например, в Dy ⁷ и Ho ⁸.

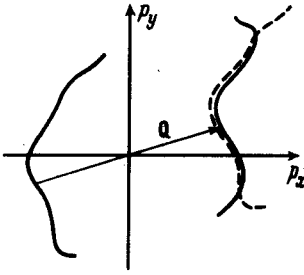


Рис. 1. Налагающиеся участки поверхности Ферми

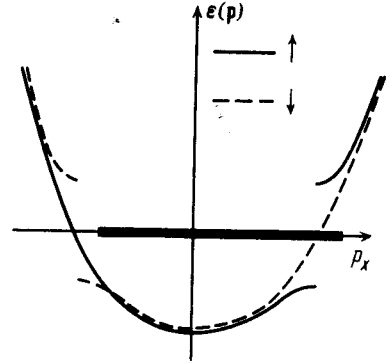


Рис. 2. Спектр электронных возбуждений в геликоидальной фазе. Жирной линией показано перераспределение чисел заполнения в присутствии электрического тока

В системах с локальными моментами причиной антиферромагнитного упорядочения служит взаимодействие РККИ, в отсутствие локальных моментов – возникновение электронной волны спиновой плотности (ВСП). В обоих случаях механизм перехода связывают, как предполагается, с неустойчивостью спектра (1) по отношению к образованию щели. Ниже точки перехода возникают компоненты недиагонального электронного параметра порядка, $\hat{\Delta}_{RL}$ и $\hat{\Delta}_{LR}$, вида

$$\hat{\Delta}_{RL} = (\vec{\sigma} \mathbf{d}) \exp(i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}), \quad (2)$$

пропорциональные, соответственно, $(\hat{\Delta}_{RL})_{\alpha\beta} \sim \langle \psi_{R\alpha} \psi_{L\beta}^+ \rangle$ и $(\hat{\Delta}_{LR})_{\alpha\beta} \sim \langle \psi_{L\alpha} \psi_{R\beta}^+ \rangle$ (индексы R и L отвечают правому и левому участкам ПФ на рис. 1). Отсюда

$$(\hat{\Delta}_{RL})^+ = \hat{\Delta}_{LR}. \quad (3)$$

Расщепление энергетического спектра, ϵ , определяется детерминантом матрицы вида:

$$\begin{pmatrix} \xi - \epsilon & \hat{\Delta}_{RL} \\ \hat{\Delta}_{RL}^+ & -\xi - \epsilon \end{pmatrix},$$

где $\xi = v_F(\mathbf{p} - \mathbf{p}_F)$ – энергетическое расстояние от ПФ. Вычисляя детерминант у правого участка ПФ, получим

$$\epsilon_R^2 = \xi^2 + (\mathbf{d} \mathbf{d}^*) + i(\vec{\sigma} [\mathbf{d} \times \mathbf{d}^*]). \quad (4)$$

Если вектор \mathbf{d} вещественен ($\mathbf{d}^2 \neq 0$), то структура отвечает синусоидальной волне. Тогда, согласно (4), спектр имеет щель для обеих спиновых компонент.

Чисто геликоидальной волне отвечает выбор $\mathbf{d}^2 = 0$: $\mathbf{d} = \mathbf{d}_1 + i\mathbf{d}_2$, где $\mathbf{d}_1 \perp \mathbf{d}_2$ и $|\mathbf{d}_1| = |\mathbf{d}_2|$. В этом случае спектр имеет одну "щелевую" и одну "бесщелевую" ветви:

$$\epsilon_R^2 = \xi^2 + |\mathbf{d}|^2 (1 + \sigma_z), \quad (5)$$

где направление z взято вдоль оси геликона:

$$\mathbf{n} \parallel [\mathbf{d}_1 \times \mathbf{d}_2].$$

У левой ферми-поверхности найдем

$$\epsilon_L^2 = \xi^2 + |\mathbf{d}|^2 (1 - \sigma_z). \quad (5')$$

Спектр (5) и (5') для разных ориентаций спина относительно вектора \mathbf{n} (предполагается, что спектр (1) отвечает единой энергетической ветви) имеет вид, изображенный на рис. 2. При низких температурах отсюда наглядно следует происхождение эффекта.

Действительно, в присутствии электрического тока числа заполнения перераспределяются, как показано жирной линией на рис. 2. Перераспределение, однако, затрагивает только бесщелевые ветви. Справа и слева эти ветви имеют разное направление спина, благодаря чему возникает намагниченность

$$M_i = \alpha_{ik} E_k. \quad (6)$$

В геометрии рис. 1 \mathbf{M} направлена вдоль \mathbf{n} :

$$\mathbf{M} = \alpha \mathbf{e}_z E_x \quad (6')$$

(в обменном приближении ось геликона не фиксирована).

Приведем теперь результаты микроскопических вычислений. При $T = 0$ ($|\mathbf{d}| \sim T_N$) для α имеем:

$$\alpha = -\mu_B eS \frac{2\sqrt{2} |\mathbf{d}| \tau_{imp}^2}{\pi^3}. \quad (7)$$

В (7) τ_{imp} — транспортное время (время рассеяния с передачей импульса $\sim Q$) за счет примесей, а S — площадь каждого из участков ПФ. При более высоких температурах диссипативный механизм обязан неупругим (фононным) процессам. В окрестности T_N получим:

$$\alpha = -\mu_B eS \frac{(|\mathbf{d}| \tau)^2}{(2\pi)^2 T_N (1 + 8(|\mathbf{d}| \tau)^2)^{1/2}}, \quad (8)$$

$$|\mathbf{d}| \ll T_N$$

(для примесей аналогичное выражение предсказывает скачкообразный рост α ниже T_N , что обязано отсутствию механизмов рассеяния, перепутывающих спиновые каналы). Спиновая структура в обсуждаемых антиферромагнетиках имеет существенно несоизмеримый период. Волна могла бы "скользить" вдоль вектора \mathbf{Q} , перенося заряд. Спиновая структура, конечно, пиннируется примесями. В обменном приближении, нам кажется, пиннинг может быть не слишком велик (он обязан гауссовским флуктуациям в однородном распределении примесей, так как примеси сдвигают температуру Нееля). Правильность упомянутых в начале статьи представлений о природе сверхструктуры может быть проверена в экспериментах по измерению проводимости в достаточно сильных электрических полях или в поле СВЧ. Оставляя явные выражения для проводимости в условиях пиннированной и движущейся волны до подробной статьи, отметим, что результаты, в общем, аналогичны тому, что наблюдается в трихалькогенидах переходных металлов (см., например, в ^{10, 11}). Увлечение ВСП электрическим полем, скажем, в Ду или Но, должно приводить к сглаживанию наблюдавшихся в ^{7, 8} аномалий сопротивления вблизи T_N и появлению нелинейной вольт-амперной характеристики в области пороговых электрических полей.

Приведем оценку выражения для магнитоэлектрического коэффициента вблизи T_N в условиях, когда "геликс" движется вдоль вектора \mathbf{Q} :

$$\alpha \sim \mu_B eS \frac{|\mathbf{d}|^2 \tau}{T_N^2}.$$

Сравнимая с (8), видим, что снос ВСП полем существенно уменьшает магнитоэлектрический эффект и даже меняет его знак.

Магнитный момент (6), вообще говоря, мал по сравнению с магнитным полем протекающего тока. В свете сказанного выше представляется очень интересным изучение только что упомянутых нелинейных и частотных эффектов в проводимости.

Авторы признательны В.В.Тугушеву и Р.З.Левитину за полезное обсуждение.

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред, М., 1982.
2. Дзялошинский И.Е. ЖЭТФ, 1959, 37, 881.
3. Левитов Л.С., Назаров Ю.В., Элиашберг Г.М. ЖЭТФ, 1985, 88, 229.
4. Coqblin B. The electronic structure of rare-earth metals and alloys. The magnetic heavy rare-earth. N.Y.: Acad. Press, 1977.
5. Andersen O.K., Loucks T.L. Phys. Rev., 1968, 167, 551.
6. Кулатов Э.Т., Куликов Н.И., Тугушев В.В. Тр. ИОФАН, 1986, 3, 122.
7. Hall P.M., Legvold S., Spedding F.H. Phys. Rev., 1960, 117, 971.
8. Strandburg D.L., Legvold S., Spedding F.H. Phys. Rev., 1962, 127, 2046.
9. Lee P.A., Rice T.M., Anderson P.W. Sol. State Comm., 1974, 14, 703.
10. Monceau P., Ong N.P., Portis A.M., Meerschaut A., Rouxel J. Phys. Rev. Lett., 1976, 37, 602.
11. Grüner G., Tippie L.C., Sanny J., Clark W.G., Ong N.P. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 935.

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 января 1987 г.