

ТОРОИДНОЕ СПИНОВОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ В КРИСТАЛЛАХ

А.А.Горбачевич, Ю.В.Конаев

Предложен механизм нарушения четности в кристаллах, связанный с появлением упорядоченных спиновых потоков внутри элементарной ячейки. Рассмотрен ряд свойств нового состояния: токомагнитный эффект, появление неоднородных магнитных структур, несохранение четности в атомах.

1. Предметом исследования данной работы является упорядоченное состояние кристалла, характеризующееся отличным от нуля при усреднении по времени значением плотности тока спина в данной точке внутри элементарной ячейки. Поток спина J_a^s описывается тензором второго ранга (диадой):

$$J_a^s = \langle \sigma_a \hat{j} \rangle \quad (1)$$

σ_a — матрица Паули ($a = x, y, z$), \hat{j} — оператор плотности потока. Макроскопическая симметрия состояния с плотностью тока спина характеризуется не локальным значением тензора J_a^s , а симметрией его пространственного распределения в элементарной ячейке. Величина J_a^s инвариантна относительно обращения времени. Однако полной группой макроскопической симметрии является не обычная группа пространственной симметрии кристалла, а "цветная" группа (см., например, ¹), включающая помимо пространственной группы, операции вращения и отражения в спиновом пространстве в качестве группы "нагрузок". Если спиновая компонента тензора J_a^s не зависит от координат (т. е. спины всех частиц, дающих вклад в спиновый поток, параллельны) симметрия состояния с $J_a^s \neq 0$ описывается особенно просто. Направим ось спинов по оси симметрии системы. Тогда операцией нагрузки является поворот в спиновом пространстве на угол π . С учетом (1) эта операция полностью эквивалентна инверсии координат в обычном пространстве. Таким образом, мы получаем возможность описать симметрию спиновых потоков на языке обычных пространственных групп симметрии. Далее, воспользовавшись уравнением непрерывности для координатной компоненты

$$\text{div } J_a^s = 0 \quad (2)$$

справедливым в стационарном случае и в отсутствие взаимодействий, несохраняющих спин, выделим тороидальную и полоидальную компоненты спинового потока. Такое разбиение отвечает токам, текущим по параллелям и меридианам тора в тороидальных координатах. В случае обычного потока заряженных частиц, т. е. электрического тока, соответствующие компоненты описываются двумя независимыми семействами электромагнитных мультиполей — магнитными и тороидными моментами ². С тороидными моментами оказался связанным новый тип упорядочения в твердом теле ^{3,4}. Спиновый поток удобно представить в виде двух равных по величине потоков частиц с одним знаком заряда, но с противоположным спином, текущих навстречу друг другу (рис. 1, а). Нетрудно показать, что симметрия тороидального распределения спинового потока (рис. 1, а) в одноосной системе описывается скаляром. Соответствующий инвариант — $\vec{\sigma} L$ (L — орбитальный момент). Полоидальной конфигурации (рис. 1, б) отвечает группа симметрии псевдоскаляра $\vec{\sigma} T$ (T — тороидный момент — нечетный по времени полярный вектор). Последний тип упорядочения будем называть тороидным спиновым (ТС) в отличие от тороидного токового ⁴.

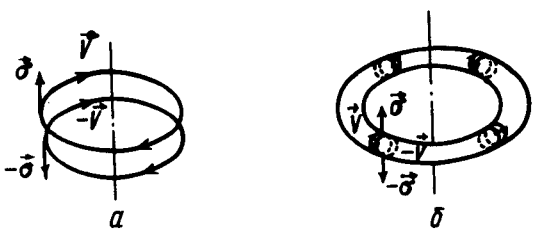


Рис. 1

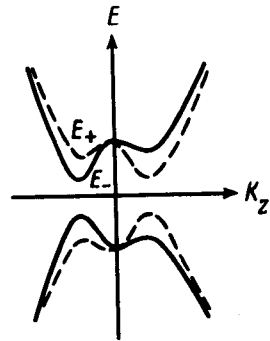


Рис. 2

2. В качестве модели, позволяющей дать микроскопическое описание псевдоскалярного ТС упорядочения, рассмотрим модель экситонного диэлектрика (ЭД) ⁵. Модель описывает фазовый переход с образованием бозе-конденсата электрон-дырочных пар на языке параметра порядка Δ .

В общем случае параметр порядка имеет сложную структуру

$$\Delta = \text{Re} \Delta + i \text{Im} \Delta = \Delta_R^s + \vec{\sigma} \vec{\Delta}_R^t + i(\Delta_I^s + \vec{\sigma} \vec{\Delta}_I^t) \quad (3)$$

здесь $\Delta^s, \vec{\Delta}^t$ — синглетная и триплетная компоненты параметра порядка. Инверсия времени оставляет инвариантными Δ_R^s и $\vec{\Delta}_I^t$ и меняет знак Δ_I^s и $\vec{\Delta}_R^t$. Различным компонен-

там параметра порядка соответствуют различные физические свойства. Сосуществование Δ_R^s и $\vec{\Delta}_R^t$ при ненулевом легировании ($\delta n \neq 0$) приводит к ферромагнетизму ⁶. Плотность магнитного момента выражается через Δ_R^s и $\vec{\Delta}_R^t$:

$$M \sim \delta n \Delta_R^s \vec{\Delta}_R^t. \quad (4)$$

При совпадающих экстремумах электронной и дырочной зон можно ввести межзонный матричный элемент импульса $P_{12} = iP = \langle 1 | \hat{p} | 2 \rangle$. Плотность тороидного момента T определяется, как

$$T \sim P \Delta_I^s. \quad (5)$$

Триплетная мнимая компонента $\vec{\Delta}_I^t$ параметра порядка (3) является ответственной за возникновение стационарных спиновых потоков в элементарной ячейке. На это обстоятельство указывали еще Гальперин и Райс ⁷. Однако авторы ⁷ рассматривали случай разнесенных экстремумов зон, когда $P \equiv 0$ и локальное упорядочение на масштабах ячейки не приводит к изменению макроскопической симметрии кристалла. Для $P \neq 0$, $\Delta = i\vec{\sigma}\vec{\Delta}_I^t$, $P \parallel \vec{\Delta}_I^t \parallel Oz$ спектр одноэлектронных возбуждений в модели ЭД имеет вид

$$E_{\pm}^2 = \epsilon^2 + \left(\frac{1}{m} P k_z \pm \Delta_I^t \right)^2. \quad (6)$$

Здесь k_z — проекция квазиимпульса на ось z , ϵ — затравочный спектр фазы с $\Delta_I^t = 0$, $P = 0$; m — масса электрона. Разные знаки в (6) соответствуют противоположным ориентациям спина. Легко проверить, что спектр инвариантен относительно любого несобственного преобразования и описывает систему с псевдоскалярной группой симметрии. Согласно результатам предыдущего пункта это означает тороидный характер упорядочения спиновых потоков в ячейке.

Переходим к описанию физических проявлений ТС упорядочения.

3. Токомагнитный эффект (ТМЭ). Спектр (6) расщеплен по спину (рис. 2). Однако в равновесном состоянии магнитный момент избыточных носителей заряда с квазиимпульсом k в точности компенсируется моментом частиц с противоположным значением квазиимпульса. Если же в образце течет электрический ток, то его компонента, параллельная оси z , вызовет асимметрию в распределении носителей заряда и в системе появится суммарная намагниченность $M^z \sim JP \Delta_I^t$. ТМЭ в псевдоскалярном ТС состоянии соответствует следующий член в плотности свободной энергии:

$$\delta F_1 = \beta_1 j^z H^z \quad (7)$$

здесь псевдоскаляр $\beta_1 \sim P \Delta_I^t$.

Продольный ТМЭ в немагнитном материале может служить экспериментальным критерием реализации ТС упорядочения.

4. Псевдоскалярная симметрия произведения $P \Delta_I^t$ приводит к появлению в выражении для плотности свободной энергии инварианта Лифшица

$$\delta F_2 = \beta_2 P \Delta_I^t \left(M_x \frac{\partial}{\partial z} M_y - M_y \frac{\partial}{\partial z} M_x \right) \quad (8)$$

здесь в пределе низкого уровня легирования в модели ⁵ $\beta_2 = \frac{2}{7} \left(\frac{c}{e} \frac{\Theta}{\Delta_R^s \delta n} \right)^2$ (Θ — температура) и мы учли точное соотношение ⁶

вместо (4). Коэффициент перед инвариантом Лифшица в (8) чисто обменной природы и не содержит релятивистской малости. Это указывает на то, что для достаточно большого значения коэффициента (высокая плотность псевдоскалярного конденсата) большими становятся и производные магнитного момента. В выражении для плотности свободной энергии имеется член, описывающий поляризацию псевдоскалярного конденсата магнитным моментом и приводящий к индуцированию торо-

идного токового момента:

$$\delta F_3 = \beta_3 \Delta_I^t MT \quad (9)$$

здесь в модели $\beta_3 = \left(\frac{48}{7 \zeta(3)} \right) \left(\frac{c}{e} \right) \frac{(\pi^2 \Theta)^2}{v_F^3 P}$, и мы учли (4) и (5). Если момент $M_{\text{л}}$ — локализован, то оказывается возможным говорить о локализованных тороидных моментах $T_{\text{л}}$.

5. Усиление слабых взаимодействий. Описанный в настоящей работе механизм нарушения четности в кристаллах может приводить к эффектам, обычно возникающих вследствие P -нечетных взаимодействий за счет обмена Z^0 -бозонами в атомах^{8,9}. Орбитальный тороидный момент атома может образоваться и в результате чисто обменного взаимодействия (9) псевдоскалярного конденсата со спином атомного электрона. Поэтому в кристаллах с ТС упорядочением следует ожидать существенного усиления эффектов, связанных с несохранением четности во внутриядерных взаимодействиях. Обмен же через обычное тороидное токовое возбуждение можно ассоциировать с T -нечетным взаимодействием, аналогичным наблюдаемому при распаде нейтральных K^0 -мезонов.

Литература

1. Изюмов Ю.А., Найш В.Е., Озеров Р.П. Нейтронография магнетиков. М.: Атомиздат, 1981.
2. Дубовик В.М., Тосунян Л.А. ЭЧАЯ, 1983, 14, 1193.
3. Волков Б.А., Горбачевич А.А., Конаев Ю.В., Тугушев В.В. ЖЭТФ, 1981, 81, 729.
4. Ginzburg V.L., Gorbachevich A.A., Kopaev Yu.V., Volkov B.A. Solid State Comm., 1984, 50, 339.
5. Келдыш Л.В., Конаев Ю.В. ФТТ, 1964, 6, 2791.
6. Волков Б.А., Труды ФИАН, 1978, 104, 3.
7. Halperin V.I., Rice T.M. Solid State Phys., 1968, 21, 115.
8. Зельдович Я.Б. ЖЭТФ, 1957, 83, 1531.
9. Хрипович И.Б. Несохранение четности в атомных явлениях. М.: Наука, 1981.