

МАГНИТОПРОБОЙНЫЙ СТРУКТУРНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ПАЙЕРЛСОВСКОГО ТИПА В ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

В.М.Гвоздиков, Э.А.Канер.

Предсказана возможность возникновения пайерлсовской сверхструктуры на цепочках магнитопробойных траекторий в двумерных проводниках. В условиях развитого магнитного пробоя (МП) она реализуется в виде последовательности структурных фазовых переходов, периодических по обратному магнитному полю. Рассчитана зависимость критической температуры от поля. Обсуждаются экспериментальные данные, качественно воспроизводящие особенности рассмотренного эффекта.

Своеобразие низкотемпературных свойств органических проводников, как известно, связано с квазиодномерностью их электронного спектра. В то же время системы с одномерным электронным спектром могут быть реализованы не только в органических проводниках. Другой путь связан со свойством магнитного поля эффективно понижать размерность электронной системы. Благодаря этому, некоторые одномерные эффекты, например, структурный фазовый переход пайерлсовского типа, могут быть индуцированы сильным магнитным полем в двумерных системах в условиях когерентного МП. В данной работе впервые проанализировано это явление и показано, что МП действительно может приводить к серии структурных фазовых переходов, периодичных в обратном магнитном поле.

Рассмотрим двумерный металл в перпендикулярном его плоскости магнитном поле, когда квазиклассические траектории, определяемые сечением поверхности Ферми, имеют вид цепочки замкнутых орбит (см. рис. 1). Известно, что в сильных полях, при $H > H_0$, (H_0 – поле пробоя) в таких системах возможно явление МП¹, в результате которого электроны когерентно перемещаются вдоль цепочки. Уровни Ландау расширяются в магнитные зоны (МЗ), а энергетический спектр теперь зависит не только от номера МЗ, но и от квазиимпульса $\hbar k$. В случае круговых орбит спектр может быть найден явно:

$$E_n(k) = \hbar\Omega (n + 1/2) + (-1)^n \epsilon_\rho(k),$$

$$\epsilon_\rho(k) = \frac{\hbar\Omega}{\pi} \arcsin(\rho \cos kL). \quad (1)$$

Здесь Ω – циклотронная частота, $\rho = \exp(-H_0/H)$ – вероятность МП, L – пространственный период МП-цепочки. При фиксированном n спектр становится эффективно одномерным и удовлетворяет условию

$$\epsilon_\rho(k+Q) = -\epsilon_\rho(k) \quad (2)$$

с волновым вектором $Q = \pi/L$. При наполовину заполненной МЗ, в полной аналогии с органическими квазиодномерными системами, условие (2) приводит к коновской аномалии в поляризаационном операторе $\pi(q, \omega, H)$ при $\omega = 0$ и $q = Q$, ответственной за удвоение периода цепочки. Используя явный вид оператора π^2 , а также соотношения (1) и (2), уравнение, определяющее условия удвоения периода, представим в виде

$$g = \int_0^{\pi/2} dy \frac{\text{th}(pz)}{z} \frac{1 - \text{th}^2(\pi p \Delta)}{1 - \text{th}^2(\pi p \Delta) \text{th}^2(pz)}. \quad (3)$$

Здесь $g = \pi N \hbar^2 M m S_*^2$, N – двумерная плотность электронов, m – их масса, M – масса ионов, S_* – ионный вклад в скорость звука, $p = \hbar\Omega/2\pi T$, T – температура, $z = \arcsin(\rho \cos y)$, $\Delta(1/H)$ – периодическая по $1/H$ функция, определяемая как дробная часть величины $E_F / \hbar\Omega - 1/2$.

При изменении H , МЗ периодически пересекают уровень Ферми E_F , так что критическая температура T_c фазового перехода с удвоением периода оказывается периодической по $1/H$ функцией с периодом $\delta(1/H) = \hbar e / m c E_F$, как и в эффекте де Гааза – ван Альфена. За-

висимость $T_c(H)$ имеет вид последовательности "импульсов", форма которых, полученная из (3) численно, изображена на рис. 2. Из рисунка видно, что с ростом поля амплитуда "импульсов" и их ширина увеличиваются. При $H_0 \sim (10^4 - 10^5)$ Э ширина "импульса" может достигать значений $\sim 10^2$ Э, а его высота $\sim (1 - 10)$ К°. Максимум T_c достигается при $\Delta = 0$. Оценка T_c^{max} из (3) с логарифмической точностью дает

$$T_c^{max} \simeq \frac{\hbar\Omega}{\pi^2} \gamma \arcsin \rho \exp(-g\rho) \quad (4)$$

$\ln \gamma = C \approx 0,577 \dots$ — постоянная Эйлера. При $\rho \ll 1$ из (4) имеем

$$T_c^{max} \simeq 0,18 \hbar\Omega \exp(-H_0/H). \quad (5)$$

При смещении центра МЗ относительно уровня Ферми, величина Δ растет, а T_c , как видно из рис. 2, резко падает. В то же время и характер заполнения МЗ, пересекающей E_F , будет периодической по $1/H$ функцией, так, что, помимо развитого МП, требуется половинное заполнение верхней зоны. Если интервалы полей, где заполнение близко к половине, равны $H^{(i)} - H^{(i+1)}$, то картина описываемого фазового перехода по полю такова. В слабых полях ($H < H_0$) эффект отсутствует. Он впервые возникает на фоне развитого МП при достижении порога $H^{(1)} > H_0$. Затем, с ростом H , следует серия структурных фазовых переходов ("импульсов" $T_c(H)$) с периодом $\delta(1/H)$, обрывающаяся при $H^{(2)}$, и вновь появляющаяся в интервалах $H^{(i)} - H^{(i+1)}$, но с большей амплитудой "импульса" $T_c(H)$.

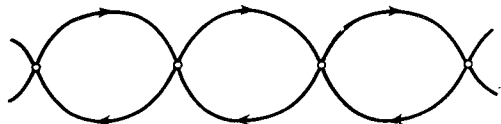
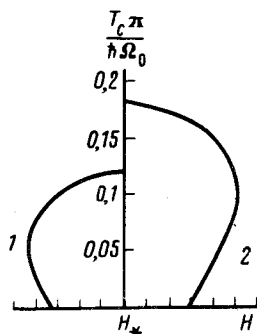


Рис. 1

Рис. 2. Зависимость $T_c(H)$, полученная из (3) численно при $E_F = 10^3 \hbar\Omega$ и $g = 5$, имеет форму "импульсов", периодических по обратному полю. Кривая 1 изображает "импульс", центрированный при значении поля $H_* = H_0$, кривая 2 — при $H_* = 10 H_0$. Цена деления по шкале H для кривой 1 равна $10^{-6} H_0$, а для кривой 2 — $10^{-4} H_0$. Для удобства изображены только половины симметричных "импульсов"



Описанные выше особенности структурного перехода качественно соответствуют экспериментально наблюдаемым в соединениях $[(TMTSF)_2 ClO_4]$ ^{3,4} поскольку за фазовый переход типа волны спиновой плотности (ВСП) отвечает та же коновская аномалия. В этих соединениях траектория типа показанной на рис. 1, возникает за счет образования "электронных карманов", обусловленных ВСП вдоль проводящих нитей. Иными словами, рассмотренный эффект может дополнять механизм Горькова ³.

Образование сверхструктуры, индуцированное сильным магнитным полем в слоистом кристалле, наблюдалось в ⁵. Найденная там эмпирическая зависимость $T_c(H)$ совпадает по виду с ⁵, где $H_0 \approx 1047$ кЭ, а предэкспонента ≈ 69 К.

В заключение отметим, что условия реализации когерентного МП в двумерных системах являются менее жесткими, чем в трехмерных. В частности, когерентный МП не разрушается при вращении поля вокруг оси МП-цепочки. Эффект трехмерности спектра приводит также к нарушению "нестинга" ² и к подавлению рассмотренного структурного фазового перехода. Переход от круговых орбит к орбитам произвольной формы сводится к замене $E_F/\hbar\Omega_0 \rightarrow cS/2\pi e\hbar H_0$ (S — площадь орбиты). Для часто встречающейся ситуации, когда МП-цепочка состоит из чередующихся большой и малой орбит, площади которых сильно различаются по величине и удовлетворяют неравенствам $S_1 \gg S_2 \gg \frac{e\hbar H}{c}$, эффективная вероятность МП ³

через малую орбиту равна ¹

$$\rho_{eff} = \rho^2 [\rho^4 + 4(1 - \rho^2)\cos^2\varphi_2]^{-1/2},$$

где $\varphi_2 = cS_2(E_F) / 2e\hbar H$. При этом формулы (1) – (4), после замены $\rho \rightarrow \rho_{eff}$ остаются в силе, так что описанные выше осцилляции $T_c(H)$ будут периодически модулироваться осцилляциями фазы малой орбиты.

Литература

1. Каганов М.И., Слуцкий А.А. Кн. "Электроны проводимости", М.: Наука, 1985, с. 416.
2. Канер Э.А., Чеботарев Л.В. ЖЭТФ, 1977, 73, 1813.
3. Горьков Л.П. УФН, 1984, 144, 381.
4. Pesty P., Garoshe P., Bechgaard K. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 2495.
5. Iye Y., Dresselhaus G. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 1182.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 марта 1986 г.