Письма в ЖЭТФ, том 108, вып. 3, с. 189 – 195

Квантовые осцилляции намагниченности в антиферромагнитных полуметаллах с треугольной решеткой

Д. М. Дзебисашвили[+*1)], *А. А. Худайбердыев*[+]

[+]*Институт физики им. Л.В. Киренского, Федеральный исследовательский центр "Красноярский научный центр Сибирского отделения РАН", 660036 Красноярск, Россия*

[*]*Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева, 660037 Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 25 июня 2018 г.

Исследуются особенности намагниченности антиферромагнитных полуметаллов с низкой концентрацией носителей тока на треугольной решетке в сильных магнитных полях. Показано, что хорошо известное плато в полевой зависимости намагниченности подсистемы локализованных спинов с $S = 1/2$ в действительности не строго горизонтальное, а характеризуется слабым положительным наклоном. Установлено, что при значениях магнитного поля, отвечающих границам этого плато, вследствие сильной s–$d(f)$-обменной связи, должна наблюдаться резкая смена частоты квантовых осцилляций намагниченности коллективизированной подсистемы.

DOI: 10.1134/S0370274X18150080

1. Введение. Квантовый антиферромагнетик на треугольной решетке (АФМТ) является простейшей системой, которая наиболее часто используется для изучения геометрической фрустрации [1]. Как известно, основное состояние классического АФМТ в магнитном поле сильно вырождено [2]. При нулевой температуре учет квантовых флуктуаций приводит к снятию вырождения в пользу планарной структуры [3]. Именно благодаря квантовым флуктуациям в магнитополевой зависимости намагниченности $M(H)$ возникает плато (горизонтальный участок) при значении M, равном одной трети намагниченности насыщения M_{sat} [3, 4]. В интервале значений магнитного поля $[H_1, H_2]$, где реализуется плато намагниченности, система находится в так называемой uud-фазе. В этом случае вектора намагниченности двух из трех магнитных подрешеток ориентированы вдоль направления магнитного поля H, а намагниченность третьей подрешетки направлена против поля. При величине H, меньшей H_1, система находится в Y-фазе, а при $H > H_2$ – в V-фазе. Плато в полевой зависимости намагниченности наблюдалось экспериментально в ряде квазидвумерных АФМТ, например в $\mathrm{GdPd_2Al_3}$ [5], $\mathrm{RbFe(MoO_4)_2}$ [6, 7], $\mathrm{Ba_3CoSb_2O_9}$ [8], $\mathrm{Rb_4Mn(MoO_4)_3}$ [9].

Большой интерес в последнее время вызывают соединения, в которых особенности магнитной структуры АФМТ проявляются в свойствах коллективизированной подсистемы электронов. Ярким примером могут служить интеркалированные водой кобальтиты натрия $\mathrm{Na}_x\mathrm{CoO_2 \cdot H_2O}$, проводящие слои которых образуют треугольную решетку. Взаимосвязь локализованных и коллективизированных степеней свободы в фазе сосуществования сверхпроводимости и дальнего магнитного порядка в этой системе активно обсуждалась в работах [10–14].

Другим примером проводящих АФМТ являются: $\mathrm{PdCrO_2}$, $\mathrm{AgNiO_2}$, $\mathrm{Ag_2CrO_2}$ (см. работу [15] и ссылки в ней). Эти системы также характеризуются сильной связью между электронами проводимости и локализованными спинами. В этой связи отметим, что наличие s–$d(f)$-обменного взаимодействия в АФМ полуметаллах на кубической и квадратной решетке может приводить к резкой смене частоты квантовых осцилляций намагниченности коллективизированной подсистемы в окрестности поля спин-флип перехода [16, 17].

В данной работе будет изучена возможность наблюдения аномалий квантовых осцилляций в АФМ-полуметаллах на треугольной решетке в окрестности полей H_1 и H_2, определяющих плато намагниченности локализованных спинов. С этой целью, прежде всего, будет развита теория квантовых АФМТ с $S = 1/2$, основанная на спиновой диаграммной технике для мацубаровских функций Грина (ФГ). Далее в рамках теории Лифщица–Косевича будут проанализированы особенности квантовых осцилляций намагниченности носителей тока в АФМТ-полуметаллах с сильной связью между зарядовыми и спиновыми степенями свободы. При этом существенным условием

1) e-mail: ddm@iph.krasn.ru

будет низкая концентрация носителей тока, что позволит в главном приближении не учитывать влияние последних на свойства локализованной спиновой подсистемы.

2. Гамильтониан АФМТ. Уравнения на углы. Рассмотрим набор из треугольных решеток, в узлах которых находятся спины с $S = 1/2$. Сформируем из этих решеток простую гексагональную решетку. Обменное взаимодействие учтем только между ближайшими спинами: антиферромагнитное – между спинами из одной треугольной решетки, и слабое ферромагнитное – для спинов из разных решеток. Гамильтониан системы запишем в виде:

$$\mathcal{H}_m = \sum_{\langle ij\rangle} I_{ij}\mathbf{S}_i\mathbf{S}_j + gH\sum_j S_j^z. \tag{1}$$

Здесь использованы следующие обозначения: $\mathbf{S}_j$ – векторный оператор локализованного спина на узле j, H – напряженность внешнего магнитного поля, направленного по оси z и заданного в энергетических единицах, g – фактор Ланде, I_{ij} – энергия обменного взаимодействия спинов на узлах i и j: $I_{ij} = I > 0$ для ближайших узлов из одной и той же треугольной решетки, и $I_{ij} = I_\perp < 0$ – из разных. При этом $I \gg |I_\perp|$. Для всех других пар узлов $I_{ij} = 0$. Угловые скобки у индексов в первой сумме означают, что суммирование ведется только по ближайшим узлам.

Для описания скоса векторов намагниченности в магнитном поле разделим систему на три магнитные подрешетки и перейдем в каждой из них к новым локальным системам координат, повернутым относительной исходной на углы θ_l $(l = 1,2,3)$ соответственно (см. рис. 1). Указанному повороту отвечает унитарное преобразование всех операторов A: $A \to A' = \hat{U}A\hat{U}^+$, где $\hat{U} = \prod_{l=1}^3\prod_{f_l}\exp\{i\theta_l S_{f_l}^y\}$, а индекс f_l пробегает все узлы l-ой подрешетки. Для спиновых операторов получаем:

$$S_{f_l}^x(\theta_l) = S_{f_l}^x\cos\theta_l + S_{f_l}^z\sin\theta_l, \quad S_{f_l}^y(\theta_l) = S_{f_l}^y,$$
$$S_{f_l}^z(\theta_l) = S_{f_l}^z\cos\theta_l - S_{f_l}^x\sin\theta_l \quad (l = 1,2,3).$$

Гамильтониан (1) после перехода к локальным системам координат и выделения среднеполевых вкладов удобно представить в виде:

$$\mathcal{H}'_m = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{\text{int}}, \tag{3}$$

где

$$\mathcal{H}_0 = \sum_{l=1}^3\sum_{f_l} H_l S_{f_l}^z + E_0, \tag{4}$$

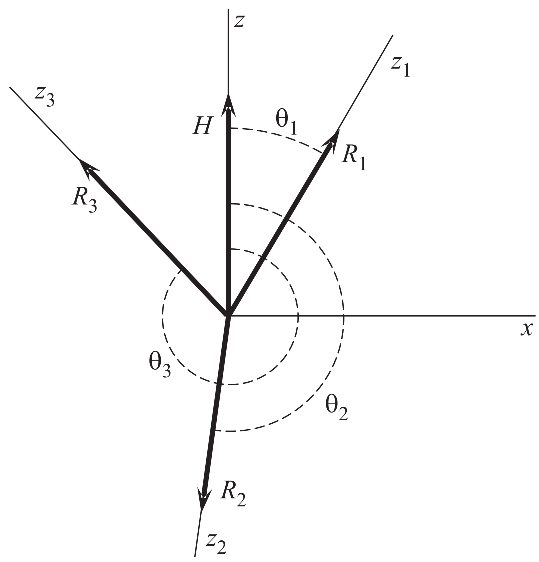


Рис. 1. Ориентации локальных осей z_l $(l = 1,2,3)$ и равновесных намагниченностей подрешеток $\mathbf{R}_l$ после поворота локальных систем координат вокруг оси y на углы θ_l

$$H_l = 3I(R_{l+1}\cos\theta_{l,l+1} + R_{l+2}\cos\theta_{l+2,l}) - \\ - gH\cos\theta_l + 4I_\perp R_l,$$
$$E_0 = -N\sum_{l=1}^3\left(3IR_lR_{l+1}\cos\theta_{l,l+1} + 2I_\perp R_l^2\right),$$

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = I\sum_{l=1}^3\sum_{f_l}\Big[\Delta S_{f_l}^z\Delta S_{f_{l+1}}^z\cos\theta_{l,l+1} + \\ + \frac{1}{4}(\cos\theta_{l,l+1} - 1)\left(S_{f_l}^+S_{f_{l+1}}^+ + S_{f_l}^-S_{f_{l+1}}^-\right) + \\ + \frac{1}{4}(\cos\theta_{l,l+1} + 1)\left(S_{f_l}^+S_{f_{l+1}}^- + S_{f_l}^-S_{f_{l+1}}^+\right) + \\ + \sin\theta_{l,l+1}\left(\Delta S_{f_l}^z S_{f_{l+1}}^x - S_{f_l}^x\Delta S_{f_{l+1}}^z\right)\Big] + \\ + I_\perp\sum_{l=1}^3\sum_{\langle f_l f'_l\rangle}\left[S_{f_l}^+S_{f'_l}^- + \Delta S_{f_l}^z\Delta S_{f'_l}^z\right]. \tag{5}$$

При записи этих выражений введены обозначения: $R_l = \langle S_{f_l}^z\rangle$, $\Delta S_{f_l}^z = S_{f_l}^z - R_l$, $\theta_{l,l+1} = \theta_l - \theta_{l+1}$. Угловые скобки $\langle\ldots\rangle$ означают термодинамическое усреднение. Индекс подрешетки l определен по модулю 3 (например, индекс $l = 4$ относится к 1-й подрешетке, а $l = 5$ – второй). N – число узлов в подрешетке.

Углы θ_l определяются из решения системы трех уравнений $(l = 1,2,3)$:

$$3I(R_{l+1}\sin\theta_{l,l+1} - R_{l+2}\sin\theta_{l+2,l}) = gH\sin\theta_l, \tag{6}$$

которые получаются из условия равенства нулю коэффициентов при слагаемых, возникающих в гамильтониане $\mathcal{H}_m$ после унитарного преобразования, и содержащих только один оператор $S^x_{f_l}$. Это гарантирует, что в приближении среднего поля (*Mean Field Approximation* – MFA) (т.е. при пренебрежении $\mathcal{H}_{\text{int}}$) все средние $\langle S^x_{f_l}\rangle = 0$, и все вектора $\mathbf{R}_l$ направлены вдоль новых осей z_l.

В действительности в системе уравнений (6) линейно независимыми являются только два уравнения. Имея ввиду только нетривиальные решения, запишем эти два уравнения в виде:

$$\sum_{l=1}^{3} R_l \sin\theta_l = 0, \quad \sum_{l=1}^{3} R_l \cos\theta_l = \frac{gH}{3I}. \tag{7}$$

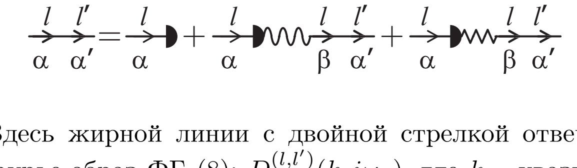
Из первого уравнения следует, что в MFA полный магнитный момент системы всегда ориентирован строго по направлению внешнего магнитного поля. Второе уравнение определяет величину полного магнитного момента в зависимости от поля.

Наличие только двух уравнений (7) для определения трех углов θ_l означает сильное вырождение основного состояния в MFA. Как было показано в [3, 4], отмеченное вырождение снимается при учете квантовых флуктуаций. Следовательно, при низких температурах в качестве третьего уравнения на углы должно выступать уравнение, получаемое из минимизации термодинамического среднего от гамильтониана (3), учитывающего $\mathcal{H}_{\text{int}}$. Величина $\langle\mathcal{H}_{\text{int}}\rangle$ определяется главным образом теми парными средними, которые не содержат оператор $\Delta S^z_{f_l}$. Для вычисления этих средних, а также величин R_l, введем мацубаровские ФГ:

$$D^{(l,l')}_{\alpha\beta}(f_l - f_{l'}, \tau - \tau') = -\langle T_\tau \tilde{S}^{\alpha}_{f_l}(\tau)\tilde{S}^{\bar{\beta}}_{f_{l'}}(\tau')\rangle, \tag{8}$$

где T_τ – оператор упорядочения по мнимому времени τ, l и l' – номера магнитных подрешеток, α и β принимают значения $\pm$, при этом $\bar{\beta} = -\beta$, а операторы $\tilde{S}^{\alpha}_{f_l}(\tau)$ заданы в гейзенберговском представлении $\tilde{S}^{\alpha}_{f_l}(\tau) = e^{\tau\mathcal{H}'_m} S^{\alpha}_{f_l} e^{-\tau\mathcal{H}'_m}$.

Функции Грина (8) рассчитаем на основе диаграммной техники для спиновых операторов [18, 19], рассматривая в качестве гамильтониана возмущения оператор $\mathcal{H}_{\text{int}}$. В ноль-петлевом приближении графическая система уравнений для ФГ имеет вид:



(9)

Здесь жирной линии с двойной стрелкой отвечает фурье-образ ФГ (8): $D^{(l,l')}_{\alpha\beta}(k, i\omega_n)$, где k – квазиимпульс, а $\omega_n = 2n\pi T$ – четная мацубаровская частота ($n \in Z$). Тонкой линией со стрелкой обозначен затравочный пропагатор: $g^{(l,l')}_{\alpha}(i\omega_n) = \delta_{ll'}/(i\omega_n + \alpha H_l)$, где $\delta_{ll'}$ – символ Кронекера. Концевой множитель (темный полукруг в уравнении (9)) в рассматриваемом приближении равен $2R_l$. Волнистой линии сопоставляется взаимодействие между спинами из одной и той же треугольной решетки:

$$V^{(l,l')}_{\alpha\beta}(k) = \alpha I\gamma(\pm k)(\cos\theta_{ll'} + \alpha\cdot\beta\cdot 1)/4, \tag{10}$$

где

$$\gamma(k) = 2\cos(k_x/2)\exp(ik_y/2\sqrt{3}) + \exp(-ik_y/\sqrt{3}),$$

а k_x и k_y заданы в единицах параметра решетки. В выражении (10) берется $\gamma(+k)$, если $l' = l + 1$ (mod 3), и $\gamma(-k)$, если $l' = l + 2$ (mod 3). Пилообразной линии в (9) отвечает взаимодействие между ближайшими спинами из разных треугольных решеток: $V^{\perp}_{\alpha}(k) = \alpha 2I_{\perp}\cos k_z$. По индексу β в (9) подразумевается суммирование.

Из условия совместности системы (9) находим три ветви спектра спин-волновых возбуждений, две из которых безщелевые. Первая безщелевая ветвь (голдстоуновская мода) линейна по квазиимпульсу k в окрестности центра зоны Бриллюэна. Вторая безщелевая ветвь квадратична по k и обуславливает отсутствие дальнего магнитного порядка при любой конечной температуре в чисто двумерных изотропных АФМТ. Учет слабой ферромагнитной связи между треугольными решетками позволяет стабилизировать дальний магнитный порядок при конечных T.

Выражая из системы (9) ФГ (8) стандартным образом, получаем уравнения для нахождения средних значений R_l ($l = 1, 2, 3$), и выражения для парных корреляционных функций $\langle S^{\alpha}_{f_l} S^{\alpha'}_{f_{l'}}\rangle$. Последние используются для вычисления $\langle\mathcal{H}'_m\rangle$. Минимизация $\langle\mathcal{H}'_m\rangle$ (при малых T) дает третье (в дополнение к (7)) уравнение для нахождения углов θ_l ($l = 1, 2, 3$). Конкретный вид системы шести уравнений на величины R_l и θ_l в силу их громоздкости не приводим.

Численные расчеты показывают, что для нетривиальных решений (когда все θ_l не кратны π) всегда выполняются условия: $|\theta_3| = \theta_1$ и $R_3 = R_1$ (см. рис. 1). При этом в Y-фазе $\theta_3 = -\theta_1$ (и тогда $\theta_2 = \pi$), а в V-фазе $\theta_3 = \theta_1$. Коллинеарное решение (*uud*-фаза) возникает только при одном значении магнитного поля $H_{\text{sat}}/3$.

3. Намагниченность АФМТ с учетом квантовых флуктуаций. Стабилизацию *uud*-фазы на конечном интервале магнитных полей можно получить, учтя квантово флуктуационные поправки для углов скоса намагниченности подрешеток. Углы скоса с учетом этих поправок обозначим посредством $\tilde{\theta}_l$

($l = 1, 2, 3$). Тип магнитной структуры (или фазы) теперь будет определяться углами $\tilde{\theta}_l$. Их значения можно найти из условия минимизации термодинамического потенциала $\Omega(T) = -T \ln \mathrm{Sp}\{e^{-\mathcal{H}'_m/T}\}$:

$$\frac{gH}{3I} R_l \sin\tilde{\theta}_l = (R_l R_{l+1} + C_{l,l+1}) \sin\tilde{\theta}_{l,l+1} + \\ + (R_l R_{l+2} + C_{l,l+2}) \sin\tilde{\theta}_{l,l+2}, \quad (11)$$

где, как и раньше, $\tilde{\theta}_{l,l'} = \tilde{\theta}_l - \tilde{\theta}_{l'}$, а индексы подрешеток l определены по модулю 3. Квантовые флуктуации в уравнении (11) проявляются посредством корреляционных функций $C_{l,l'} = \langle S^x_{f_l} S^x_{f_{l'}} \rangle$. При $C_{l,l'} = 0$ уравнения (11) переходят в (6).

Складывая три уравнения (11), получаем соотношение: $\sum_{l=1}^3 R_l \sin\tilde{\theta}_l = 0$, которое означает, что и с учетом квантовых флуктуаций поперечная намагниченность также равна нулю при всех значениях магнитного поля. Этот результат контрастирует с выводом работы [3], где отличная от нуля поперечная намагниченность была обнаружена в V-фазе.

Выражения, описывающие полевую зависимость продольной намагниченности $M = \sum_{l=1}^3 R_l \cos\tilde{\theta}_l$, следуют из системы (11) и для каждой из трех фаз: Y, uud и V, могут быть представлены в виде:

$$M_Y = \frac{R_1 C_{12} - R_2 C_{13} + R_1^2 gH/3I}{R_1^2 + C_{13}},$$

$$M_{uud} = 2R_1 - R_2, \quad M_V = \frac{gH/3I}{1 + C_{12}/R_1 R_2}, \quad (12)$$

где учтено, что $C_{12} = C_{23}$.

Анализ системы уравнений (11) и выражений (12) показывает, что при увеличении магнитного поля от нулевого значения Y-фаза переходит в коллинеарную uud-фазу при величине магнитного поля H_1 меньшем $H_{\mathrm{sat}}/3$ (см. рис. 2). Аналогично, при уменьшении поля от значения H_{sat} неколлинеарная V-фаза переходит в uud-фазу при $H_2 > H_{\mathrm{sat}}/3$. В интервале полей от H_1 до H_2 система (11) имеет только тривиальные решения, отвечающие uud-фазе. Как было показано в рамках спин-волновой теории при $T = 0$ [3, 4, 20], полевая зависимость намагниченности в этой фазе описывается строго горизонтальным участком с $M = M_{\mathrm{sat}}/3$. В нашем подходе зависимость $M(H)$ в области полей от H_1 до H_2 имеет слабый наклон, который хорошо виден на вставке рис. 2.

4. Гамильтониан АФМТ–полуметалла. Переходя к основной цели данной работы заметим, что резкая смена зависимости $M(H)$ в точках H_1 и H_2 должна проявляться в свойствах коллективизированных электронов при условии, что они взаимодействуют с локализованными спинами достаточно

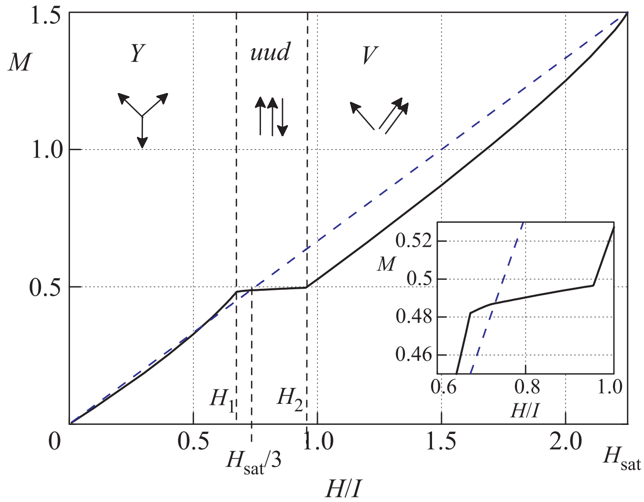


Рис. 2. (Цветной онлайн) Полевая зависимость намагниченности квазидвумерной модели Гейзенберга на треугольной решетке в приближении среднего поля (штриховая линия), и в ноль-петлевом приближении (сплошная линия). Параметры модели: $I_z/I = 0.1$, $T/I = 10^{-5}$. На вставке в увеличенном масштабе показана область полей, где реализуется плато намагниченности

сильно. Для изучения указанных проявлений добавим в рассмотренную выше магнитную систему носители тока (электроны и дырки), движение которых ограничено пределами треугольных решеток и которые взаимодействуют с локализованными спинами посредством сильного $s{-}d(f)$ – обменного взаимодействия. Будем также считать, что электронная и дырочная зоны незначительно перекрываются, образуя полуметалл с низкой концентрацией носителей тока. Гамильтониан такого АФМТ-полуметалла в магнитном поле имеет вид:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_m + \mathcal{H}_c + \mathcal{H}_J. \quad (13)$$

Оператор $\mathcal{H}_m$ был определен выше уравнением (1).

Слагаемое $\mathcal{H}_c$ в выражении (13) является оператором энергии носителей тока:

$$\mathcal{H}_c = \sum_{ij\lambda\sigma} ((\varepsilon_\lambda - \mu_\lambda)\delta_{ij} + t^\lambda_{ij}) c^+_{i\lambda\sigma} c_{j\lambda\sigma} + 2H \sum_j \sigma^z_{j\lambda}. \quad (14)$$

В этом выражении $c^+_{j\lambda\sigma}$ – оператор рождения электрона (если $\lambda = e$) или дырки (если $\lambda = h$) на узле j с проекцией спинового момента $\sigma = \pm 1/2$. $c_{j\lambda\sigma}$ – соответствующий оператор уничтожения. Энергия связи и химпотенциал для частиц сорта λ обозначены посредством ε_λ и μ_λ соответственно. При этом $\mu_e = \mu$, а $\mu_h = -\mu$. Интеграл туннелирования t^λ_{ij} отличен от нуля только для перескоков между ближайшими узлами из одной и той же треугольной решетки и равен

t^λ. $\sigma^z_{j\lambda}$ – оператор z-проекции спина квазичастицы сорта λ на узле j.

Третье слагаемое в (13) учитывает $s{-}d(f)$-обменное взаимодействие между локализованной и коллективизированной подсистемами с интенсивностью J^λ:

$$\mathcal{H}_J = \sum_{j\lambda} J^\lambda \mathbf{S}_j \boldsymbol{\sigma}_{j\lambda}, \tag{15}$$

где $\boldsymbol{\sigma}_{j\lambda}$ – векторный оператор спина квазичастицы сорта λ на узле j.

В силу локальности $s{-}d(f)$-обменного взаимодействия оператор $\mathcal{H}_J$ инвариантен относительно рассмотренного выше унитарного преобразования, отвечающего переходу к локальным системам координат.

Разобьем, как и раньше, систему на три подрешетки и, проводя унитарное преобразование оператора $\mathcal{H}_c$, перейдем к локальным системам координат. Закон трансформации для c-операторов в этом случае имеет вид:

$$c_{f_l\lambda\sigma}(\tilde{\theta}_l) = c_{f_l\lambda\sigma}\cos\tilde{\theta}_l/2 + 2\bar{\sigma} c_{f_l\lambda\bar{\sigma}}\sin\tilde{\theta}_l/2, \tag{16}$$

где углы поворота $\tilde{\theta}_l$ определяются исключительно динамикой локализованных спинов и вычисляются с учетом квантовых флуктуаций. Добавляя далее в преобразованный гамильтониан $\mathcal{H}'_c$ среднеполевые вклады от оператора $\mathcal{H}_J$ и осуществляя переход в k-представление, получим гамильтониан коллективизированной подсистемы:

$$\begin{aligned}\mathcal{H}_{eh} = \sum_{kl\lambda\sigma} \Big[&(\varepsilon_\lambda - \mu_\lambda - \sigma\bar{H}_l) c^+_{kl\lambda\sigma} c_{kl\lambda\sigma} + h_l c^+_{kl\lambda\sigma} c_{kl\lambda\bar{\sigma}} + \\ &+ \cos\frac{\tilde{\theta}_{l,l+1}}{2}\left(t^\lambda_k c^+_{kl\lambda\sigma} c_{k,l+1,\lambda\sigma} + H.C.\right) + \\ &+ 2\sigma\sin\frac{\tilde{\theta}_{l,l+1}}{2}\left(t^\lambda_k c^+_{kl\lambda\sigma} c_{k,l+1,\lambda\bar{\sigma}} + H.C.\right)\Big].\end{aligned} \tag{17}$$

При записи (17) были введены новые функции: $\bar{H}_l = JR_l + 2H\cos\tilde{\theta}_l$, $h_l = H\sin\tilde{\theta}_l$, $t^\lambda_k = t^\lambda\gamma(k)$. В обозначение c-оператора добавлен индекс решетки l, который, как и ранее, задан по модулю 3.

5. Энергетический спектр носителей тока. Дисперсионное уравнение, определяющее шесть ветвей фермиевского спектра носителей тока, следует из равенства нулю детерминанта системы уравнений движения для c-операторов $i\dot{c}_{kl\lambda\sigma} = [c_{kl\lambda\sigma}, \mathcal{H}_{eh}]$. Это уравнение имеет вид:

$$\begin{vmatrix} A_1(\omega) & B_{12}(k) & B_{31}(k)^* \\ B_{12}(k)^* & A_2(\omega) & B_{23}(k) \\ B_{31}(k) & B_{23}(k)^* & A_3(\omega) \end{vmatrix} = 0, \tag{18}$$

где A_l и $B_{ll'}$ $(l,l' = 1,2,3)$ – матрицы 2×2:

$$A_l(\omega) = \begin{pmatrix} \omega - \varepsilon_\lambda + \mu_\lambda & -\sigma\bar{H}_l - ih_l \\ -\sigma\bar{H}_l + ih_l & \omega - \varepsilon_\lambda + \mu_\lambda \end{pmatrix},$$

$$B_{ll'}(k) = -t^\lambda_k \begin{pmatrix} e^{i\sigma\tilde{\theta}_{ll'}} & 0 \\ 0 & e^{-i\sigma\tilde{\theta}_{ll'}} \end{pmatrix}. \tag{19}$$

Расчеты показывают, что две нижние ветви спектра являются вырожденными при $H = 0$, а при включении магнитного поля расщепляются. В режиме низкой концентрации носителей тока для этих ветвей можно использовать приближенное, квадратичное по k, выражение: $E_{\lambda k} = \hbar^2 k^2/2m^*_\lambda$. Эффективная масса m^*_λ может быть определена из анализа уравнения (18) при малых k. В силу громоздкости мы не будем приводить выражение для m^*_λ, но продемонстрируем на рис. 3 ту высокую точность, с которой приближение эффективной массы позволяет описывать фермиевский спектр в окрестности Г-точки зоны Бриллюэна.

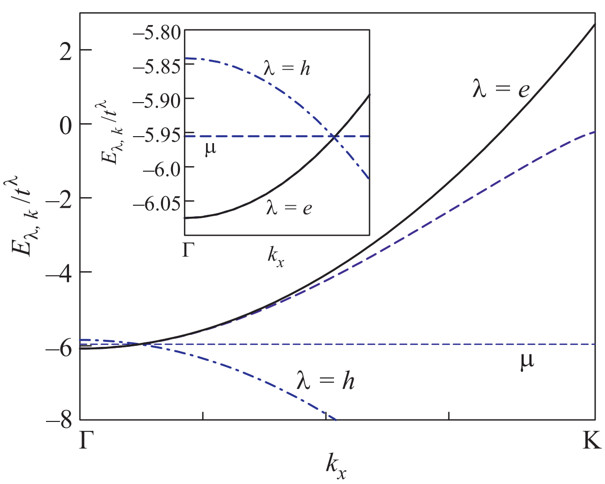


Рис. 3. (Цветной онлайн) Нижние ветви спектра электронных ($\lambda = e$) состояний, рассчитанные из дисперсионного уравнения (18) (жирная штриховая линия) и в приближении эффективной массы (сплошная линия). Штрих-пунктирная линия отвечает спектру дырочных ($\lambda = h$) состояний валентной зоны. Положение химпотенциала μ обозначено тонкой штриховой линией. На вставке в увеличенном масштабе показана окрестность Г-точки зоны Бриллюэна на уровне μ. Параметры модели (в Эв): $t^e = t^h = -1$, $J^e = J^h = 1$, $I = 0.004$, $H = 2.4\cdot 10^{-3}$. Г-точка зоны Бриллюэна имеет координаты $(0,0)$, а K-точка – $(\pi, 0)$

Из рисунка 3 видно, что спектры, рассчитанные из уравнения (18), и в приближении эффективной массы совпадают практически на половине объема зоны Бриллюэна. При построении электронной и дырочной ветвей спектра значения параметров $\varepsilon_{e(h)}$ и химпотенциала μ были выбраны так, чтобы выполнялось условие электрон-дырочной компенсации, а концентрация носителей тока была низкой, $\sim 10^{20}$ см$^{-3}$. Эффективная масса m^*_λ оказывается равной массе свободного электрона, если, при указанных на рис. 3 параметрах модели, параметр треугольной решетки $a = 3.5 \cdot 10^{-8}$ см. При выбранном значении обменного взаимодействия ($I = 0.004$ эВ) величина магнитного поля $H = 2.4 \cdot 10^{-3}$ эВ отвечает левой окрестности левой границы плато намагниченности локализованной подсистемы (см. рис. 2). При таком значении магнитного поля расщепление вырожденных при $H = 0$ нижних ветвей фермиевского спектра настолько велико, что заполненной оказывается только одна нижняя зона.

6. Квантовые осцилляции намагниченности в АФМТ-полуметаллах. Как было показано в работе [16], для АФМ-полуметаллов на квадратной решетке, обусловленное увеличением магнитного поля, изменение магнитного момента локализованных спинов, вследствие сильной $s{-}d(f)$-обменной связи, может приводить к движению дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. В условиях электрон-дырочной компенсации, при котором возникает пиннинг химпотенциала, это может служить дополнительным (наряду с обычным) механизмом движения уровней Ландау относительно μ, и, как следствие, приводить к изменению частоты осцилляций де Гааза-ван Альфена (дГвА) в окрестности полей, где зависимость $M(H)$ резко меняет свой характер. В работе [16] таким полем было поле спин-флип-перехода. В рассматриваемом здесь случае АФМТ-полуметалла, помимо точки спин-флип перехода, резкое изменение $M(H)$ наблюдается также в точках H_1 и H_2 (см. рис. 2). Следовательно при этих полях в АФМТ-полуметалле можно также ожидать аномального поведения эффекта дГвА.

Для проверки данного предположения, рассчитаем осцилляции намагниченности коллективизированной подсистемы, воспользовавшись формулой Лифшица–Косевича для двумерного электронного газа:

$$M_\sim = A \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{(-1)^n \cos\left(\frac{m^*_\lambda}{m}\pi n\right) \sin\left(\frac{2\pi\tilde{\mu}}{\hbar\omega_H} n\right)}{\sinh\left(\frac{2\pi^2 T}{\hbar\omega_H} n\right)}, \qquad (20)$$

где $\tilde{\mu}$ – энергия Ферми, $\omega_H = eH/m^*_\lambda c$ – циклотронная частота, m – масса свободного электрона. Амплитуда осцилляций, без учета процессов рассеяния, может быть записана в виде: $A = -2T\tilde{\mu}m^*_\lambda\mu_B/\hbar^2 H a_z$, где μ_B – магнетон Бора, а расстояние между треугольными плоскостями $a_z = 6 \cdot 10^{-8}$ см. Для простоты параметры электронной и дырочной подзон были выбраны одинаковыми (см. подпись к рис. 3).

Результаты расчетов намагниченности $M_\sim$ по формуле (20) представлены на рис. 4. Как и ожидалось в окрестности полей H_1 и H_2 действительно наблюдается резкая смена частоты осцилляций намагниченности коллективизированной подсистемы.

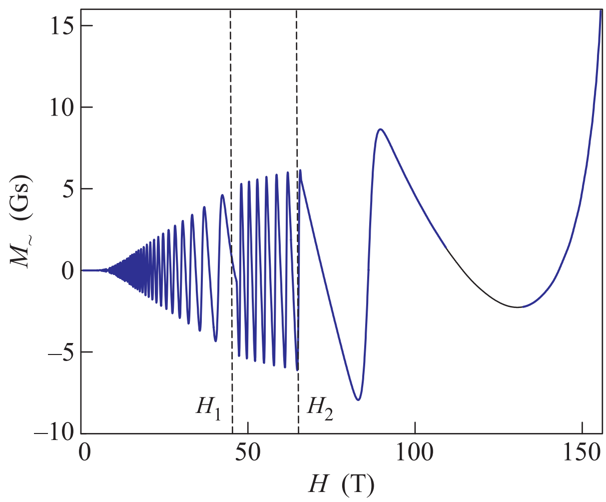


Рис. 4. (Цветной онлайн) Квантовые осцилляции намагниченности АФМТ-полуметалла. Параметры модели такие же, как и на рис. 2, 3

7. Заключение. В заключение отметим важное значение квантовых флуктуаций и $s{-}d(f)$-обменной связи для наблюдения аномалий $M_\sim$, представленных на рис. 4. Квантовые флуктуации приводят к возникновению плато намагниченности локализованных спинов, а $s{-}d(f)$-обменная связь обеспечивает дополнительный механизм движения уровней Ландау при изменении магнитного поля.

Заметим также, что использованный в работе диаграммный метод разработан для описания свойств квантовых магнетиков при конечных температурах. Однако расчеты как M, так и $M_\sim$ были выполнены при достаточно низкой температуре $T/I = 10^{-5}$. Поэтому для селекции случайно вырожденных состояний достаточно было минимизировать энергию (среднее от гамильтониана). При бóльших температурах, очевидно, следует минимизировать свободную энергию. В этой связи отметим, что в недавней работе [21] была построена фазовая $H{-}T$-диаграмма соединения $CsCuCl_3$, модель которого отличалась от модели (1), во-первых, наличием анизотропии Δ обменного взаимодействия между плоскостями, а во-вторых, отношением параметров обмена: $|I_\perp| \gg I$ (в нашем случае $|I_\perp| \ll I$). При $\Delta = 0$ низкотемпературная область фазовой $H{-}T$-диаграммы, полученной в [21] в рамках спин-волнового приближения, хорошо согласуется с результатами наших расчетов, использующих диаграммный метод. Поскольку, однако, явная зависимость $M(H)$ в работе [21] не приводится, то не представляется возможным проверить наш вывод о слабом наклоне функции $M(H)$ в той области магнитных полей, где обычно ожидается строго горизонтальное плато намагниченности локализованных спинов с $M = M_{\text{sat}}/3$ (см. рис. 2). Полученный нами слабый положительный наклон функции $M(H)$ обусловлен использованием в рамках диаграммного метода ноль-петлевого приближения, которое явным образом учитывает эффекты квантового сокращения спина.

Наконец отметим, что низкая концентрация носителей тока позволила не только обосновать применение приближения эффективной массы при расчете $M_{\sim}$, но и ограничиться учетом только квантовых флуктуаций при селекции вырожденных конфигураций в подсистеме локализованных спинов. При значительной степени легирования и наличии $s{-}d(f)$-обменной связи влияние коллективизированной подсистемы само по себе (помимо квантовых флуктуаций) может служить фактором, снимающем вырождение в локализованной подсистеме.

Авторы выражают благодарность профессору В.В. Валькову за полезные обсуждения и ценные замечания. Исследование проведено при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований в рамках проектов # 16-02-00073 и # 18-02-00837.

1. Р. С. Гехт, УФН **159**, 261 (1989).
2. H. Kawamura and S. Miyashita, J. Phys. Soc. Japan. **54**, 4530 (1985).
3. Д. И. Голосов, А. В. Чубуков, Письма в ЖЭТФ **50** 416 (1989).
4. A. V. Chubukov and D. I. Golosov, J. Phys.: Condens. Matter **3**, 69 (1991).
5. H. Kitazawa, H. Suzuki, H. Abe, J. Tang, and G. Kido, Physica B **259–261**, 890 (1999).
6. L. E. Svistov, A. I. Smirnov, L. A. Prozorova, O. A. Petrenko, A. Micheler, N. Büttgen, A. Ya. Shapiro, and L. N. Demianets, Phys. Rev. B **74**, 024412 (2006).
7. A. I. Smirnov, H. Yashiro, S. Kimura, M. Hagiwara, Y. Narumi, K. Kindo, A. Kikkawa, K. Katsumata, A. Ya. Shapiro, and L. N. Demianets, Phys. Rev. B **75**, 134412 (2007).
8. Y. Shirata, H. Tanaka, A. Matsuo, and K. Kindo, Phys. Rev. Lett. **108**, 057205 (2012).
9. R. Ishii, S. Tanaka, K. Onuma, Y. Nambu, M. Tokunaga, T. Sakakibara, N. Kawashima, Y. Maeno, C. Broholm, D. P. Gautreaux, J. Y. Chan, and S. Nakatsuji, EPL **94**, 17001 (2011).
10. M. Ogata, J. Phys. Soc. Japan **72**, 1839 (2003).
11. G. Baskaran, Phys. Rev. Lett. **91**, 097003 (2003).
12. Y. Kobayashi, M. Yokoi, and M. Sato, J. Phys. Soc. Japan **72**, 2453 (2003).
13. M. M. Korshunov and I. Eremin, Phys. Rev. B **77**, 064510 (2008).
14. В. В. Вальков, А. О. Злотников, Письма в ЖЭТФ **104**, 512 (2016).
15. J. M. Ok, Y. J. Jo, K. Kim, T. Shishidou, E. S. Choi, Han-Jin Noh, T. Oguchi, B. I. Min, and J. S. Kim, Phys. Rev. Lett. **111**, 176405 (2013).
16. В. В. Вальков, Д. М. Дзебисашвили, ФТТ **39**, 204 (1997).
17. Д. М. Дзебисашвили, А. А. Худайбердыев, ФТТ **58**, 1041 (2016).
18. Р. О. Зайцев, ЖЭТФ **68**, 207 (1975).
19. В. В. Вальков, С. Г. Овчинников, *Квазичастицы в сильно коррелированных системах*, Изд-во СО РАН, Новосибирск (2001), 277 с.
20. T. Coletta, T. A. Toth, K. Penc, and F. Mila, Phys. Rev. B **94**, 075136 (2016).
21. M. Hosoi, H. Matsuura, and M. Ogata, J. Phys. Soc. Japan, **87**, 075001 (2018).