

СПЕКТР ВОЗБУЖДЕНИЙ И ТОНКАЯ СТРУКТУРА ПЛОТНОСТИ  
СОСТОЯНИЙ ТЯЖЕЛОФЕРМИОННЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ  
В НЕКОЛЛИНЕАРНОЙ ФАЗЕ<sup>1</sup>

В.В.Вальков, Д.М.Дзедзисашвили\*

*Решена задача об энергетическом спектре тяжелофермионных антиферромагнетиков с металлическим типом основного состояния в скошенной фазе, возникающей при наложении внешнего магнитного поля. Изучена трансформация плотности состояний тяжелых фермионов при изменении внешнего магнитного поля. Показано, что энергетическая структура скошенного тяжелофермионного антиферромагнетика, качественно отличающаяся от зонной структуры парамагнитной фазы, характеризуется существованием четырех щелей, зависящих как от магнитного поля, так и от характера гибридизационного взаимодействия. Эти факторы определяют возникновение низкоэнергетических масштабов, управляющих тонкой структурой плотности состояний и существенно влияющих на низкотемпературную термодинамику тяжелофермионных антиферромагнетиков в магнитном поле.*

Структура основного состояния (ОС) и низкотемпературные свойства тяжелофермионных систем (ТФС) продолжают оставаться предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований. Периодическая модель Андерсона (ПМА), традиционно используемая при построении теории ТФС, в зависимости от положения локализованного уровня и энергии внутриатомного кулоновского отталкивания при проектировании на актуальное для данной области параметров физическое пространство состояний приводит к различным эффективным гамилтонианам и, соответственно, к различным сценариям формирования ОС. Например, для так называемых Кондо-изоляторов, в которых локализованный уровень находится немного ниже дна затравочной зоны электронных состояний, была сформулирована модель двухкомпонентной ферми-жидкости [1,2]. Исследование особенностей поведения щели (или псевдощели) в спектре элементарных возбуждений при наложении внешнего магнитного поля в различных направлениях [3] и механизма стабилизации спиновой жидкости [4] выявило важную роль низкоэнергетического кристаллического поля и антиферромагнитных флуктуаций в окрестности точки антиферромагнитной неустойчивости.

Для ТФС с металлическим типом основного состояния (локализованный уровень попадает в зону проводимости) также обнаружено существенное влияние магнитного поля на основные термодинамические характеристики (магнитосопротивление [5], теплоемкость [6], восприимчивость [7]). Это стимулирует постановку теоретических исследований, связанных с изучением влияния внешнего магнитного поля  $H$  на характеристики тяжелых фермионов. Подобные исследования проводятся относительно легко, если внешнее магнитное поле не изменяет структуру основного состояния. Если же во внешнем магнитном поле происходит перестройка основного состояния, то решение задачи значительно усложняется.

Нетривиальными примерами систем, в которых наблюдается существенное воздействие внешнего магнитного поля, являются тяжелофермионные антиферромагнетики, например  $CeCu_2Si_2$ . В таких соединениях температура Нееля  $T_N$  обычно составляет не более единиц градусов Кельвина. В этой же температурной области экспериментально проявляются особенности термодинамических характеристик, свойственные когерентному режиму сильнокоррелированных электронов. Поэтому состояние с тяжелыми фермионами реализуется в условиях сосуществования с дальним антиферромагнитным порядком. В этих условиях сравнительно невысокие магнитные поля способны существенно изменить структуру дальнего антиферромагнитного порядка. Изменение же параметра дальнего антиферромагнитного порядка повлияет на энергетический спектр тяжелых фермионов. Таким образом воздействие внешнего магнитного поля на транспортные и термодинамические характеристики рассматриваемых тяжелофермионных антиферромагнетиков будет осуществляться главным образом посредством изменения структуры спектра фермиевских возбуждений в окрестности энергии Ферми. Это обстоятельство делает актуальной постановку задачи о спектре тяжелых фермионов в антиферромагнитных интерметаллидах во внешнем магнитном поле. Особенность такой задачи связана, в частности, с тем, что включение магнитного поля приводит к нарушению антиферромагнитной симметрии и появлению схода магнитных подрешеток. Возникающая при этом неколлинеарная геометрия задачи существенно усложняет теоретический анализ проблемы. Последнее обстоятельство лежит в основе того, что до настоящего времени спектр фермиевских квазичастиц в анти-

<sup>1</sup> Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 00-02-16110), программы ОФН РАН (разд. 2.3) и РФФИ+ККФН «Енисей» (грант № 02-02-97705).

\* © В.В.Вальков (vuv@iph.krasn.ru), Д.М.Дзедзисашвили, Институт физики им.Л.В.Киренского Сибирского отделения РАН, Красноярск; Красноярский государственный университет, Красноярск; Красноярский государственный технический университет, Красноярск (ddm@iph.krasn.ru), 2003.

ферромагнитной фазе был исследован только для  $H=0$  [8,9], несмотря на то, что интерпретация экспериментальных результатов требовала выхода за рамки коллинейрной геометрии.

В настоящей работе в рамках ПМА с учетом обменного взаимодействия между спиновыми моментами локализованной подсистемы решена задача о спектре тяжелых фермионов в скошенной антиферромагнитной фазе в магнитном поле. Аналитическое вычисление детерминанта восьмой степени позволило в простой форме представить дисперсионное уравнение, описывающее спектр фермиевских квазичастиц во всей области магнитных полей: как до, так и после точки спин-флип перехода. В результате исследована эволюция самосогласованного спектра тяжелых квазичастиц и плотности фермиевских возбуждений в неколлинейрной фазе со скошенными подрешетками при возрастании магнитного поля. Показано, что в неколлинейрной фазе наиболее сильную трансформацию энергетического спектра в окрестности фермиевской энергии испытывают внутренние, расщепленные по спиновому индексу подзоны.

Изложение статьи организовано следующим образом. Во втором разделе гамильтониан периодической модели Андерсона проектируется на актуальное физическое пространство состояний, не содержащее двух  $f$ -электронов на одном узле. При этом эффективный гамильтониан в явном виде учитывает обменное взаимодействие между локализованными спинами. В следующем разделе описано применение унитарного преобразования, позволяющего в удобной форме исследовать тяжелофермионные антиферромагнетики с металлическим типом основного состояния в неколлинейрной фазе. В четвертом разделе получена замкнутая система уравнений движения для восьми функций Грина и записано дисперсионное уравнение, найденное в результате аналитического раскрытия детерминанта восьмой степени. В пятом разделе записаны выражения для термодинамических средних, входящих в уравнения самосогласования. В заключительных разделах обсуждаются результаты численных расчетов, демонстрирующих свойства спектра и тонкой структуры плотности состояний тяжелофермионных антиферромагнетиков в неколлинейрной фазе.

Исследование роли антиферромагнитного упорядочения в подсистеме редкоземельных или актинидных ионов при формировании тяжелых квазичастиц проведем на основе периодической модели Андерсона:

$$H = \sum_{k\sigma} (\varepsilon_{k\sigma} - \mu) c_{k\sigma}^+ c_{k\sigma} + \sum_{f\sigma} (E_{0\sigma} - \mu) d_{f\sigma}^+ d_{f\sigma} + U \sum_f d_{f\uparrow}^+ d_{f\downarrow} d_{f\downarrow}^+ d_{f\uparrow} + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{kf\sigma} \{ V_k e^{-ikf} c_{k\sigma}^+ d_{f\sigma} + V_k^* e^{ikf} d_{f\sigma}^+ c_{k\sigma} \}. \quad (1)$$

Первое слагаемое этого гамильтониана описывает электроны проводимости с законом дисперсии  $\varepsilon_{k\sigma} = \varepsilon_k - 2\sigma\mu_B H$ , расщепленным в магнитном поле по проекции спинового момента. Операторы  $c_{k\sigma}^+$  ( $c_{k\sigma}$ ) являются операторами рождения (уничтожения) электронов в состояниях с квазиимпульсом  $k$  и проекцией спинового момента  $\sigma$ . Второе слагаемое соответствует учету локализованных состояний в магнитном поле с энергиями, равными  $E_{0\sigma} = E_0 - 2\sigma\mu_B H$  ( $g$ -фактор для простоты положим равным двойке). Операторы  $d_{f\sigma}^+$  ( $d_{f\sigma}$ ) представляют собой операторы рождения (уничтожения) электронов в состояниях, локализованных на узле  $f$  с проекцией спинового момента  $\sigma$ . Третье слагаемое гамильтониана описывает кулоновское отталкивание двух электронов, находящихся на одном узле и имеющих различные направления спинового момента.  $U$  - энергия кулоновского взаимодействия. Наконец, последнее слагаемое (1) описывает смешивание локализованных и коллективизированных состояний с параметром гибридизации, равным  $V_k$ . Химический потенциал системы обозначен посредством  $\mu$ .

Будем полагать, что локализованный уровень  $E_0$  находится в пределах энергетической области, занимаемой нижней половиной зоны проводимости. Параметр кулоновского отталкивания на одном узле  $U$  считается большим настолько, что  $E_0 + U$  превосходит ширину зоны проводимости  $W$ . Полное число электронов в системе таково, что без учета гибридизации отсутствуют состояния с двумя локализованными электронами на один узел. Включение гибридизационного слагаемого (при большом, но конечном  $U$ ) приводит к появлению вкладов от двоичных состояний. Эти вклады можно учесть в рамках операторной формы теории возмущений, построив эффективный гамильтониан, действующий в пространстве состояний, которое не содержит двух электронов на одном узле. Тогда во втором порядке теории возмущений по  $V_k/U$  возникают слагаемые, описывающие обменную связь между спиновыми моментами зонных и локализованных электронов. В четвертом порядке теории возмущений появится обменное взаимодействие в локализованной подсистеме. Для дальнейшего существенным является явный учет именно этого антиферромагнитного обменного взаимодействия. Тогда эффективный гамильтониан модели, который действует в гильбертовом пространстве, не содержащем двух  $f$ - электронов на одном узле, может быть записан в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_V + \hat{H}_M,$$

где

$$\hat{H}_0 = \sum_{k\sigma} (\varepsilon_{k\sigma} - \mu) c_{k\sigma}^+ c_{k\sigma} + \sum_{f\sigma} (E_{0\sigma} - \mu) X_f^{\alpha\sigma},$$

$$\hat{H}_V = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k\sigma} \left\{ V_k e^{-ikf} c_{k\sigma}^+ X_f^{0\sigma} + V_k^* e^{ikf} X_f^{\sigma 0} c_{k\sigma} \right\} \quad \hat{H}_M = \frac{1}{2} \sum_{ff'} I_{ff'} (\bar{S}_f \bar{S}_{f'}) \quad (2)$$

Здесь для описания локализованных состояний с сильными одноузельными корреляциями использовано представление операторов Хаббарда входящие в  $\hat{H}_M$  квазиспиновые операторы  $S_f^x$ ,  $S_f^y$  и  $S_f^z$  выражаются через  $X$ -операторы посредством хорошо известных формул :

$$S_f^x = \frac{1}{2} \sum_{\sigma} X_f^{\sigma\bar{\sigma}}, \quad S_f^y = i \sum_{\sigma} \sigma X_f^{\sigma\bar{\sigma}}, \quad S_f^z = \sum_{\sigma} \sigma X_f^{\sigma\sigma}.$$

Для описания рассматриваемой системы в скошенной АФМ-фазе перейдем в представление Ванье [10] и введем две подрешетки. Тогда гамильтониан можно записать в форме, удобной для изучения антиферромагнитной фазы в магнитном поле при наличии скоса магнитных подрешеток

$$\hat{H}_0 = \sum_{f\sigma} t_{f\bar{g}} (c_{f\sigma}^+ a_{g\sigma} + a_{g\sigma}^+ c_{f\sigma}) + \sum_{ff'\sigma} t_{\sigma}(f, f') c_{f\sigma}^+ c_{f'\sigma} + \sum_{gg'\sigma} t_{\sigma}(g, g') a_{g\sigma}^+ a_{g'\sigma} + \sum_{f\sigma} (E_{0\sigma} - \mu) X_f^{\sigma\sigma} + \sum_{g\sigma} (E_{0\sigma} - \mu) X_g^{\sigma\sigma}, \quad (3)$$

где для операторов вторичного квантования, относящихся к  $F$ - подрешетке, мы оставили прежние обозначения  $c_{f\sigma}$ , а операторы, относящиеся к  $G$ - подрешетке, мы переобозначили посредством  $a_{g\sigma}$ . При этом

$$t_{\sigma}(f, f') = t_{ff'} - \delta_{ff'} (\mu + 2\sigma\mu_B H).$$

Для оператора  $\hat{H}_V$  аналогично получаем

$$\hat{H}_V = \sum_{f\bar{g}\sigma} \left\{ V_{f\bar{g}} (c_{f\sigma}^+ X_{\bar{g}}^{0\sigma} + a_{\bar{g}\sigma}^+ X_f^{0\sigma}) + V_{f\bar{g}}^* (X_{\bar{g}}^{\sigma 0} c_{f\sigma} + X_f^{\sigma 0} a_{\bar{g}\sigma}) \right\} \quad (4)$$

причем мы оставили только слагаемые, соответствующие гибридизации состояний зоны проводимости и локализованных  $f$ - состояний из различных ячеек решетки (точнее, для ближайших узлов, относящихся к различным подрешеткам), поскольку для одного и того же узла гибридизация запрещена по "parity reasons" [11].

В обменном гамильтониане, при переходе к подрешеткам, мы также оставим лишь взаимодействие между ближайшими соседями. Соответствующий обменный интеграл обозначим через  $I$ . Тогда  $\hat{H}_M$  можно записать в виде

$$\hat{H}_M = \frac{I}{2} \sum_{f\bar{g}} (\bar{S}_f \bar{S}_{\bar{g}}) \quad (5)$$

При рассмотрении антиферромагнитной фазы во внешнем магнитном поле необходимо учесть, что магнитное поле вызывает скос магнитных подрешеток [12]. Это обстоятельство приводит к неколлинеарной геометрии задачи. При теоретическом описании свойств ТФС в скошенной фазе целесообразно перейти к локальным системам координат таким образом, чтобы новые оси квантования совпадали по направлениям с направлениями равновесных намагниченностей в каждой подрешетке. Имея это в виду, проведем унитарное преобразование гамильтониана, соответствующее переходу к локальным осям квантования для каждой подрешетки :

$$U(\theta) = \prod_f \prod_{\bar{g}} \exp\{i\theta(S_f^y + \sigma_f^y)\} \exp\{-i\theta(S_{\bar{g}}^y + \sigma_{\bar{g}}^y)\} \quad (6)$$

где  $\sigma_f^y$  - оператор  $y$ -проекции спинового момента электрона проводимости, описываемого функцией Ванье, которая локализована на узле  $f$ . Используя (6), нетрудно получить законы преобразования для фермиевских и хаббардовских операторов, относящихся к  $F$ - подрешетке :

$$c_{f\sigma}(\theta) = U c_{f\sigma} U^+ = c_{f\sigma} \cos \frac{\theta}{2} - 2\sigma c_{f\bar{\sigma}} \sin \frac{\theta}{2}$$

$$X_f^{0\sigma}(\theta) = U X_f^{0\sigma} U^+ = X_f^{0\sigma} \cos \frac{\theta}{2} - 2\sigma X_f^{0\bar{\sigma}} \sin \frac{\theta}{2}$$

$$X_f^{\sigma\sigma}(\theta) = U X_f^{\sigma\sigma} U^+ = \frac{1}{2} \sum_{\sigma_1} X_f^{\sigma_1\sigma_1} - \sigma \sin \theta \sum_{\sigma_1} X_f^{\sigma_1\bar{\sigma}_1} + 2\sigma \cos \theta \sum_{\sigma_1} \sigma_1 X_f^{\sigma_1\sigma_1}, \quad (7)$$

где  $\bar{\sigma} = -\sigma$ . Спиновые операторы  $F$ -подрешетки преобразуются следующим образом :

$$S_f^x(\theta) \equiv US_f^x U^+ = S_f^x \cos \theta + S_f^z \sin \theta,$$

$$S_f^y(\theta) \equiv US_f^y U^+ = S_f^y,$$

$$S_f^z(\theta) \equiv US_f^z U^+ = S_f^z \cos \theta - S_f^x \sin \theta. \quad (8)$$

Законы преобразования для соответствующих операторов из  $G$ -подрешетки получаются из (7) и (8) заменой  $\theta$  на  $-\theta$ .

Проводя унитарное преобразование гамильтониана  $\hat{H}_0$  при использовании полученных законов преобразований для операторов, получаем

$$\begin{aligned} \hat{H}_0 = & \sum_{ff'\sigma} \tilde{t}_\sigma(f, f') c_{f\sigma}^+ c_{f'\sigma} + \sum_{gg'\sigma} \tilde{t}_\sigma(g, g') a_{g\sigma}^+ a_{g'\sigma} + h \sum_{f\sigma} c_{f\sigma}^+ c_{f\bar{\sigma}} - h \sum_{g\sigma} a_{g\sigma}^+ a_{g\bar{\sigma}} + \sum_{fjg\sigma} t_{fjg} \left\{ \cos \theta c_{f\sigma}^+ a_{g\sigma} + 2\sigma \sin \theta c_{f\sigma}^+ a_{g\bar{\sigma}} \right\} + h.c. \} + \\ & + h \sum_{f\sigma} X_f^{\sigma\bar{\sigma}} - h \sum_{g\sigma} X_g^{\sigma\bar{\sigma}} + \sum_{f\sigma} (E_{0\sigma} - 2\sigma \mu_B H \cos \theta - \mu) X_f^{\sigma\sigma} + \sum_{g\sigma} (E_{0\sigma} - 2\sigma \mu_B H \cos \theta - \mu) X_g^{\sigma\sigma}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь посредством  $\tilde{t}_\sigma(f, f')$  и  $\tilde{t}_\sigma(g, g')$  обозначены комбинации внутривузельного интеграла перескока и одноузельной энергии электронов, отсчитанной от химпотенциала, для  $F$ - и  $G$ -подрешеток соответственно в представлении Ванье в магнитном поле. Поэтому, например, для  $F$ -подрешетки  $\tilde{t}_\sigma(f, f') = t_{ff'} - \delta_{ff'} (\mu + 2\sigma \mu_B H \cos \theta)$ . Аналогичное определение имеет место и для  $G$ -подрешетки. Интеграл перескока между узлами  $f$  и  $g$  из подрешеток  $F$  и  $G$ , соответственно, обозначен посредством  $t_{fg}$ . Проекция внешнего магнитного поля (в энергетических единицах) на новую ось  $Ox$  в  $F$ - подрешетке обозначена посредством  $h$ , причем  $h = \mu_B H \sin \theta$ .

Гамильтониан  $\hat{H}_V$  в результате преобразования (6) получается в виде

$$\hat{H}_V = \sum_{fjg\sigma} V_{fjg} \left\{ \cos \theta (a_{g\sigma}^+ X_f^{0\sigma} + c_{f\sigma}^+ X_g^{0\sigma}) + 2\sigma \sin \theta (c_{f\sigma}^+ X_g^{0\bar{\sigma}} - a_{g\sigma}^+ X_f^{0\bar{\sigma}}) \right\} + h.c. \quad (10)$$

Обменный гамильтониан  $\hat{H}_M$  после проведения унитарного преобразования и выделения слагаемых, которые описывают самосогласованные обменные поля, ориентированные в направлениях локальных  $Oz$ - осей для каждой подрешетки (в этом случае  $\langle S_f^x \rangle = \langle S_f^y \rangle = 0$ ), запишется в следующей форме :

$$\hat{H}_M = \frac{1}{4} I_0 R \sum_{f\sigma} \left\{ 2\sigma \cos 2\theta X_f^{\sigma\sigma} - \sin 2\theta X_f^{0\bar{\sigma}} \right\} + \frac{1}{4} I_0 R \sum_{g\sigma} \left\{ 2\sigma \cos 2\theta X_g^{\sigma\sigma} + \sin 2\theta X_g^{0\bar{\sigma}} \right\} - \frac{1}{2} N I_0 R^2 \cos 2\theta. \quad (11)$$

Здесь мы ввели обозначения:  $\langle S_f^z \rangle = 0$ ,  $I_0 = Iz$ , где  $z$  - число ближайших соседей,  $N$  - число узлов в магнитной решетке (т.е. в  $F$  или  $G$  подрешетке).

Уравнение, определяющее угол  $\theta$ , получается из условия, чтобы слагаемые в (11), содержащие операторы  $X_f^{\sigma\bar{\sigma}}$  и  $X_g^{\sigma\bar{\sigma}}$ , сокращались с соответствующими слагаемыми из (9). В результате находим, что равновесный угол  $\theta$  определяется следующим выражением:

$$\cos \theta = 2\mu_B H / I_0 R. \quad (12)$$

Таким образом, преобразованный гамильтониан в представлении Ванье и при использовании приближения самосогласованного поля для обменных взаимодействий принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \sum_{ff'\sigma} \tilde{t}_\sigma(f, f') c_{f\sigma}^+ c_{f'\sigma} + \sum_{gg'\sigma} \tilde{t}_\sigma(g, g') a_{g\sigma}^+ a_{g'\sigma} + h \sum_{f\sigma} c_{f\sigma}^+ c_{f\bar{\sigma}} - h \sum_{g\sigma} a_{g\sigma}^+ a_{g\bar{\sigma}} + \sum_{fjg\sigma} t_{fjg} \left\{ \cos \theta c_{f\sigma}^+ a_{g\sigma} + 2\sigma \sin \theta c_{f\sigma}^+ a_{g\bar{\sigma}} \right\} + h.c. \} + \\ & + \sum_{fjg\sigma} V_{fjg} \left\{ \cos \theta (a_{g\sigma}^+ X_f^{0\sigma} + c_{f\sigma}^+ X_g^{0\sigma}) + 2\sigma \sin \theta (c_{f\sigma}^+ X_g^{0\bar{\sigma}} - a_{g\sigma}^+ X_f^{0\bar{\sigma}}) \right\} + h.c. + \sum_{f\sigma} (E_\sigma - \mu) X_f^{\sigma\sigma} + \\ & + \sum_{g\sigma} (E_\sigma - \mu) X_g^{\sigma\sigma} - N \frac{I_0}{2} R^2 \cos 2\theta. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь энергии локализованных состояний включают эффекты самосогласованного поля  $E_\sigma = E_0 - \sigma \bar{H}$ , где эффективное поле  $\bar{H} = 2\mu_B H \cos \theta - (I_0/2)R \cos 2\theta$ .

Из вида гамильтониана следует, что учет антиферромагнитной структуры приводит, в частности, к тому, что во введенных системах координат гибридационные процессы между коллективизированными и локализованными состояниями электронов могут происходить при одновременном изменении проекции спинового момента. Это вызывает перемешивание состояний из различных спиновых подзон локализованных и коллективизированных электронов. В математическом отношении данное обстоятельство проявляется посредством возрастания порядка (в нашем случае до 8, см. ниже) зацепленных уравнений движения. Соответственно этому происходит увеличение порядка детерминанта, определяющего дисперсионное уравнение и модификацию спектра электронных возбуждений, которая вызвана АФМ структурой.

Для нахождения конкретного вида дисперсионного уравнения воспользуемся методом двухвременных запаздывающих функций Грина [13]. Решение задачи в приближении типа Хаббард-I приводит к необходимости введения восьми функций Грина

$$\langle\langle A(t) | X_f^{\sigma 0}(t') \rangle\rangle = -i\theta(t-t') \langle\langle [A(t), X_f^{\sigma 0}(t')]_+ \rangle\rangle. \quad (14)$$

где  $A = c_{f\sigma}, c_{f\bar{\sigma}}, a_{f\sigma}, a_{f\bar{\sigma}}, X_f^{0\sigma}, X_f^{0\bar{\sigma}}, X_g^{0\sigma}, X_g^{0\bar{\sigma}}$ .

Применяя стандартную методику уравнений движения для Фурье-образов двухвременных температурных функций Грина  $\langle\langle A | X_f^{\sigma 0} \rangle\rangle_{\omega}$  в приближении типа Хаббард-I и переходя затем в представление квазимпульса по правилам

$$\begin{aligned} \langle\langle c_{ms} | X_f^{\sigma 0} \rangle\rangle_{\omega} &= \frac{1}{N} \sum_k e^{-ik(m-f)} F_{k\sigma}^c(\omega), & \langle\langle c_{gs} | X_f^{\sigma 0} \rangle\rangle_{\omega} &= \frac{1}{N} \sum_k e^{-ik(g-f)} G_{k\sigma}^c(\omega), \\ \langle\langle X_m^{0s} | X_f^{\sigma 0} \rangle\rangle_{\omega} &= \frac{1}{N} \sum_k e^{-ik(m-f)} F_{k\sigma}^d(\omega), & \langle\langle X_g^{0s} | X_f^{\sigma 0} \rangle\rangle_{\omega} &= \frac{1}{N} \sum_k e^{-ik(g-f)} G_{k\sigma}^d(\omega), \\ \tilde{t}_{\sigma}(f, f') &= \frac{1}{N} \sum_k e^{-ik(f-f')} (t_{k\sigma} - \mu), & t_{k\sigma} &= t_k - 2\sigma\mu_B H \cos\theta, \\ t_{fg} &= \frac{1}{N} \sum_k e^{-ik(f-g)} \Gamma_k, & V_{fg} &= \frac{1}{N} \sum_k e^{-ik(f-g)} V_k, \end{aligned} \quad (15)$$

получаем замкнутую систему восьми уравнений:

$$\begin{aligned} (\omega - t_{k\sigma} + \mu) F_{k\sigma}^c &= hF_{k\sigma}^c + \Gamma_k [\cos\theta G_{k\sigma}^c + 2\sigma \sin\theta G_{k\sigma}^d] + V_k [\cos\theta G_{k\sigma}^d + 2\sigma \sin\theta G_{k\sigma}^c] \\ (\omega - t_{k\bar{\sigma}} + \mu) F_{k\bar{\sigma}}^c &= hF_{k\bar{\sigma}}^c + \Gamma_k [\cos\theta G_{k\bar{\sigma}}^c - 2\sigma \sin\theta G_{k\bar{\sigma}}^d] + V_k [\cos\theta G_{k\bar{\sigma}}^d - 2\sigma \sin\theta G_{k\bar{\sigma}}^c] \\ (\omega - t_{k\sigma} + \mu) G_{k\sigma}^c &= -hG_{k\sigma}^c + \Gamma_k [\cos\theta F_{k\sigma}^c - 2\sigma \sin\theta F_{k\sigma}^d] + V_k [\cos\theta F_{k\sigma}^d - 2\sigma \sin\theta F_{k\sigma}^c] \\ (\omega - t_{k\bar{\sigma}} + \mu) G_{k\bar{\sigma}}^c &= -hG_{k\bar{\sigma}}^c + \Gamma_k [\cos\theta F_{k\bar{\sigma}}^c + 2\sigma \sin\theta F_{k\bar{\sigma}}^d] + V_k [\cos\theta F_{k\bar{\sigma}}^d + 2\sigma \sin\theta F_{k\bar{\sigma}}^c] \\ (\omega - E_{\sigma} + \mu) G_{k\sigma}^d &= V_k^* (1 - N_{\bar{\sigma}}) [\cos\theta F_{k\sigma}^c - 2\sigma \sin\theta F_{k\sigma}^d] \\ (\omega - E_{\bar{\sigma}} + \mu) G_{k\bar{\sigma}}^d &= V_k^* (1 - N_{\sigma}) [\cos\theta F_{k\bar{\sigma}}^c + 2\sigma \sin\theta F_{k\bar{\sigma}}^d] \\ (\omega - E_{\sigma} + \mu) F_{k\sigma}^d &= (1 - N_{\bar{\sigma}}) + V_k^* (1 - N_{\bar{\sigma}}) [\cos\theta G_{k\sigma}^c + 2\sigma \sin\theta G_{k\sigma}^d] \\ (\omega - E_{\bar{\sigma}} + \mu) F_{k\bar{\sigma}}^d &= V_k^* (1 - N_{\sigma}) [\cos\theta G_{k\bar{\sigma}}^c - 2\sigma \sin\theta G_{k\bar{\sigma}}^d]. \end{aligned} \quad (16)$$

Из этой системы следует, что дисперсионное уравнение, описывающее спектр элементарных возбуждений, получается из условия равенства нулю детерминанта восьмой степени:

$$\Delta^8(k, \omega) = \begin{vmatrix} A(\theta) & \Gamma(\theta) & V(\theta) & 0 \\ \Gamma(-\theta) & A(-\theta) & 0 & V(-\theta) \\ \tilde{V}^*(-\theta) & 0 & B & 0 \\ 0 & \tilde{V}^*(\theta) & 0 & B \end{vmatrix} = 0, \quad (17)$$

где двумерные матрицы (с заменой  $\omega + \mu \rightarrow \omega$ ) определяются выражениями:

$$A(\theta) = \begin{pmatrix} \omega - t_{k\sigma} & -h \\ -h & \omega - t_{k\bar{\sigma}} \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} \omega - E_\sigma & 0 \\ 0 & \omega - E_{\bar{\sigma}} \end{pmatrix}, \quad \Gamma(\theta) = -\Gamma_k P(\theta),$$

$$P(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & 2\sigma \sin \theta \\ 2\bar{\sigma} \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad V(\theta) = -V_k P(\theta), \quad \tilde{V}^*(\theta) = (1 - N_\sigma) V^*(\theta).$$

В формулах (16) и (17) величины  $t_k$  и  $\Gamma_k$  являются Фурье-образами интегралов перескока между узлами из одной и разных подрешеток соответственно. Параметр гибридного взаимодействия  $V_k$  описывает смешивание локализованных и коллективизированных состояний из ближайших ячеек. Появление чисел заполнения  $N_\sigma$  обусловлено учетом сильных одноэлектронных корреляций.

Высокая степень дисперсионного уравнения существенно усложняет проведение самосогласованного анализа. Радикальное упрощение задачи достигнуто благодаря тому, что при аналитическом раскрытии детерминанта (17), результат удалось представить в виде произведения двух множителей:

$$\Delta^8(k, \omega) = D_\uparrow(k, \omega) D_\downarrow(k, \omega), \quad (18)$$

для которых получено единое аналитическое представление

$$D_\sigma(k, \omega) = (\omega - \tilde{E}_\sigma)(\omega - \tilde{E}_{\bar{\sigma}})(\omega - t_k + \Gamma_{k\sigma})(\omega - t_k - \Gamma_{k\bar{\sigma}}) - \tilde{V}_{k\sigma}^2 (\omega - \tilde{E}_\sigma)(\omega - t_k - \Gamma_{k\sigma} \cos \theta) - \tilde{V}_{k\bar{\sigma}}^2 (\omega - \tilde{E}_{\bar{\sigma}})(\omega - t_k + \Gamma_{k\sigma} \cos \theta) + \tilde{V}_{k\sigma}^2 \tilde{V}_{k\bar{\sigma}}^2. \quad (19)$$

В уравнении (19) использованы следующие обозначения:  $\tilde{V}_{k\sigma}^2 = |V_k|^2 (1 - N_\sigma)$ , а  $\Gamma_{k\sigma} = \Gamma_k - 2\sigma\mu_B H$ . Следовательно, электронный энергетический спектр определяется решениями уравнений четвертой степени, получающихся в результате приравнивания к нулю выражений (19) для  $\sigma = \uparrow$  и  $\sigma = \downarrow$ .

Отметим, что в предельном случае  $V_k = 0$  уравнение на спектр полностью факторизуется, принимая вид

$$(\omega - E_\sigma)(\omega - E_{\bar{\sigma}})(\omega - t_k - \Gamma_{k\sigma})(\omega - t_k + \Gamma_{k\bar{\sigma}}) = 0.$$

Получающиеся таким образом решения  $\omega = t_k \pm \Gamma_{k\sigma}$  и  $\omega = E_\sigma$  описывают, как и должно быть, локализованный уровень  $E_\sigma$ , расщепленный по спиновому моменту  $\bar{H}$  эффективным полем и невозмущенный зонный спектр коллективизированных электронов в магнитном поле.

Нахождение самосогласованного спектра фермиевских возбуждений в неколлинеарной фазе предполагает решение не только дисперсионного уравнения, но и системы трех уравнений самосогласования для определения химпотенциала  $\mu$  и средних чисел заполнения локализованных состояний  $N_\uparrow$  и  $N_\downarrow$ . Уравнения самосогласования записываются посредством функционалов, зависящих от искомым выражений для энергий фермиевских квазичастиц:

$$n = \frac{2}{N} \left( \sum_{k\sigma} \langle c_{k\sigma}^+ c_{k\sigma} \rangle + \sum_{f\sigma} \langle N_{f\sigma} \rangle \right), \quad N_\sigma = \langle X_f^{\sigma\sigma} \rangle, \quad \sigma = \pm 1/2, \quad (20)$$

где  $n$  - полное число электронов в системе в расчете на один узел магнитной подрешетки. Двойка перед выражением в скобках возникла из-за того, что вследствие эквивалентности  $F$  и  $G$  подрешеток  $\langle c_{f\sigma}^+ c_{f\sigma} \rangle = \langle a_{g\sigma}^+ c_{g\sigma} \rangle$  и  $\langle X_f^{\sigma\sigma} \rangle = \langle X_g^{\sigma\sigma} \rangle$ . Вычисление этих корреляционных функций требует знания функций Грина

$$\langle\langle X_f^{0\sigma} | X_f^{\sigma 0} \rangle\rangle_\omega = \frac{1}{N} \sum_k F_{k\sigma\sigma}^d, \quad \langle\langle c_{f\sigma} | c_{f\sigma}^+ \rangle\rangle_\omega = \frac{1}{N} \sum_k \langle\langle c_{k\sigma} | c_{k\sigma}^+ \rangle\rangle_\omega. \quad (21)$$

Решая систему уравнений (16) относительно функции Грина  $F_{k\sigma\sigma}^d$ , получаем

$$F_{k\sigma\sigma}^d = \frac{(1 - N_{\bar{\sigma}})}{2} \frac{A_{k\sigma}(\omega)}{\Delta^8(k, \omega)} = \frac{(1 - N_{\bar{\sigma}})}{2} \left\{ \frac{A_{k\sigma}^{(1)}(\omega)}{D_{\bar{\sigma}}(k, \omega)} + \frac{A_{k\sigma}^{(2)}(\omega)}{D_\sigma(k, \omega)} \right\}, \quad (22)$$

Где функция  $A_{k\sigma}(\omega) = A_{k\sigma}^{(1)}(\omega) D_\sigma(k, \omega) + A_{k\sigma}^{(2)}(\omega) D_{\bar{\sigma}}(k, \omega)$ , а

$$A_{k\sigma}^{(1)}(\omega) = (\omega - E_{\bar{\sigma}}) \left[ (\omega - t_k)^2 - \Gamma_{k\bar{\sigma}}^2 \right] - \tilde{V}_{k\sigma}^2 (\omega - t_k + \Gamma_{k\bar{\sigma}} \cos \theta),$$

$$A_{k\sigma}^{(2)}(\omega) = (\omega - E_{\bar{\sigma}}) \left[ (\omega - t_k)^2 - \Gamma_{k\sigma}^2 \right] - \tilde{V}_{k\sigma}^2 (\omega - t_k - \Gamma_{k\sigma} \cos \theta).$$

Среднее  $\langle X_f^{\sigma\sigma} \rangle = N_\sigma$  выражается обычным образом через соответствующую функцию Грина [13]

$$\langle X_f^{\sigma\sigma} \rangle = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega f(\omega - \mu) \text{Im} \langle \langle X_f^{0\sigma} | X_f^{\sigma 0} \rangle \rangle_\omega, \quad (23)$$

где  $f(x) = (e^{x/T} + 1)^{-1}$  - фермиевская функция,  $T$  - температура. По формулам (21), (22) и (23) находим

$$N_\sigma = \frac{(1 - N_{\bar{\sigma}})}{2} \frac{1}{N} \sum_k \sum_{j=1}^4 \left\{ \frac{A_{k\sigma}^{(1)}(E_{\bar{\sigma}}^j) f(E_{\bar{\sigma}}^j - \mu)}{\prod_{l \neq j} (E_{\bar{\sigma}}^j - E_{\bar{\sigma}}^l)} + \frac{A_{k\sigma}^{(2)}(E_\sigma^j) f(E_\sigma^j - \mu)}{\prod_{l \neq j} (E_\sigma^j - E_\sigma^l)} \right\}. \quad (24)$$

В этом выражении величины  $E_\sigma^j (j = 1 \dots 4)$  являются решениями дисперсионного уравнения  $D_\sigma(k, \omega) = 0$  при фиксированном значении квазиимпульса  $k$  и по сути являются ветвями искомого закона дисперсии. Штрих у знака произведения в знаменателе формулы (24) означает, что в произведении опускается множитель с  $l = g$ .

Проводя аналогичные вычисления для корреляционной функции  $\langle c_{f\sigma}^+ c_{f\sigma} \rangle$ , получаем

$$\langle c_{f\sigma}^+ c_{f\sigma} \rangle = \frac{1}{2} \frac{1}{N} \sum_k \sum_{j=1}^4 \left\{ \frac{B_{k\sigma}^{(1)}(E_{\bar{\sigma}}^j) f(E_{\bar{\sigma}}^j - \mu)}{\prod_{l \neq j} (E_{\bar{\sigma}}^j - E_{\bar{\sigma}}^l)} + \frac{B_{k\sigma}^{(2)}(E_\sigma^j) f(E_\sigma^j - \mu)}{\prod_{l \neq j} (E_\sigma^j - E_\sigma^l)} \right\}, \quad (25)$$

где функции  $B_{k\sigma}^{(1)}(\omega)$  и  $B_{k\sigma}^{(2)}(\omega)$  определяются выражениями

$$B_{k\sigma}^{(1)}(\omega) = (\omega - E_\sigma)(\omega - E_{\bar{\sigma}})(\omega - t_k - \Gamma_{k\bar{\sigma}} \cos \theta) - (\omega - E_\sigma) \tilde{V}_{k\sigma}^2 \cos^2 \theta - (\omega - E_{\bar{\sigma}}) \tilde{V}_{k\sigma}^2 \sin^2 \theta,$$

$$B_{k\sigma}^{(2)}(\omega) = (\omega - E_\sigma)(\omega - E_{\bar{\sigma}})(\omega - t_k + \Gamma_{k\sigma} \cos \theta) - (\omega - E_\sigma) \tilde{V}_{k\sigma}^2 \cos^2 \theta - (\omega - E_{\bar{\sigma}}) \tilde{V}_{k\sigma}^2 \sin^2 \theta,$$

Система уравнений (20), (24) совместно с дисперсионным уравнением описывает спектральные свойства рассматриваемого тяжелофермионного антиферромагнетика во внешнем магнитном поле при различных температурах и параметрах модели.

При проведении конкретных численных расчетов с целью упрощения использовались следующие предположения. Рассматривалась объемцентрированная кубическая решетка. Для зонных электронов учитывались перескоки только между ближайшими соседями. В этом случае

$$\Gamma_k = 8t_1 \cos\left(\frac{k_x b}{2}\right) \cos\left(\frac{k_y b}{2}\right) \cos\left(\frac{k_z b}{2}\right), \quad t_k = 0, \quad (26)$$

где  $t_1$  - интеграл туннелирования для ближайших соседей,  $b$  - параметр магнитной решетки. Считается, что гибридизационные процессы между локализованными и коллективизированными состояниями электронов происходят только в том случае, если в представлении Ванье соответствующие состояния принадлежат соседним ячейкам. В этом случае

$$V_k = 8V \cos\left(\frac{k_x b}{2}\right) \cos\left(\frac{k_y b}{2}\right) \cos\left(\frac{k_z b}{2}\right), \quad (27)$$

где  $V$  матричный элемент гибридизации между отмеченными состояниями. Видно, что в данном приближении зависимость матричного элемента гибридизации от волнового вектора повторяет с точностью до мультипликативной константы соответствующую зависимость Фурье-образа интеграла перескока  $\Gamma_k$

$$V_k = \Gamma_k (V/t_1).$$

Это обстоятельство, не влияющее на качественные выводы, позволяет существенно упростить численные расчеты, поскольку в данном случае можно от трехмерного интегрирования по зоне Бриллюэна перейти к одномерному интегрированию по переменной  $\Gamma_k$ , введя соответствующую плотность состояний. При этом удается учесть влияние гибридизационной дисперсии на спектр элементарных возбуждений.

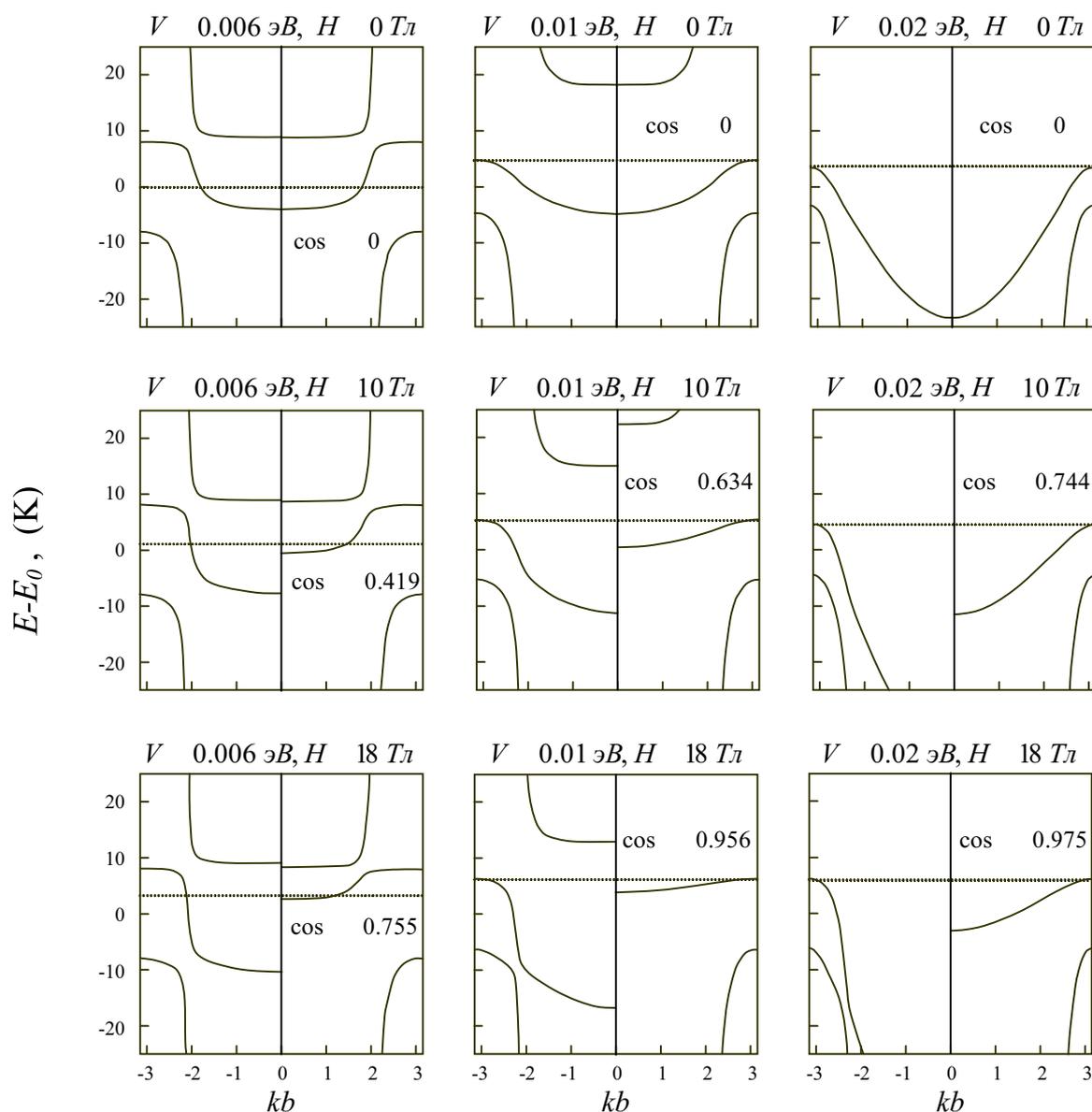


Рис.1. Спектр элементарных возбуждений в окрестности локализованного уровня для трех значений гибридизации и магнитного поля. Пунктирная линия соответствует положению химпотенциала

В качестве отправной точки рассмотрим решение задачи при  $H = 0$ . В этом случае спектр фермиевских возбуждений состоит из четырех двукратно вырожденных ветвей. Поэтому энергетическая структура представляет собой четыре двукратно вырожденные зоны. В случае, когда локализованный уровень и химпотенциал находятся ниже середины зоны проводимости ( $\mu \sim E_0 \sim W/4$ ), верхняя зона оказывается несущественной из-за отсутствия в ней носителей тока. При этом физические свойства рассматриваемого интерметаллического антиферромагнетика определяются особенностями электронного строения в окрестности бывшего локализованного уровня. На рис. 1 верхний ряд графиков демонстрирует самосогласованное изменение (при движении вправо) энергетического спектра возбуждений в нулевом поле при возрастании параметра гибридизации  $V$  в энергетической области, находящейся в непосредственной окрестности ( $-30K \leq E - E_0 \leq 30K$ ) затравочного локализованного уровня, который расположен на расстоянии  $1/4$  от дна исходной зоны проводимости. При проведении вычислений использовались следующие значения параметров модели: ширина исходной зоны проводимости  $W = 8$  эВ, параметр обменного взаимодействия  $I_0 = 0.003$  эВ. Полная концентрация электронов  $n = 2.2$  и соответствует металлическому состоянию, температура  $T = 0.1$  К.  $\theta$  - угол скоса магнитных подрешеток. Видно, что наличие дальнего антиферромагнитного порядка в данном случае привело к формированию узкой, отщепленной двукратно вырожденной энергетической зоны разрешенных состояний. При малых значениях параметра гибридизационного взаимодействия эта зона обладает незначительной дисперсией и отделена двумя щелями от двух других зон. По мере

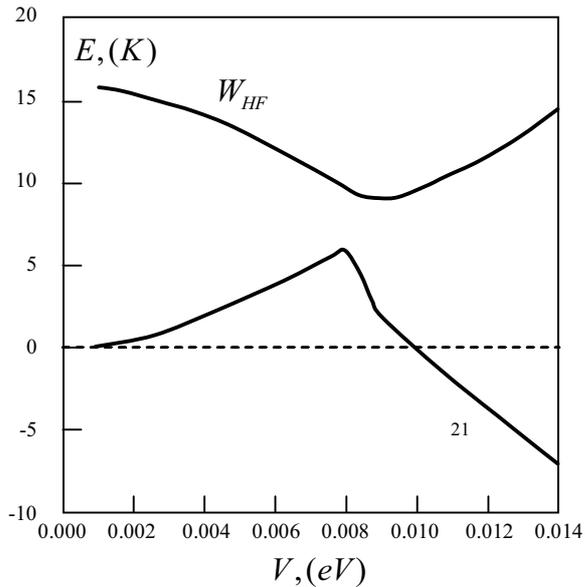


Рис.2. Поведение ширины узкой зоны  $W_{HF}$  и нижней щели при  $\Delta_{21}$  возрастании гибридизации

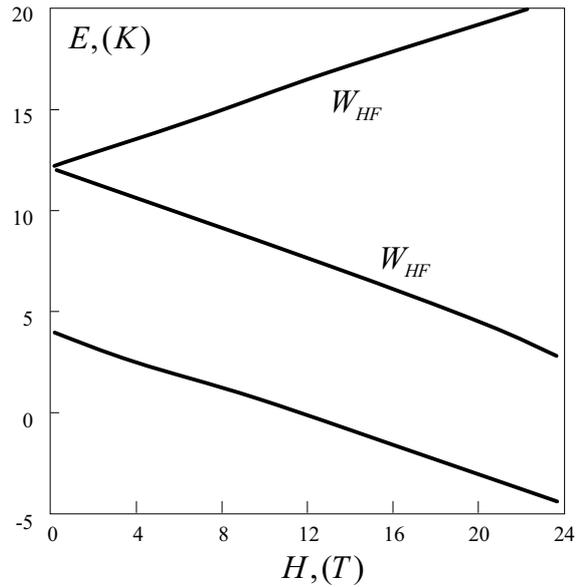


Рис.3. Зависимость от магнитного поля ширины узких расщепленных подзон  $W_{HF}^{\uparrow}$ ,  $W_{HF}^{\downarrow}$  и нижней щели  $\Delta_{\downarrow}$

увеличения гибридизационного взаимодействия происходит возрастание дисперсии и начинается перекрывание узкой и нижней широкой зоны. Это существенное отличие от результатов работ [8,9], в которых перекрытия не возникало, связано с учетом того, что гибридизационные процессы реализуются между коллективизированными и локализованными состояниями из разных ячеек. Именно это обстоятельство привело к такой зависимости (симметрии) параметра гибридизации от квазиимпульса, что на границе зоны Бриллюэна гибридизационное взаимодействие обращается в нуль. Поэтому при увеличении матричного элемента гибридизации между ближайшими узлами  $V$  происходит увеличение дисперсии внутренней зоны, но смещение точек нового спектра на границах зоны Бриллюэна отсутствует. В этой связи следует отметить, что важная роль узлов  $V_k$  (возникающих в высокосимметричных точках зоны Бриллюэна при учете пространственной нелокальности гибридизационных процессов) в механизме формирования псевдощели в тяжелофермионных Кондо-изоляторах отмечалась ранее в работе [3]. Таким образом в каждой точке  $k$ -пространства имеется конечное расстояние между энергетическими уровнями, однако в целом происходит перекрывание зон. Сказанное отражено на рис.2, где показаны расчетные самосогласованные зависимости ширины узкой зоны  $W_{HF}$  и величины нижней щели от гибридизационной константы. Отрицательные значения параметра  $\Delta_{21}$  соответствуют ситуации с перекрытыми зонами.

При включении внешнего магнитного поля структура энергетического спектра становится более сложной. Нарушение симметрии и возникновение неколлинеарной геометрии ( $\cos \theta > 0$ ), проявляющейся в виде скоса магнитных подрешеток, приводит к снятию двукратного вырождения энергетического спектра и формированию расщепленного по проекции спинового момента спектра фермиевских возбуждений. На рис.1 показана эволюция спектра фермиевских квазичастиц в окрестности затравочного локализованного уровня при возрастании магнитного поля (движение вниз) для трех значений гибридизационного параметра. Видно, что магнитное поле приводит не только к расщеплению (что является достаточно очевидным) энергетических зон, но и к заметному изменению ширины узких зон. Это означает, что важнейшие характеристики рассматриваемых сильнокоррелированных систем (плотность состояний, эффективные массы, величины щелей в спектрах и т.д.) в неколлинеарной фазе становятся существенно зависящими от приложенного магнитного поля. На рис.3 этот тезис продемонстрирован на примере трех зависимостей (при рассмотренных выше значениях параметров модели): ширины двух узких подзон, соответствующих квазичастицам со значениями квантового числа  $\sigma \pm 1/2$  и величины щели в спектре фермиевских возбуждений с  $\sigma = -1/2$ .

Возникновение внутренней узкой отщепленной зоны фермиевских возбуждений в антиферромагнитной фазе приводит к существенному усложнению плотности состояний вблизи фермиевской энергии. На рис.4. представлены результаты численного расчета плотности состояний в наиболее интересной энергетической области. Как и на рис.1, движению по горизонтали соответствует увеличение параметра гибридизации, тогда как при движении сверху вниз происходит увеличение магнитного поля. Видно, что увеличение гибридизационного взаимодействия приводит к подавлению тонкой структуры плотности состояний, возникающей при относительно

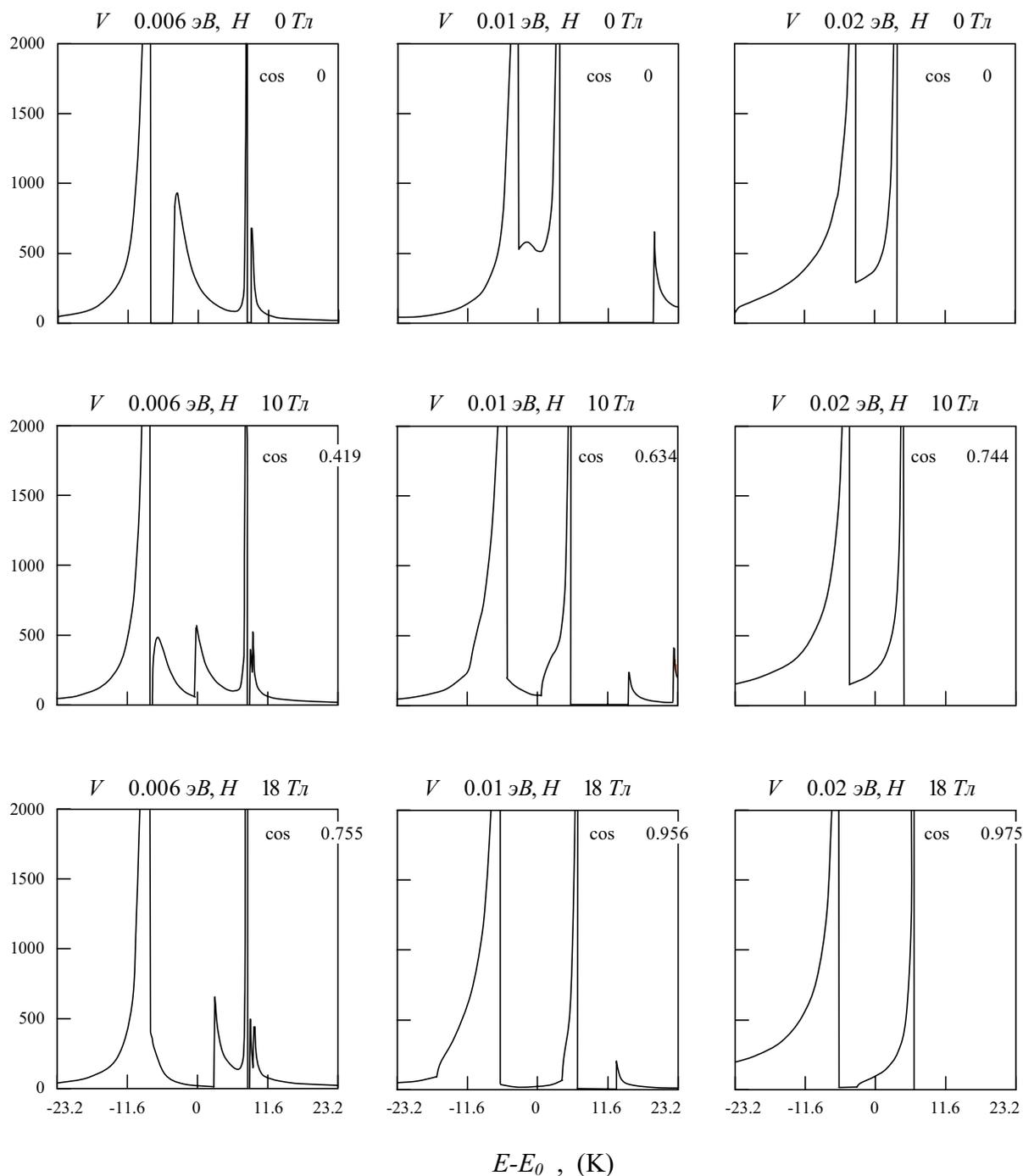


Рис.4. Полевая и гибридационная эволюция плотности состояний тяжелофермионного антиферромагнетика в окрестности локализованного уровня

низких  $V$ . Существенно, что при возрастании магнитного поля в одной энергетической области происходит замыкание щели в плотности состояний, тогда как в другой области эта щель генерируется. Это обстоятельство имеет принципиальное значение при интерпретации экспериментальных результатов по влиянию внешнего магнитного поля на термодинамические свойства ТФС.

В заключение отметим, что магнитное поле, воздействуя на магнитную структуру и изменяя значение антиферромагнитного параметра порядка, сильно модифицирует структуру спектра фермиевских возбуждений. При этом характерный масштаб магнитного поля определяется величиной обменного взаимодействия. Поскольку температуры Нееля в тяжелофермионных антиферромагнетиках достаточно низки, то в магнитных полях  $H \sim 7\text{T}$  может происходить спин-флип переход с разрушением антиферромагнитного параметра порядка (такая ситуация реализуется, например, в  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ ). Соответственно этому магнитное поле по рассмотренному сценарию

будет вызывать существенное изменение энергетической структуры тяжелофермионных антиферромагнетиков и проявляться экспериментально, например, в виде сильной зависимости эффективной массы от магнитного поля в эффекте де Гааза-ван Альфена. В настоящее время соответствующие эффекты экспериментально зарегистрированы на многих соединениях.

Один из авторов (Д.М.Дзедзисашвили) хотел бы выразить признательность «Благотворительному Фонду содействия отечественной науке» за финансовую помощь.

#### **СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Kagan Yu., Kikoin K.A., Prokof'ev N.V. *Physica B* **182**, 201 (1992).
2. Каган Ю., Кикоин К.А., Прокофьев Н.В. Перенормировка эффективной массы и эффект де Гааза – ван Альфена в системах с тяжелыми фермионами // Письма в ЖЭТФ **56**, 221 (1992).
3. Каган Ю., Кикоин К.А., Прокофьев Н.В. О природе псевдощели в энергетическом спектре CeNiSn. // Письма в ЖЭТФ **57**, 584 (1993).
4. Кикоин К.А., Киселев М.Н., Мищенко А.С. Спиновая жидкость в почти антиферромагнитной решетке Кондо. // ЖЭТФ **112**, 729 (1997).
5. Werner D., Bauer E., Martin J.M. et al. *Physica B*, **259-261**, 10 (1999).
6. Heuser K., Kim J.S., Scheidt E.W. et al. *Physica B*, **259-261**, 392 (1999).
7. Raymond S., Raoelison D., Kambe S. et al. *Physica B*, **259-261**, 48 (1999).
8. Dorin V., Schlottmann P. Magnetic instabilities in Kondo insulators *Phys. Rev.B*, **46**, 10800 (1992).
9. Doradzinski R., Spalek J. Mean-field magnetic phase diagram of the periodic Anderson model with the Kondo-compensated phases. *Phys. Rev.B*, **58**, 3293 (1998).
10. Займан Дж. Принципы теории твердого тела. – М., 1966.
11. Czycholl G. *Phys.Rep.* Approximate treatments of intermediate valence and heavy fermion model systems. **143**, № 5, 277 (1986).
12. Боровик-Романов А.С. // Антиферромагнетизм и ферриты. - М., 1962.
13. Тябликов С.В. Методы квантовой теории магнетизма. – М.: Наука, 1975.

#### **EXCITATION SPECTRUM AND FINE STRUCTURE OF DENSITY OF STATES IN HEAVY FERMION INTERMETALLIC ANTIFERROMAGNETS IN CANTING PHASE**

**V.V.Val'kov, D.M.Dzедзисашvili**

*The energy spectrum problem of heavy fermion antiferromagnets with metal type ground state in canting phase that emerges when external magnetic field is applied, is solved. Transformation of density of states in heavy fermion compounds in changing external magnetic field is studied. It is shown that energy structure of the canting heavy fermion antiferromagnet differs drastically from that in paramagnetic phase and is characterized by the existence of four gaps dependent both of magnetic field and hybridization interaction nature. These factors determine the origin of low energy scales that govern the fine structure of density of states and influence substantially on low temperature thermodynamics of heavy fermion antiferromagnets in magnetic field.*