Краткие сообщения по физике № 9-1986 г.

УДК 537.312.62

ПАРАМАГНОНЫ В НЕРАВНОВЕСНОМ ^{3}He-A

А.М. Гулян

Исследовано поведение динамической спиновой восприимчивости сверхтекучего ^{3}He-A в случае, когда функция распределения одночастичных фермиевских возбуждений (атомов гелия) отклонена от термодинамического равновесия. Показано, что с ростом степени неравновесности в системе одночастичных возбуждений затухание парамагнонов убывает и при некотором критическом значении неравновесности меняет знак – имеет место "парамагнонная" неустойчивость сверхтекучей ферми-жидкости.

Анизотропная А-фаза в сверхтекучем ^{3}He возникает вследствие обмена парамагнонами (виртуальными спиновыми волнами) между спаривающимися атомами ^{3}He. Именно из-за такого взаимодействия при температурах, близких к критической, А-фаза оказывается энергетически более выгодной, чем изотропная В-фаза /1/. В отличие от явления сверхпроводимости в металлах, где переход электронной жидкости в сверхтекучее состояние существенно не влияет на характеристики фононного поля – носителя взаимодействия, в рассматриваемом случае имеется сильное обратное влияние параметра упорядочения на магнонное поле /2/. Благодаря этому при понижении температуры в ^{3}He происходит переход в изотропное состояние (В-фазу). Имея в виду это обстоятельство, можно ожидать радикального изменения свойств виртуального магнонного поля при отклонении системы атомов ^{3}He-A от равновесия.

В микроскопическом подходе в приближении самосогласованного поля /3/ динамическая спиновая восприимчивость имеет вид $\chi_{ij}(q,\omega) = (\chi^0(q,\omega)[1 - I\chi^0(q,\omega)]^{-1})_{ij}$, где I – безразмерный параметр обменного взаимодействия*, χ^0 – поляризационный оператор (неприводимая часть восприимчивости). Ограничимся рассмотрением коротковолновых магнонов, когда характерные волновые вектора q удовлетворяют условию

$$qv_F \gg \Delta. \tag{1}$$

В этом случае можно пренебречь флуктуациями анизотропного конденсата пар (флуктуациями щели $\Delta = \Delta(\Omega)$ в спектре возбуждений), и в представлении дискретных мнимых частот χ^0_{ij} определяется как

$$\chi^0_{ij}(q,\omega_n) = -\frac{1}{4}\, T\sum_m \int \frac{d^2p}{(2\pi)^3}\, \mathrm{Sp}\,[a_i G(p,\epsilon_m) a_j G(p-q, \epsilon_m - \omega_n)], \tag{2}$$

где $\epsilon_m = (2m+1)\pi T_i$; $\omega_n = 2n\pi T_i$ $(m,n = 0, \pm 1, ...)$; T – температура в исходном равновесном состоянии; $\vec{a}$ – спиновой оператор: $\vec{a} = \frac{1}{2}(1+\rho_3)\vec{\sigma} + \frac{1}{2}(1-\rho_3)\sigma_2\vec{\sigma}\sigma_2$; σ_i и ρ_i – матрицы Паули, действующие в обычном спиновом и в пространстве Горькова – Намбу соответственно (спиновая ось квантования направлена по оси y). В отсутствие магнитного поля фигурирующая в (2) матричная функция Грина сверхтекучего ^{3}He-A определена соотношением (ср. /4/): $G^{-1}(p,\epsilon_m) = \epsilon_m - \xi\rho_3 - \frac{1}{2}(\rho_+\Delta^* + \rho_-\Delta)$, где $\rho_\pm = \rho_1 \pm i\rho_2$; $\xi = v_F(p - p_F)$ и, в соответствии с моделью А-фазы, $\Delta = \Delta(\Omega) = \Delta_\uparrow(\Omega) = \Delta_\downarrow(\Omega)$ /3/.

* В теории ферми-жидкости этот параметр обозначается также – F_0^a или – $Z_0/4$.

Описание восприимчивости в неравновесной ситуации может быть проведено на основе техники Келдыша /5/ (в представлении Намбу) либо методом аналитического продолжения Горькова и Элиашберга /6/, который позволяет непосредственно использовать приведенные выше соотношения. В связи с этим будем полагать /6/, что входящие в (2) неравновесные пропагаторы $G_{\epsilon\,\epsilon-\omega}$ и поляризационный оператор представляются бесконечными диаграммными разложениями в ряд по степеням внешнего поля и содержат на комплексной плоскости ϵ разрезы, лежащие между осью абсцисс и линией $\mathrm{Im}\,(\epsilon-\omega)=0$. Процедура аналитического продолжения с верхней полуплоскости на вещественную ось частот аналогична той, которая использовалась при выводе кинетического уравнения для фононов в свехпроводниках /7/. Поэтому приведем сразу результат для (2):

$$\chi^0_{ij}(\omega)=\frac{1}{4}\ \mathrm{Sp}\int\frac{dz}{4\pi i}\ \frac{d^3p}{(2\pi)^3}\ [\alpha_i G_z \alpha_j G_{\omega-z}+\alpha_i (G^R-G^A)_z \alpha_j (G^R-G^A)_{\omega-z}], \tag{3}$$

причем частота ω вещественна. В (3) запаздывающие (опережающие) пропагаторы $G^{R(A)}$ получены в результате аналитического продолжения с верхнего берега верхнего разреза (нижнего берега нижнего разреза), а функция G определена как

$$G_{\epsilon\,\epsilon-\omega}=\sum_{N=0}^{\infty}\ \sum_{n=0}^{N}\ \delta_n(G^{(N)}_{\epsilon\,\epsilon-\omega})\ \mathrm{th}\ \frac{\epsilon-\omega_n}{2T}\,, \tag{4}$$

где $\delta_n(G^{(N)})$ – скачок функции G на соответствующем разрезе на диаграмме N-го порядка.

Допустим, что возникающая неравновесная картина симметрична относительно ферми-поверхности по ветвям возбуждений частица – дырка. Тогда в квазиклассическом (диагональном по частотам) приближении (4) факторизуется в виде

$$G=(G^R-G^A)\,(1-2n_\epsilon), \tag{5}$$

где n_ϵ – неравновесная функция распределения фермиевских возбуждений (ср. /8/). Выражения (3) и (5) приводят к следующим выражениям для диагональных компонент динамической восприимчивости (при этом ограничимся типичным для А-фазы случаем $\langle\Delta\rangle\ll T$):

$$\chi_{zz}=\chi_{xx}\approx N(0)\ [C-(i\pi\omega/v_Fq)\ \langle n_{\epsilon=\Delta}\rangle]^{-1}, \tag{6}$$

$$\chi_{yy}\approx N(0)\,[C+(\pi^2 I/v_Fq)\ \langle\Delta\,(1-2n_{\epsilon=\Delta})\rangle-(i\pi\omega/v_Fq)\langle n_{\epsilon=\Delta}\rangle]^{-1}, \tag{7}$$

где $N(0)$ – плотность уровней на ферми-поверхности; $\langle\,...\rangle$ означает усреднение по углам в импульсном пространстве; C – некоторая функция q, которая при $q\ll p_F$ является константой: $C\approx 1-I$.

Магнонный спектр определяется как полюс динамической спиновой восприимчивости. Из выражения (6) следует, что восприимчивости χ_{zz} и χ_{xx} соответствуют затухающим (парамагнонным) модам, поскольку величина

$$\gamma=-\,\mathrm{Im}\,\omega\,(q)\ =Cqv_F/\pi I\,\langle n_{\epsilon=\Delta}\rangle \tag{8}$$

положительна как в равновесии, так и при любом уровне неравновесности (при $n_{\epsilon=\Delta}=n^0_{\epsilon=\Delta}\equiv[1-\mathrm{th}\,(\Delta/2T)\,]/2\approx 1/2$ (8) совпадает с аналогичным выражением для нормального ^3He).

Из (7) следует, что затухание моды, соответствующей восприимчивости χ_{yy}, равно

$$\gamma=-\,\mathrm{Im}\,\omega\,(q)\ =Cv_Fq/\pi I\,\langle n_{\epsilon=\Delta}\rangle+\pi\,\langle\Delta\,(1-2n_{\epsilon=\Delta})\rangle/\langle n_{\epsilon=\Delta}\rangle, \tag{9}$$

поэтому рост степени неравновесности в системе одночастичных возбуждений приводит к уменьшению затухания парамагнитной моды и к обращению его в нуль при некотором критическом уровне неравновесности, когда

$$1 - I = (\pi^2 I / v_F q) \langle \Delta (1 - 2n_{\epsilon=\Delta}) \rangle. \tag{10}$$

Условие (10) может выполняться только при наличии щели в спектре возбуждений и при инверсии населенностей (ср. /9/):

$$n_{\epsilon=\Delta} > 1/2. \tag{11}$$

Условие (10) должно рассматриваться наряду с (1), из чего следует, что правая часть (10) невелика. Малой оказывается и левая его часть, поскольку в ^{3}He $I \sim 1$ (экспериментальные данные соответствуют значениям $I \approx 0{,}75$ /10/). Поэтому выполнимость условия (10) на практике вполне возможна. В формулы (9), (10) входит непосредственно "надщелевое" значение функции распределения возбуждений $n_{\epsilon=\Delta}$. Именно надщелевые состояния определяют поведение парамагнонов. При $T \gg \langle\Delta\rangle$ функция $n_\epsilon \approx 1/2$ при $\epsilon = \Delta$. В связи с этим, если неравновесность в ^{3}He-A создается путем резонансного разрыва парных состояний, например, звуком* с частотой $\omega_q \approx 2\langle\Delta\rangle$, то можно ожидать, что уже при не слишком больших интенсивностях внешнего воздействия обнаружится уменьшение затухания парамагнитной моды (о чем можно было бы заключить по наблюдениям спектра ЯМР). Если условия (11) и (10) выполнены, то при дальнейшем росте $n_{\epsilon=\Delta}$ может наступить "раскачка" в системе парамагнонов (с выходом на динамический режим) – неравновесный ^{3}He-A может оказаться неустойчивым относительно излучения спиновых волн. В основе этого эффекта лежит, как и в случае /9/, бозевская природа поля – носителя взаимодействия между фермионами.

Автор благодарен Г.Ф. Жаркову и В.П. Силину за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Anderson P.W., Brinkman W.F. Phys. Rev. Lett., **30**, 1108 (1973).
2. Anderson P.W., Brinkman W.F. In: The physics of liquid and solid helium, Eds. Bennemann K.H., Ketterson J.B., N.–Y., 1978, Pt. 2, p. 177.
3. Maki K., Ebisawa H. J. Low Temp. Phys., **15**, 213 (1974).
4. Maki K., Ebisawa H. Progr. Theor. Phys., **50**, 1452 (1973); **51**, 690 (1974).
5. Келдыш Л.В. ЖЭТФ, **47**, 1515 (1964).
6. Горьков Л.П., Элиашберг Г.М. ЖЭТФ, **54**, 612 (1968).
7. Гулян А.М., Жарков Г.Ф. ЖЭТФ, **80**, 303 (1981).
8. Элиашберг Г.М. ЖЭТФ, **61**, 1254 (1971).
9. Гулян А.М., Жарков Г.Ф. ЖЭТФ, **84**, 1817, (1983).
10. Wheatley J.C. Rev. Mod. Phys., **47**, 415 (1975).

Поступила в редакцию 22 мая 1986 г.

* Разрыв пар может осуществляться и другим путем, например, пропусканием ^{3}He-A через пористую мембрану.