Письма в ЖЭТФ, том 50, вып. 11, стр. 483 – 485 *10 декабря 1989 г.*

ПОВЫШЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ СВЕРХТЕКУЧЕГО ПЕРЕХОДА В ПОЛЯРИЗОВАННОМ ФЕРМИ-ГАЗЕ С ОТТАЛКИВАНИЕМ

М.Ю.Каган, А.В.Чубуков

Показано, что магнитное поле может усиливать эффект Кона–Латтинжера, т.е. приводить к существенному увеличению температуры P-спаривания в разреженном ферми-газе с отталкиванием. Максимум T_c осуществляется при степени поляризации $\alpha = 0{,}48$. Исследован также двумерный случай.

1. Еще в 1965 г. Кон и Латтинжер [1] показали, что благодаря наличию дальнодействующей составляющей в эффективном потенциале взаимодействия частиц через ферми-фон, ферми-система с отталкиванием заведомо неустойчива относительно перехода в сверхтекучее состояние с большим орбитальным моментом относительного движения куперовской пары. В недавней работе [2] мы показали, что в разреженном ферми-газе ($ap_F \ll 1$, a – длина s-рассеяния) этот эффект простирается вплоть до $l = 1$ и, согласно расчету, газ оказывается неустойчивым относительно P-спаривания (соответствующая гармоника эффективного взаимодействия оказывается максимальной по абсолютной величине).

Цель настоящей работы – показать, что критическая температура немонотонно зависит от степени поляризации α и имеет максимум при $\alpha = 0{,}48$.

Физическая причина увеличения T_c в магнитном поле проявляется при переходе к большим орбитальным моментам $l \gg 1$. Она заключается в том, что при раздвижке ферми-сфер для компонент с различными проекциями спина, неаналитичность фурье-компоненты эффективного взаимодействия $\widetilde{\Gamma}(\vartheta)$ как функции угла ϑ между входящими и выходящими импульсами (отражающая осцилляторный характер взаимодействия в реальном пространстве и, фактически, обеспечивающая возникновение притяжения) осуществляется при значении ϑ отличном от π. Благодаря этому, во-первых, увеличивается фазовый объем ($\sim \sin\vartheta d\vartheta$), а, во-вторых, изменяется характер разложения эффективного взаимодействия $\widetilde{\Gamma}(\vartheta)$ вблизи особенности: если при $\alpha = 0$ $\widetilde{\Gamma}(\vartheta) \sim x^2 \ln x$ $(x = \pi - \vartheta)$, то при отличных от нуля α $\widetilde{\Gamma}(\vartheta) \sim x \ln x$ $(x = \vartheta - \vartheta_c)$. Соответственно для парциальных компонент $\widetilde{\Gamma}_l$ с большими номерами l имеем: $\widetilde{\Gamma}_l \sim I/l^4$ при $\alpha = 0$ и $\widetilde{\Gamma}_l \sim I/l^{5/2}$ при конечных α.

2. Как и в отсутствие поля, неустойчивость нормального состояния поляризованного ферми-газа проявляется в появлении полюса в одной из парциальных компонент Γ_l полной вершины Γ [3]. Поскольку при отталкивательном взаимодействии s-спаривание невозможно, то, как и в работе [2], будем изучать возможность P-спаривания. (Тот факт, что температура перехода при $l = 1$ наиболее высока, подтверждается расчетом). Естественно в магнитном поле есть две температуры перехода $T_c^{\uparrow\uparrow}$ $(S_z = 1)$ и $T_c^{\downarrow\downarrow}$ $(S_z = -1)$, причем сначала спариваются частицы со спинами, направленными вдоль поля.

Соответствующий расчет проводится также, как и в [2] с тем лишь отличием, что при вычислении, например, $T_c^{\uparrow\uparrow}$ в куперовский канал нужно вставлять функции Грина частиц со спинами, направленными по полю: $G^{\uparrow}$, а в нуль-звуковой канал (определяющий эффективное взаимодействие $\widetilde{\Gamma}$) – $G^{\downarrow}$. В результате для температуры, соответствующей первой неустойчивости, получаем:

$$T_c^{\uparrow\uparrow} = T_{c1} \exp\{ f(\alpha)/(ap_F)^2 \}, \tag{1}$$

где значение T_{c1} было определено в [2]:

$$T_{c1} \sim \epsilon_F \exp\{ -5\pi^2/8(2\ln 2 - 1)(ap_F)^2 \}, \tag{2}$$

а

$$f(\alpha) = \frac{5\pi^2}{8(2\ln 2 - 1)}\left(1 - \left[\delta^3\left(\frac{1+\delta^3}{2}\right)^{2/3}\left(1 + \frac{\delta - 1}{3(2\ln 2 - 1)}\,\Psi_\delta\right)^{-1}\right]\right), \qquad (3)$$

причем

$$\Psi_\delta = (\delta + 1)[10\ln(\delta + 1) - \delta^2 - 3] + \frac{\delta - 1}{2}(\delta^3 + 2\delta^2 + 8\delta + 4)\ln\frac{\delta + 1}{\delta - 1} + \qquad (4)$$

$$+ \frac{6}{\delta - 1}\ln\frac{\delta + 1}{2},$$

а величина $\delta = p_F^{\uparrow}/p_F^{\downarrow}$, представляющая собой отношение фермиевских импульсов компонент со спином вверх и спином вниз, связана с поляризацией соотношением $\delta = \left(\frac{1+\alpha}{1-\alpha}\right)^{1/3}$. В двух предельных случаях $f(\alpha)$ ведет себя следующим образом:

$$f(\alpha) = \begin{cases} \dfrac{5\pi^2(7 - 4\ln 2)\alpha}{36(2\ln 2 - 1)^2}, & \alpha \ll 1 \\[2ex] -9\pi^2/(8\,(2)^{2/3}(1-\alpha)), & 1 - \alpha \ll 1. \end{cases} \qquad (5)$$

Следующее из (5) уменьшение T_c при $\alpha \Rightarrow 1$ очевидным образом связано с обращением в ноль в этом пределе плотности состояний частиц с проекцией спина против поля. Собственно конкуренция этого эффекта с указанным выше усилением Коновской особенности и приводит к существованию максимума на кривой зависимости $T_c(\alpha)$. Численный расчет показывает, что максимум осуществляется при $\alpha = 0{,}48$. Значение $f(\alpha)$ в максимуме равно 7,43.

Напомним, что отсутствие эффекта при $\alpha = 1$ ($T_c^{\uparrow\uparrow} = 0$) в действительности не означает невозможность P-спаривания, поскольку вакуумное взаимодействие имеет в общем случае ненулевую P-гармонику. Соответствующая температура в разреженном газе содержит однако лишнюю степень газового параметра в экспоненте [4]: $\ln \epsilon_F/T_c^{\uparrow\uparrow} \sim (ap_F)^{-3}$. Отметим еще, что полученные формулы будут справедливы также и для разреженного газа с притяжением при $\mu H \geqslant T_{c0}$ (температуры s-спаривания при $H = 0$), так как при таких полях исчезает полюс в s-канале.

3. Как и в работе [2] экстраполируем полученные формулы к ^{3}He, где $ap_F = 2$. В этом случае $T_c^{\uparrow\uparrow}(\alpha_{max})$ превосходит T_{c1} в 6,41 раза. Эта оценка может представлять определенный интерес в связи с надеждой на получение высоких степеней поляризации в жидком ^{3}He путем быстрого плавления парамагнитного кристалла ^{3}He (метод Кастена–Нозьера [5]). Отметим, что близкое значение величины максимального возрастания T_c (в 5 раз) было получено в работе [6], где значения эффективных взаимодействий в s- и P-каналах брались из эксперимента. Любопытно также, что в малых полях рассчитанная из (1) и аналогичного выражения для $T_c^{\downarrow\downarrow}$ полевая зависимость разности критических температур

$$T_c^{\uparrow\uparrow} - T_c^{\downarrow\downarrow} \approx 3{,}4 \cdot 10^{-9} H (\text{К/Гс})$$

также неплохо совпадает с экспериментальным значением ширины области существования A_1 фазы [7].

4. В заключение рассмотрим вопрос о проявлении эффекта Кона–Латтинжера в двумерном случае. Особенность двумерия состоит в том, что в отсутствие поля фурье-компонента эффективного взаимодействия для частиц на ферми-поверхности (при δ-функционном потенциале взаимодействия) не имеет гармоник с $m \neq 0$ (m – магнитное квантовое число), т.е. эффективное притяжение за счет ферми-фона не возникает [8]. Учет поля меняет ситуацию: появляется область углов φ между входящими и выходящими импульсами, где эффективное взаимодействие оказывается функцией φ:

$$\tilde{\Gamma}(\varphi) = \frac{16\pi}{m} f_0^2 \{1 - \mathrm{Re}[1 - \frac{2}{\delta^2(1 + \cos\varphi)}]^{1/2}, \tag{6}$$

где в данном случае $\delta = ((1 + \alpha)/(1 - \alpha))^{1/2}$, а f_0-(безразмерная) нулевая гармоника амплитуды рассеяния. В результате при $m \neq 0$ возникает эффективное притяжение, которое оказывается максимальным по модулю для $m = 1$. Выражение для соответствующей критической температуры дается следующей формулой:

$$\ln \frac{\epsilon_F}{T_c^{\uparrow\uparrow}} = \frac{\delta^2}{(\delta - 1) 8 f_0^2} . \tag{7}$$

Максимум T_c достигается при $\alpha = 0{,}6$.

При анализе ответа отметим, что если справедливо Борновское приближение, то есть $m|U_0| \ll \ll 1$ (U_0 – нулевая фурье-компонента вакуумного потенциала), то $f_0 = -mU_0/4\pi$ и формула (7) справедлива при $1 \gg f_0 \gg (p_F r_0)^2$; r_0 – радиус действия вакуумного потенциала. В обратном пределе $mU_0 \gg 1$, типичном для характерных потенциалов в двумерии, f_0 с логарифмической точностью оказывается универсальной функцией газового параметра $p_F r_0$: $f_0 = = (2 \ln p_F r_0)^{-1}$. В этом случае для справедливости (7) достаточно, чтобы $p_F r_0 \ll 1$. Значение $T_c^{\uparrow\uparrow}$ в максимуме есть

$$T_c^{\uparrow\uparrow} \sim \epsilon_F \exp\{-1/2f_0^2\} = \epsilon_F \exp\{-2\ln^2 p_F r_0\}.$$

Отметим, что численный коэффициент при $1/f_0^2$ гораздо меньше, чем в трехмерном случае.

Авторам приятно поблагодарить А.Ф.Андреева, Ю.Д.Ануфриева, М.А.Баранова, М.И.Каганова, Л.П.Питаевского и И.А.Фомина за обсуждение результатов работы.

Литература

1. *Kohn W., Luttinger J.H.* Phys. Rev. Lett., 1965, **15**, 524.
2. *Каган М.Ю., Чубуков А.В.* Письма в ЖЭТФ, 1988, **47**, 525.
3. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Статистическая физика, ч. 2, М.: Наука, 1974.
4. *Bashkin E.P., Meyerovich A.E.* Adv. Phys., 1981, **30**, 1.
5. *Castaing B., Nozieres P.* J. de Phys., 1979, **40**, 257.
6. *Frossati G. et al.* Phys. Rev. Lett., 1986, **57**, 1032.
7. *Минеев В.П.* УФН, 1983, **139**, 303.
8. *Афанасьев А.М., Каган Ю.* ЖЭТФ, 1962, **43**, 1456.
9. *Каган Ю. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1982, **35**, 386.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 ноября 1989 г.