

О ВОЗМОЖНОСТИ СВЕРХТЕКУЧЕГО ПЕРЕХОДА В ФЕРМИ-ГАЗЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ СВЕРХНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

М.А.Баранов, М.Ю.Каган, Ю.Каган*

*Российский научный центр "Курчатовский Институт"
123182 Москва, Россия*

* *Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН
117334 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 18 июля 1996 г.

Предсказана возможность триплетного куперовского спаривания в ферми-газе нейтральных частиц в магнитных ловушках при сверхнизких температурах. Приведены оценки для температуры сверхтекущего перехода.

PACS: 67.65.+z

1. Одним из наиболее значительных событий последнего года в физике конденсированного состояния стало открытие бозе-эйнштейновской конденсации в газах щелочных элементов ^{87}Rb [1], ^7Li [2] и ^{23}Na [3] в ограниченной геометрии магнитооптических ловушек. При этом комбинация лазерного и испарительного охлаждения в магнитных ловушках позволяет достигать плотностей газовой фазы порядка $10^{12} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и температур порядка $10^{-6} \div 10^{-8} \text{ К}$. Все вышеперечисленные элементы обладают большой длиной рассеяния a квазирезонансного происхождения. В случае Rb и Na длина рассеяния положительна, что предопределяет квазистойчивость конденсата. В случае ^7Li : $a < 0$, и такая устойчивость появляется только при ограниченной плотности за счет дискретности уровней в ловушке [4], [5].

2. В настоящей работе рассматривается принципиальная возможность достижения сверхтекущей неустойчивости другого типа, а именно неустойчивости к образованию куперовских пар в неидеальном атомарном ферми-газе с большим абсолютным значением длины рассеяния. При этом мы будем рассматривать как случай притягательной длины рассеяния $a < 0$ (например, для ^6Li : $a = -2.3 \cdot 10^3 \text{ Å} < 0$ [5]), так и отталкивательный случай $a > 0$.

Случай притягательной длины рассеяния применительно к этой задаче был впервые рассмотрен в работе [6]. В этом случае, как показано Горьковым и Мелик-Бархударовым [7], в системе возможно s -спаривание с критической температурой:

$$T_{c0} = 0.1 \epsilon_F \exp \left\{ -\frac{1}{\lambda} \right\}, \quad (1)$$

где $\lambda = 2|a|p_F/\pi$ – газовый параметр. Для ^6Li , например, при $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$: $T_{c0} \sim 10^{-6} \text{ К}$.

Отметим, что при наличии ядерного спина J под s -спариванием надо понимать спаривание с орбитальным моментом пары $l = 0$ и четным суммарным спином пары. При этом суммарный спин пары образован из полных спинов $I = J + S$ двух атомов. Структура уровней обусловлена сверхтонким взаимодействием U_h, SJ .

3. На практике, однако, вероятность реализации s -спаривания в ферми-газах щелочных элементов крайне мала. Дело в том, что при притягательной

длине рассеяния возникает существенное ограничение на плотность системы, а именно $\lambda < 1$, связанное с необходимостью иметь положительную сжимаемость. Однако даже при $\lambda < 1$ *s*-спаривание подавляется благодаря наличию в системе уже достаточно малого магнитного поля, что практически всегда имеет место в магнитной ловушке. Действительно в полях $H > H_{hf} = U_{hf}/\mu_e \sim 10^{-2}$ Тл происходит эффективное развязывание спина ядра и спина электрона. В результате *s*-спаривание становится возможным только для атомов с разными проекциями ядерного спина J_z . Однако в магнитных полях $H \sim H_{hf}$ зеемановское расщепление компонент с разными J_z : $\mu_{яд}H_{hf}J_z \sim 10^{-5}$ К оказывается значительно больше реалистических значений T_{c0} , и *s*-спаривание полностью подавлено. Отметим, что и в отсутствие магнитного поля *s*-спаривание атомов разных компонент возможно лишь при условии очень точного совпадения их плотностей, а именно: $|\epsilon_{F1} - \epsilon_{F2}| \ll T_{c0}$. Отметим также, что в случае отталкивательной длины рассеяния *s*-спаривание невозможно даже в случае одинаковых компонент и строго нулевого магнитного поля.

Таким образом, реальная надежда на достижение сверхтекучести в ферми-газах щелочных элементов связана с нетрадиционным триплетным *p*-спариванием (аналог *A1* фазы сверхтекущего ^3He с $S_z^{\text{сум}} = S_x^{\text{сум}} = 1$). Такое спаривание осуществляется атомами одной компоненты и не разрушается магнитным полем. Надежда на получение триплетного *p*-спаривания подкрепляется расчетами, приведенными в работах [8-10]. В этих работах показано, что наличие коновской особенности (фриделевских осцилляций) в эффективном взаимодействии двух фермиевских частиц через ферми-фон приводит к возникновению притяжения в триплетном *p*-канале и, следовательно, к сверхтекучести при температуре

$$T_{c1} \sim \epsilon_F \exp \left\{ -\frac{13}{\lambda^2} \right\}. \quad (2)$$

Формула (2) описывает спаривание атомов одной компоненты через виртуальное возбуждение пары частица-дырка других компонент и не зависит от знака длины рассеяния. Любопытно отметить, что в экстраполяционном качестве формула (2) по-видимому хорошо работает и для промежуточных значений $\lambda \sim 1$, приводя к разумной оценке $T_{c1} \sim 10^{-3}\epsilon_F \sim 10^{-3}$ К для плотного ^3He ($\lambda = 1.3$). В работах [9-10] обращено внимание на еще одно важное обстоятельство. А именно, в них показано, что критическую температуру T_{c1} можно существенно увеличить уже при малой плотности, рассматривая частично спин-поляризованную или многокомпонентную ситуацию.

В нашем случае число компонент равно $\nu = 2J+1$. Естественно, что магнитное поле взаимодействует главным образом с электронным спином. Поэтому в полях $H > H_{hf} \gg \epsilon_F/\mu_e$ наша задача становится фактически эквивалентной задаче о многокомпонентной стопроцентно-поляризованной по электронному спину ферми-системе с одинаковыми массами компонент.

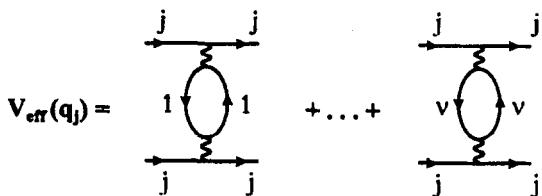
Гамильтониан системы имеет вид:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int} = \sum_{i=1}^{\nu} \sum_p \epsilon_i(p) \hat{a}_{p,i}^+ \hat{a}_{p,i} + \frac{2\pi a \hbar^2}{mV} \sum_{i \neq j} \sum_{pp'q} \hat{a}_{p,i}^+ \hat{a}_{p',j}^+ \hat{a}_{p'-q,j} \hat{a}_{p+q,i}, \quad (3)$$

где i – обозначает проекцию спина ядра, то есть номер компоненты.

Здесь мы опустили индекс электронного спина, помня, что мы работаем с полностью поляризованной спиновой системой электронов.

Отметим, что требование на антисимметризацию полной волновой функции двух тождественных фермионов в случае короткодействующих потенциалов позволяет опустить в H_{int} члены, диагональные по сорту частиц. Эффективное взаимодействие, определяющее критическую температуру сверхтекущего перехода, дается петлевыми диаграммами, приведенными на рисунке.



Петлевые диаграммы, определяющие эффективное взаимодействие двух атомов одной компоненты через возбуждение виртуальных пар частица-дырка других компонент. В сумме отсутствует член с $i = j$

В алгебраическом виде $V_{eff}(q_j)$ представляется как

$$V_{eff}(q_j) = (-1)\lambda^2 \sum_{i \neq j} \Pi_{ii}(q_j), \quad (4)$$

где

$$\Pi_{ii}(q_j) = \int d^3 p \frac{n_i(p) - n_i(p + q_j)}{\epsilon_i(p) - \epsilon_i(p + q_j)}$$

- поляризационный оператор для i -ой компоненты.

Для получения критической температуры p -спаривания необходимо проинтегрировать $V_{eff}(q_j)$ с первым полиномом Лежандра $\cos \theta = 1 - q_j^2/2p_{Fj}^2$, где $q_j = p_j - p'_j$ – разность между входящими и выходящими из куперовского канала импульсами частиц сорта j .

В случае равных плотностей всех ν компонент $n_1 = n_2 = \dots = n_\nu$ критическая температура одинакова для каждой из компонент и равна:

$$T_{c1} \sim \epsilon_F \exp \left\{ -\frac{13}{(\nu - 1)\lambda^2} \right\}. \quad (5)$$

Подчеркнем, что в этом соотношении ϵ_F и λ соответствуют плотности отдельной компоненты.

Возможность дальнейшего повышения T_{c1} связана с нетривиальной зависимостью p -гармоники поляризационного оператора $\Pi_{ii}(q_j)$ от отношения плотностей n_j/n_i . Полная аналитическая зависимость p -гармоники поляризационного оператора от n_j/n_i приведена в [10]. Эта зависимость существенно немонотонна и имеет резко выраженный протяженный максимум при $n_j/n_i \approx 3$ ($p_{Fj}/p_{Fi} \approx 1.4$). В оптимальной ситуации $n_j \approx 3n_i$ (для всех $i \neq j$) критическая температура для j -ой компоненты оказывается равной:

$$T_{c1} \sim \epsilon_{Fj} \exp \left\{ -\frac{7}{(\nu - 1)\lambda_{eff}^2} \right\}, \quad (6)$$

где $\lambda_{eff}^2 = \left(\frac{2a}{\pi}\right)^2 p_{Fj} p_{Fi}$.

Подчеркнем, что по крайней мере в рамках данного гамильтониана (3) компоненты с меньшими, чем n_j , плотностями становятся сверхтекущими при меньших температурах.

Отметим также следующее обстоятельство. В случае большой и отталкивательной длины рассеяния формулы (5), (6) по крайней мере на экстраполяционном уровне должны работать вплоть до значений газового параметра $\lambda \sim 1$, приводя к экспериментально достижимым T_c . В случае притягательной длины рассеяния для оптимальной ситуации $n_j \approx 3n_i$ ограничения на плотность системы, налагаемые условием устойчивости, также не слишком жесткие и вновь приводят к $\lambda_{eff} \lesssim 1$. В результате для ${}^6\text{Li}$ с числом компонент $\nu = 3$ и вновь в плотностях $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$: $T_{c1} \sim 10^{-8} \text{ К}$.

Отметим, что рассматривая задачу в ограниченной геометрии, мы неявно предполагали, что размер куперовской пары меньше характерного размера системы R_ϵ , отвечающего энергии $\epsilon \sim \epsilon_F$. Кроме того, пренебрегая дискретной системой уровней, мы опирались на очевидное неравенство $\epsilon_F \gg \hbar\omega$, которое реализуется уже при малой плотности. Что касается первого требования, то ему отвечает соотношение $\xi = \hbar v_F / T_c < R_\epsilon$, что может быть переписано как $T_c \gg \epsilon_F / N^{1/3}$ (N – полное число частиц в ловушке). Это требование также может быть выполнено.

В заключение отметим, что все рассматриваемые системы неизбежно являются метастабильными. Главными каналами распада являются трехчастичная рекомбинация и спиновая релаксация. Однако эксперименты последнего времени свидетельствуют о том, что можно достичь плотностей больше 10^{15} см^{-3} при том, что времена жизни остаются порядка десятков секунд.

Авторы благодарны Д.В.Ефремову, И.Т.М.Вальравену, М.С.Марьенко, Г.В.Шляпникову и И.А.Фомину за полезные дискуссии.

-
1. M.H.Anderson, J.R.Ensher, M.R.Matthews et al., *Science* **269**, 198 (1995).
 2. C.C.Bradley, C.A.Sackett, J.J.Tollett, and R.G.Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).
 3. K.B.Davis, M.O.Mewes, M.R.Andrews et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
 4. Yu.Kagan, G.Shlyapnikov, and J.Walraven, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2670 (1996).
 5. P.A.Ruprecht, H.J.Holland, K.Burnett, and M.Edwards, *Phys. Rev A* **51**, 4704 (1995).
 6. H.T.C.Stoof, M.Houbiers, C.A.Sackett, and R.G.Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 10 (1996).
 7. Л.П.Горьков, Т.К.Мелик-Бархударов, *ЖЭТФ* **40**, 1452 (1961).
 8. М.Ю.Каган, А.В.Чубуков, Письма в *ЖЭТФ* **47**, 525 (1988).
 9. M.A.Baranov, A.V.Chubukov, and M.Yu.Kagan, *Int. J. Mod. Phys. B* **6**, 2471 (1992).
 10. M.A.Baranov, M.Yu.Kagan, *ЖЭТФ* **102**, 313 (1992).