Письма в ЖЭТФ, том 32, вып.3, стр. 265 – 268 *5 августа 1980 г.*

ОБ ОДНОМ СТАЦИОНАРНОМ ТЕЧЕНИИ НЕЙТРОННОЙ ЖИДКОСТИ В СОСТОЯНИИ $^3P_2$ -СПАРИВАНИЯ

В.Л.Голо

Изучаются пространственные конфигурации параметра порядка сверхтекучей нейтронной жидкости в присутствии сверхтекучего тока и слабого магнитного поля. Найдено три новых устойчивых конфигурации этого типа.

Предлагаемая статья посвящена описанию пространственной конфигурации сверхтекучей нейтронной жидкости. Возможность сверхтекучести в нейтронной системе отмечалась впервые в работе Мигдала [1]. Ряд принципиальных заключений о сверхтекучей нейтронной системе были получены Гинзбургом и Киржницем, [2]. В настоящее время гипотеза сверхтекучести нейтронной жидкости позволяет объяснить ряд наблюдаемых параметров и характер динамической эволюции нейтронных звезд (см., например, [3]). Нейтронная жидкость с плотностью порядка 10^{14} г/см^3 является анизотропной сверхтекучей системой в состоянии $^3P_2$ -спаривания [4, 5]. Она описывается параметром порядка вида $A = e^{i\phi}B$, [5 – 7]. Здесь B – симметричная, вещественная 3×3 – матрица со следом O. В зависимости от величины отношения $r = f_1/f_2$ собственных значений $f_1 f_2$ матрицы B нейтронная жидкость напоминает нематический ($r = -1/2$) или биаксиальный ($r = -1$) жидкий кристалл.

В настоящей статье предполагается, что: (1) нейтронная сверхтекучая жидкость описывается параметром порядка с $r = -1$ и соответствует биаксиальному жидкому кристаллу; (2) энергия возбуждений (таких как дисторсия и магнитное поле) много меньше, чем энергия конденсата; (3) все величины зависят только от одной пространственной переменной z. В этом случае пространственная конфигурация параметра порядка находится минимизацией функционала Гинзбурга – Ландау с плотностью вида

$$F = k_1 Tr\,(\partial_z A \partial_z A^+) + k_2\,(\partial_z A \partial_z A^+)_{33} + F_H. \tag{1}$$

Параметр порядка можно записать в виде

$$A = e^{i\phi} R^{-1} B_o R\,, \quad B = R^{-1} B_o R\,. \tag{2}$$

Здесь R – матрица поворота, B_o – диагональная матрица с собственными значениями f_1, f_2 $-(f_1 + f_2)$. Из условия $r = -1$ следует, что $f_1 = -f_2 = f$. Существенно, что помимо инвариантности относительно фазового преобразования $A \to e^{i\phi} A$, функционал (1) инвариантен также по отношению к дискретному преобразованию

$$A \to DAD, \tag{3}$$

где D - диагональная матрица, $D = \mathrm{diag}(1, 1, -1)$.

В этой статье ищутся решения, инвариантные относительно симметрии (3). Анализ уравнений (2) и (3) показывает, что в формуле (2) допускаются матрицы поворота R только следующих типов

$$R = R_z\left(\frac{1}{2}\psi\right), \tag{4.I}$$

$$R = R_x\left(\frac{1}{2}\pi\right) R_z\left(\frac{1}{2}\psi\right), \tag{4.II}$$

$$R = R_x\left(\frac{1}{2}\pi\right) R_z\left(\frac{1}{2}\left(\pi - \psi\right)\right). \tag{4.III}$$

Здесь $R_x\left(\frac{1}{2}\pi\right)$, $R_z\left(\frac{1}{2}\psi\right)$ — матрицы поворотов относительно осей Ox, Oz на углы $\frac{1}{2}\pi$, $\frac{1}{2}\psi$, $\frac{1}{2}(\pi-\psi)$. Функциональная зависимость $\psi=\psi(z)$ находится минимизацией свободной энергии (1), которую можно записать в виде

$$F = \frac{M^2}{\hbar^2}\left[2k_1 f^2 + k_2(B_{31}^2 + B_{32}^2 + (B_{11}+B_{22})^2\right] V_s^2 + \\ + k_1 Tr(\partial_z B\, \partial_z B) + k_2(\partial_z B\, \partial_z B)_{33} + F_H. \tag{5}$$

Здесь $v_s = \frac{\hbar}{M}\partial_z \phi$ — сверхтекучая скорость. Поскольку сверхтекучий ток j является сохраняющейся величиной, для минимизации свободной энергии при заданном токе следует рассмотреть функцию $R = F - j v_s$. При этом из вида функционала (8) нетрудно заключить, что сверхтекучий ток стремится ориентировать параметр порядка в пространстве (на это обстоятельство указывалось ранее в [7]). Существенно, что в случае биаксиальной структуры нейтронной жидкости параметр порядка может быть ориентирован несколькими способами в соответствии с уравнениями (4.I — III). Из этих конфигураций следует отобрать наиболее предпочтительную с точки зрения минимизации свободной энергии.

Следует отметить, что в отсутствии магнитного поля, помимо сверхтекучего тока j имеется еще сохраняющийся ток j_ψ, соответствующий вращательной симметрии вокруг оси Oz. Минимизация свободной энергии при условии $j=\text{const}$, $j_\psi = \text{const}$ соответствует минимизации функционала $R_\psi = F - j v_s - j_\psi \omega$. Пользуясь формулами (4.I — III) для параметра порядка, нетрудно усмотреть, что функционал R_ψ минимизируется функцией ψ, линейно зависящей от z, и что при $j/j_\psi > 1/\sqrt{6}$ параметр порядка вида (4.I) дает меньшее значение $min\ R_\psi$, чем параметр порядка вида (4.II — III). При $j/j_\psi < 1/\sqrt{6}$ наоборот, предпочтительнее конфигурации (4.II — III), дающие одно и то же значение $min\ R_\psi$.

В присутствии слабого магнитного поля экстремум функционала $R = F - j v_s$ для конфигураций вида (4.II — III) достигается для ψ, заданного интегралом

$$z = f\sqrt{\frac{k_1}{2W}}\int\left(1-\frac{g_H f^2 H_\perp^2}{W}\sin^2\psi\right)^{-1/2} d\psi\,,$$

$$W = C + g_H f^2 H^2 - \frac{\hbar^2}{2M^2(2k_1+k_2)f^2}\, j^2\,.$$

При

$$C = -g_H f^2 H_3^2 + \frac{\hbar^2}{2M^2(2k_1 + k_2) f^2} j^2$$

имеется солитонное решение вида

$$\psi = \text{const} + 4 \operatorname{arc\,tg} \exp\left[2\sqrt{\frac{2 g_H H_\perp^2}{k_1}}\, z\right].$$

Для конфигурации (4.I) минимум достигается при линейной зависимости ψ от z.

Устойчивость полученных выше решений для пространственных конфигураций параметра порядка изучается непосредственно вычислением второй вариации функционала R. Оказывается, что случай (4.I) всегда устойчив. Случаи (4. II – III) в отсутствии магнитного поля устойчивы лишь при условии

$$j > j_c = \sqrt{\frac{k_1}{k_2}}\,(2k_1 + k_2) f^2.$$

Устойчивость сохраняется в присутствии достаточно слабого магнитного поля.

Автор пользуется приятной возможностью поблагодарить Ю.М.Брука за многочисленные полезные дискуссии.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
24 июня 1980 г.

Литература

[1] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 37, 249, 1959.

[2] В.Л.Гинзбург, Д.А.Киржниц. ЖЭТФ, 47, 2006, 1964.

[3] J.Shahan. Journ. de Phys., C2, Suppl. No 3, 41, 17, 1980. (Invited report at Symp. "The Physics of Dense Matter".

[4] Л.П.Питаевский. ЖЭТФ, 37, 1794, 1959.

[5] T.Takatsuka, R.Tamagaki. Prog. Theor. Phys., 62, 1655, 1979.

[6] R.W.Richardson. Phys. Rev., D5, 1883, 1971.

[7] P.Muzikar, J.A.Sauls, J.W.Serene. Phys. Rev., D21, 1496, 1980.