АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 МАЙ, 1999 ВЫПУСК 2

УДК: 524.354.6

О ФЛУКТУАЦИОННОМ МЕХАНИЗМЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПРОТОННЫХ ВИХРЕЙ В "пре"-ФАЗЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Д.М.СЕДРАКЯН, К.М.ШАХАБАСЯН

Поступила 4 декабря 1998

Рассмотрено сверхтекучее ядро ("пре"-фаза) нейтронной звезды, состоящее из сверхтекучих нейтронов, сверхпроводящих протонов и нормальных электронов. Проведен расчет термодинамического потенциала Гиббса сверхпроводящего протонного вихря в протонном сверхпроводнике второго рода, взаимодействующего с параллельной ему нормальной сердцевиной нейтронного вихря радиуса $r \ll \lambda$ (λ - глубина проникновения). Показано, что при этом предположении энергетически выгодным оказывается захват сердцевиной только одного вихря. Найдена сила, действующая на протонный вихрь со стороны тока увлечения и направленная всегда к сердцевине. Соответствующая сила для протонного антивихря направлена наружу к внешней границе нейтронного вихря. Показано, что на большом удалении от сердцевины под действием тока увлечения возможно флуктуационное образование пары вихрь-антивихрь. Под действием тока увлечения антивихрь уходит наружу, а вихрь остается в пределах нейтронного вихря. Показано, что возникновение новых протонных вихрей возможно только в той области, где напряженность магнитного поля увлечения $H(\rho) > H_{c1}$ (H_{c1} - первое критическое поле).

1. *Введение.* Как известно [1], из-за эффекта увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучими нейтронами нейтронные вихревые нити размерами $b \gg \lambda$ приобретают магнитный поток $\Phi_1 = k\Phi_0$, где $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$ - квант магнитного потока, k - коэффициент увлечения. Кроме того, ток увлечения приводит к появлению напряженности магнитного поля $H(\rho)$, которая, в свою очередь, в стационарном состоянии генерирует новые протонные нити с потоком Φ_0 [2].

Как будет показано ниже, состояние нейтронного вихря с потоком Φ_1 неустойчиво относительно флуктуаций "вихревого вакуума". При флуктуациях расстояния между вихрем и антивихрем d порядка и больше λ энергетически выгодным становится переход из состояния "вихревого вакуума" к состоянию системы протонных вихрей в области, где $H(\rho) > H_{c1}$ (H_{c1} - нижнее критическое магнитное поле). Возможным механизмом такого перехода может быть флуктуационное рождение пары вихрь-антивихрь и их разделение током увлечения. Такой механизм был рассмотрен в работе [3] для объяснения "гигантского" термоэлектрического эффекта в сверхпроводниках [4].

Предположим нормальную сердцевину нейтронного вихря как бесконечный прямой круглый канал радиуса $r = \xi_2$ в "пре"-фазе, заполненный нормальными нейтронами и протонами. Рассмотрим параллельный сердцевине нейтронного вихря сверхпроводящий протонный вихрь на расстоянии $\rho_0 < b$ от центра. Заметим, что поскольку в нормальной сердцевине напряженность магнитного поля $H(\rho) > H_{C1}$ [5], то в ней нормальны не только нейтроны, но и протоны, которые в основном массиве "пре"-фазы представляют собой сверхпроводник второго рода с постоянной теории Гинзбурга-Ландау (ГЛ) $\kappa >> 1$ [5,6].

В основном массиве "пре"-фазы длина когерентности нейтронов ξ_2 намного больше длины когерентности протонов ξ_1 [6,7], а глубина проникновения магнитного поля $\lambda(T) >> \xi_2$. Таким образом, радиус нормальной сердцевины удовлетворяет неравенству $\kappa^{-1} << r << 1$. Здесь и ниже используются относительные единицы теории ГЛ: единица длины - это $\lambda(T)$, единица напряженности магнитного поля равна $\sqrt{2}\,H_{cm}$, где H_{cm} - термодинамическое критическое магнитное поле. При таком выборе системы единиц $\Phi_0 = 2\pi/\kappa$. Величина поля в сердцевине нейтронного вихря $H_0 << H_{C2}$ [5], а на границе нейтронного вихря $H(b) = 0$. Напишем уравнение Лондонов для индукции $\bar{B}$ в виде:

$$\bar{B}(\bar{\rho}) + \operatorname{rot}\operatorname{rot}\bar{B}(\bar{\rho}) = \frac{2\pi}{\kappa}\hat{e}\,\delta(\bar{\rho}-\bar{\rho}_0),$$
$$B\big|_S = H_0. \tag{1}$$

Здесь S - поверхность сердцевины радиуса r, $\hat{e}$ - единичный вектор, направленный вдоль вихря, $\bar{\rho}_0$ - двухмерный радиус-вектор центра протонного вихря. Найдя зависимость термодинамического потенциала Гиббса этой системы (вихрь и нормальная сердцевина) от расстояния ρ_0, мы сможем исследовать возможность возникновения системы протонных вихрей.

2. ***Магнитное поле в нормальной сердцевине нейтронного вихря.*** Решение уравнения (1), найденное в работе [8], имеет следующий вид:

$$B(\rho,\varphi) = H_0\frac{K_0(\rho)}{K_0(r)} + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} B_m(\rho)e^{im\varphi}, \tag{2}$$

где функции $B_m(\rho)$ определяются следующим образом:

$$B_m(\rho) = \frac{1}{\kappa}\frac{K_m(\rho_0)}{K_m(r)}\left[I_m(\rho)K_m(r) - I_m(r)K_m(\rho)\right], \quad r \le \rho \le \rho_0,$$
$$B_m(\rho) = \frac{1}{\kappa}\frac{K_m(\rho)}{K_m(r)}\left[I_m(\rho_0)K_m(r) - I_m(r)K_m(\rho_0)\right], \quad \rho_0 \le \rho \le \infty, \tag{3}$$

Здесь $I_m(\rho)$ - модифицированная функция Бесселя, $K_m(\rho)$ - функция Макдональда, $\rho_0, 0$ и ρ, φ - соответственно цилиндрические координаты вихря и точки, в которой определяется магнитное поле.

Для определения величины магнитного пля H_0 в сердцевине нужно использовать условие квантования магнитного потока и второе уравнение Гинзбурга-Ландау, которое в условиях "пре"-фазы ($\kappa >> 1$, $H_0 << H_{C2}$)

имеет следующий вид:

$$\operatorname{rot} \bar{B} = \frac{1}{\kappa} \nabla \theta - \bar{A} + \frac{k}{\kappa \rho} \hat{e}_{\varphi}, \tag{4}$$

где θ - фаза волновой функции сверхпроводящих протонов, $\bar{A}$ - вектор-потенциал, $\hat{e}_{\varphi}$ - азимутальный орт. Последнее слагаемое в (4) представляет собой ток увлечения протонов нейтронами. Интегрируя уравнение (4) по контуру сердцевины, получаем

$$r \int_0^{2\pi} \operatorname{rot}_{\varphi} \bar{B}\, d\varphi = \frac{2\pi}{\kappa}(n+k) - \pi r^2 H_0, \quad n = 0,1,2,\ldots \tag{5}$$

Подставляя уравнения (2) и (3) в (5), после несложных преобразований, имеем:

$$H_0 = \frac{2}{\kappa r^2 K_2(r)} \left[(n+k) K_0(r) + K_0(\rho_0) \right]. \tag{6}$$

Учитывая, что при $r \ll 1$, $K_2(r) \sim 2r^{-2}$, окончательно получим:

$$H_0 = \frac{k}{\kappa} K_0(r) + \frac{n}{\kappa} K_0(r) + \frac{1}{\kappa} K_0(\rho_0). \tag{7}$$

Первый член - это собственное поле нейтронной вихревой нити. Это поле создается в сердцевине нити током увлечения и оно, естественно, не квантуется. Второе слагаемое - это поле, создаваемое n - квантами магнитного потока, захваченными сердцевиной. Третье слагаемое - поле в сердцевине, создаваемое протонной вихревой нитью. При приближении протонной нити к сердцевине поле H_0 непрерывно увеличивается. В тот момент, когда $\rho_0 = r$, протонная нить пропадет, связанные с нею токи совпадут с токами, обтекающими сердцевину, и, следовательно, H_0 станет равным $(n+1+k)K_0(r)/\kappa$. Таким образом, сердцевина захватывает еще один квант магнитного потока.

Интересно отметить, что для изолированной нейтронной вихревой нити уравнение Лондонов, учитывающее конечные размеры нормальной сердцевины и эффект увлечения, имеет вид:

$$\bar{B}(\rho) + \operatorname{rot}\operatorname{rot} \bar{B}(\rho) = \frac{2k}{\kappa r^2} \hat{e}_z\, \theta(r-\rho), \tag{8}$$

где $\theta(r-\rho)$ - θ - функция Хевисайда. Решение уравнения (8) для $\rho \geq r$ найдено в работе [9] и имеет вид:

$$B(\rho) = \frac{2k}{\kappa r} I_1(r) K_0(\rho). \tag{9}$$

Поскольку $r \ll 1$, то $I_1(r) \sim r/2$, и на поверхности сердцевины решение (9) совпадает с первым членом выражения (7).

3. *Термодинамический потенциал Гиббса для одиночного протонного вихря.* Как известно, во внешнем магнитном поле $H(\rho)$ термодинамический потенциал Гиббса в сверхпроводящей системе имеет вид:

$$G = \int\limits_{V_s} \left[\bar{B}^2 + \left(\operatorname{rot} \bar{B} \right)^2 \right] dV - 2 \int\limits_{V_s} \bar{B} \bar{H} dV. \tag{10}$$

Первый интеграл в (10) представляет собой свободную энергию системы $\mathcal{F}$. Следуя работам [8,10] и подставляя в (10) решения (2), (3) и (7), для свободной энергии $\mathcal{F}$ получим следующие выражения:

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + \frac{4\pi}{\kappa^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho_0^2} \right) + (n+k) K_0(\rho_0) \right], \quad \rho_0 \ll 1, \tag{11}$$

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + \frac{4\pi}{\kappa^2} (n+k) K_0(\rho_0), \quad \rho_0 \gg 1, \tag{12}$$

где

$$\mathcal{F}_0 = \frac{4\pi}{\kappa} \left[H_{C1} + \frac{(n+k)^2}{2\kappa} K_0(r) \right]. \tag{13}$$

Здесь $\mathcal{F}_0$ - часть свободной энергии системы, которая представляет собой сумму собственных энергий протонной вихревой нити и сердцевины с магнитным потоком $(n+k)\Phi_0$. Первое слагаемое в (11) даст энергию притяжения между протонной нитью и ее зеркальным изображением относительно поверхности сердцевины. Второе слагаемое - это вклад, обусловленный взаимодействием нити с сердцевиной. В формуле (13) использовано известное выражение для первого критического поля H_{C1} при $\kappa \gg 1$: $H_{C1} = (2\kappa)^{-1} \ln \kappa$.

Вычислим второй интеграл в формуле (10). Используя для этого следующее выражение для напряженности магнитного поля увлечения [2]:

$$H(\rho) = \frac{k}{\kappa} \ln \frac{b}{\rho}, \tag{14}$$

получаем:

$$2 \int\limits_{V_s} BHdV = \frac{4\pi k}{\kappa} \left\{ \frac{H_0}{K_0(r)} \left[rK_1(r) \ln \frac{b}{r} - K_0(r) \right] + \frac{1}{\kappa} \left[\ln \frac{b}{\rho_0} - \frac{K_0(\rho_0)}{K_0(r)} \ln \frac{b}{r} \right] \right\}. \tag{15}$$

Учитывая, что при $r \ll 1$, $rK_1(r) \sim 1$ и используя формулы (11), (12) и (15), запишем термодинамический потенциал системы (10) в виде $G = G(n+k) + G(\rho_0)$, где $G(n+k)$ - термодинамический потенциал системы без вихря:

$$G(n+k) = \frac{2\pi}{\kappa^2} \left[(n+k)^2 K_0(r) - 2k(n+k) \left(\ln \frac{b}{r} - K_0(r) \right) \right], \tag{16}$$

а $G(\rho_0)$ - часть потенциала Гиббса, связанная с протонным вихрем:

$$G(\rho_0) = \frac{4\pi}{\kappa^2} \left[\frac{1}{2} \ln \kappa + \frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho_0^2} \right) + (n+2k) K_0(\rho_0) - k \ln \frac{b}{\rho_0} \right], \quad \rho_0 \ll 1, \tag{17}$$

$$G(\rho_0) = \frac{4\pi}{\kappa^2}\left[\frac{1}{2}\ln\kappa + (n+2k)K_0(\rho_0) - k\ln\frac{b}{\rho_0}\right], \qquad \rho_0 >> 1. \tag{18}$$

Имея потенциал Гиббса, мы можем определить силу, действующую на протонный вихрь, находящийся на поверхности сердцевины нейтронного вихря. Она имеет вид:

$$f = -\frac{\partial G}{\partial \rho_0}\bigg|_{\rho_0 = r+\kappa^{-1}} = -\frac{2\pi}{\kappa}\left[1 - \frac{2(n+k)}{\kappa r}\right]. \tag{19}$$

Как видно из формулы (19), сила взаимодействия между протонной нитью и сердцевиной (сила зацепления) максимальна, когда в сердцевине отсутствует захваченный поток ($n=0$). Эта сила обращается в нуль для значения n_s, равного

$$n_s = \frac{r}{2\kappa^{-1}} - k = \frac{\xi_2}{\xi_1} - k. \tag{20}$$

Оценке n_s с использованием значений параметров ξ_1, ξ_2 и k в "пре"-фазе нейтронной звезды [6] даем значение порядка единицы.

Найдем силу, действующую на протонный вихрь на расстоянии $r_0 >> r$. Используя формулу (18), получаем:

$$f = -\frac{\partial G}{\partial \rho} = -\frac{4\pi}{\kappa^2}\left[\frac{k}{\rho_0} - (n+2k)K_1(\rho_0)\right]. \tag{21}$$

Так как на больших расстояниях ($\rho_0 >> 1$) второе слагаемое в (21) убывает по экспоненциальному закону, то определяющим в (21) становится первое слагаемое, представляющее собой силу притяжения, действующую на протонный вихрь со стороны тока увлечения. Отметим, что эта сила является силой Лоренца $f_L = [\vec{j}_1 \vec{\Phi}_0]/c$, действующей на протонный вихрь с потоком $\vec{\Phi}_0 = \Phi_0 \hat{e}_z$ со стороны тока увлечения $\vec{j}_1 = ck\,\Phi_0\,\hat{e}_\varphi / 8\pi^2\lambda^2\rho$. Заметим, что на протонный антивихрь со стороны тока увлечения действовала бы сила отталкивания, поскольку магнитный поток антивихря имеет противоположное направление.

4. *Рождение пары вихрь-антивихрь током увлечения.* Пусть в нашей системе имеются вихрь и антивихрь, расположенные соответствен-но вдоль радиуса на расстояниях ρ_1 и ρ_2 от центра сердцевины. Переходя к цилиндрическим координатам и учитывая, что нити расположены в точках с координатами $(\rho_1,0)$ и $(\rho_2,0)$, запишем уравнение Лондонов в виде:

$$\frac{\partial^2 B}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial B}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2 B}{\partial \varphi^2} - B = -\frac{2\pi}{\kappa\rho}\delta(\varphi)\delta(\rho-\rho_1) + \frac{2\pi}{\kappa\rho}\delta(\varphi)\delta(\rho-\rho_2),$$
$$B(r,\varphi) = H_0, \quad B(\infty,\varphi) = 0. \tag{22}$$

Решение уравнения (22) по-прежнему определяется формулой (2).

Коэффициенты $B_m(\rho)$ ряда Фурье определяются теперь следующими формулами:

$$B_m(\rho)=\frac{1}{\kappa K_m(r)}\left[K_m(\rho_1)-K_m(\rho_2)\right]\left[I_m(\rho)K_m(r)-I_m(r)K_m(\rho)\right],$$

где $r\le\rho\le\rho_1$,

$$B_m(\rho)=\frac{1}{\kappa}\frac{K_m(\rho)}{K_m(r)}\left[I_m(\rho_1)K_m(r)-I_m(r)K_m(\rho_1)\right]-$$

$$-\frac{1}{\kappa}\frac{K_m(\rho_2)}{K_m(r)}\left[I_m(\rho)K_m(r)-I_m(r)K_m(\rho)\right], \tag{23}$$

где $\rho_1\le\rho\le\rho_2$,

$$B_m(\rho)=\frac{1}{\kappa}\frac{K_m(\rho)}{K_m(r)}\left[I_m(\rho_1)K_m(r)-I_m(r)K_m(\rho_1)\right]-$$

$$-\frac{1}{\kappa}\frac{K_m(\rho)}{K_m(r)}\left[I_m(\rho_2)K_m(r)-I_m(r)K_m(\rho_2)\right],$$

где $\rho_2\le\rho\le\infty$.

Для определения величины магнитного поля H_0 используем второе уравнение ГЛ (4). Подставляя решение (23) и интегрируя уравнение (4) по контуру этой сердцевины, получаем

$$H_0=\frac{2}{\kappa r^2K_2(r)}\left[(n+k)K_0(r)+K_0(\rho_1)-K_0(\rho_2)\right]. \tag{24}$$

Учитывая, что $r\ll 1$, получаем окончательно

$$H_0=(n+k)\frac{K_0(r)}{\kappa}+\frac{K_0(\rho_1)}{\kappa}+\frac{K_0(\rho_2)}{\kappa}. \tag{25}$$

Последнее слагаемое в (25) - это поле, создаваемое в сердцевине антивихрем. Оно не квантуется и противоположно по направлению полю, создаваемому вихрем.

Найдем потенциал Гиббса системы вихрь-антивихрь, который по-прежнему определяется выражением (10). Определим сперва свободную энергию системы. Используя формулы (2), (22), (23) и (25), имеем для свободной энергии слоя единичной толщины следующее выражение:

$$\mathcal{F}=2\pi H_0^2\frac{rK_1(r)}{K_0(r)}+\frac{2\pi}{\kappa}\left[B_2(\rho_1-\kappa^{-1},0)+B_2(\rho_2-\kappa^{-1},0)\right]. \tag{26}$$

Используя решение уравнения (22), найдем второе слагаемое в формуле (26)

$$B_2(\rho_1-\kappa^{-1},0)=\frac{1}{\kappa}\left\{K_0(\kappa^{-1})-\frac{K_0^2(\rho_1)}{K_0(r)}+\ln\left(1-\frac{r^2}{\rho_1^2}\right)+\frac{K_0(\rho_1)K_0(\rho_2)}{K_0(r)}-\right.$$

$$\left.-\ln\left(1-\frac{r^2}{\rho_1\rho_2}\right)-K_0(\rho_2-\rho_1)\right\},\qquad \rho_1\ll 1,\quad \rho_2\ll 1, \tag{27}$$

$$B_2\left(\rho_1 - \kappa^{-1}, 0\right) = \frac{1}{\kappa}\left\{K_0\left(\kappa^{-1}\right) - \frac{K_0^2(\rho_1)}{K_0(r)} + \frac{K_0(\rho_1)\,K_0(\rho_2)}{K_0(r)} - K_0(\rho_2 - \rho_1)\right\},$$

$$\rho_1 >> 1, \quad \rho_2 >> 1.$$

Третье слагаемое в (26) получается заменой в (27) $\rho_1 \to \rho_2, \rho_2 \to \rho_1$. Учитывая, что $rK_1(r) \sim 1$, имеем для свободной энергии следующие выражения:

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + \frac{4\pi}{\kappa^2}\left\{\frac{1}{2}\ln\left(1 - \frac{r^2}{\rho_1^2}\right) + \frac{1}{2}\ln\left(1 - \frac{r^2}{\rho_2^2}\right) - \ln\left(1 - \frac{r^2}{\rho_1\rho_2}\right) - \right.$$
$$\left. - K_0(\rho_2 - \rho_1) + (n+k)\left[K_0(\rho_1) - K_0(\rho_2)\right]\right\}, \quad \rho_1 << 1, \quad \rho_2 << 1, \tag{28}$$

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 - \frac{4\pi}{\kappa^2}\left\{K_0(\rho_2 - \rho_1) - (n+k)\left[K_0(\rho_1) - K_0(\rho_2)\right]\right\}, \quad \rho_1 >> 1, \ \rho_2 >> 1. \tag{29}$$

Здесь $\mathcal{F}_0$ - часть свободной энергии, представляющая собой сумму собственных энергий вихря, антивихря и сердцевины. Второе слагаемое в (28) представляет энергию взаимодействия между антивихрем и его зеркальным изображением, третье слагаемое - это энергия отталкивательного взаимодействия между вихрем и зеркальным изображением антивихря и между антивихрем и зеркальным изображением вихря, четвертое слагаемое - энергия притяжения между вихрем и антивихрем. В формуле (29) отсутствуют первые три слагаемых (28), так как система вихрь-антивихрь находится на большом удалении от сердцевины нейтронного вихря.

Вычислим второй интеграл в выражении (10)

$$2\int_{V_s} BHdV = \frac{4\pi k}{\kappa^2}\left\{(n+k)\left[\ln\frac{b}{r} - K_0(r)\right] - K_0(\rho_1) + K_0(\rho_2) + \ln\frac{b}{\rho_1} - \ln\frac{b}{\rho_2}\right\}. \tag{30}$$

Далее запишем термодинамический потенциал системы в виде

$$G = G(n+k) + G(\rho_1, \rho_2),$$

где $G(n+k)$ - термодинамический потенциал системы в отсутствие вихрей (16), а $G(\rho_1, \rho_2)$ - часть потенциала, обусловленная существованием пары вихрь-антивихрь. Здесь $G(\rho_1, \rho_2)$ задается формулами:

$$G(\rho_1, \rho_2) = \frac{4\pi}{\kappa^2}\left\{\ln\kappa + \frac{1}{2}\ln\left(1 - \frac{r^2}{\rho_1^2}\right)\left(1 - \frac{r^2}{\rho_2^2}\right) - \ln\left(1 - \frac{r^2}{\rho_1\rho_2}\right) - \right.$$
$$\left. - K_0(\rho_2 - \rho_1) + (n+2k)\left[K_0(\rho_1) - K_0(\rho_2)\right] - k\ln\frac{b}{\rho_1} + k\ln\frac{b}{\rho_2}\right\}, \tag{31}$$

$$\rho_1 << 1, \quad \rho_2 << 1.$$

$$G(\rho_1,\rho_2)=\frac{4\pi}{\kappa^2}\Big\{\ln\kappa-K_0(\rho_2-\rho_1)+(n+2k)\big[K_0(\rho_1)-K_0(\rho_2)\big]-$$
$$-k\ln\frac{b}{\rho_1}+k\ln\frac{b}{\rho_2}\Big\},\qquad \rho_1>>1,\quad \rho_2>>1. \tag{32}$$

Потенциалы (31) и (32) удовлетворяют необходимым условиям в отсутствие антивихря, выражения для $G(\rho_1,\rho_2)$ совпадают с (17) и (18): при наличии в системе вихря и антивихря $G(\rho_1,\rho_2)=0$ при любом значении $\rho_1=\rho_2=\rho_0$. Это равенство означает, что присутствие вихря и антивихря в одной и той же точке ρ_0 не меняет энергию системы, поскольку их поля взаимно компенсируют друг друга, и не меняет параметр порядка сверхпроводящих протонов. Следовательно, в любой точке сверхпроводящей системы возможно флуктуационное зарождение пары вихрь-антивихрь, для чего не требуется затраты энергии. Однако при раздвижке вихря и антивихря на них действуют противоположно направленные силы. Действительно, из (31) и (32) следует, что вихрь и антивихрь притягиваются друг к другу, в то же время ток увлечения стремится их раздвинуть, смещая вихрь к сердцевине, а антивихрь - наружу. Действительно, два последних члена в (31) и (32) имеют различные знаки.

Таким образом, функция $G(\rho_1,\rho_2)$ отражает наличие различных противоборствующих факторов, в том числе взаимодействие вихрей с границей сердцевины, друг с другом и с током увлечения, обтекающим сердцевину.

Используя потенциал (31), найдем силу, действующую на антивихрь вблизи сердцевины. Предположим, что вихрь находится на расстоянии $r+\kappa^{-1}$ от центра сердцевины. Сила, действующая на антивихрь, находящийся на расстоянии κ^{-1} от вихря, определяется так:

$$f=\left.\frac{\partial G(r+\kappa^{-1},\rho_2)}{\partial\rho_2}\right|_{\rho_2=r+2\kappa^{-1}}=-\frac{4\pi}{\kappa^2}\left[\frac{11}{12\kappa^{-1}}+\frac{n+k}{r}\right]. \tag{33}$$

Из формулы (33) видно, что сила, действующая на антивихрь, всегда направлена к сердцевине нейтронного вихря. Таким образом, на расстояниях $\rho_2=r+2\kappa^{-1}$ для системы вихрь-антивихрь существует барьер, препятствующий их раздвижке.

Предположим теперь, что вихрь находится на расстоянии $R>>1$ от центра сердцевины, а антивихрь - на расстоянии d от вихря. Используя потенциал (32), найдем силу, действующую на антивихрь:

$$f=\left.\frac{\partial G(R,\rho_2)}{\partial\rho_2}\right|_{\rho_2=R+d}=-\frac{4\pi}{\kappa^2}\left[K_1(d)+(n+2k)K_1(R+d)-\frac{k}{R+d}\right]. \tag{34}$$

Если антивихрь находится на расстоянии $d=\kappa^{-1}$ от вихря, то выражение для силы упрощается

$$f = -\frac{4\pi}{\kappa^2}\left\{\frac{1}{\kappa^{-1}} - \frac{k}{R}\right\}. \qquad (35)$$

Из формулы (35) видно, что сила притяжения между вихрем и антивихрем, находящимися на малых расстояниях, превышает силу отталкивания, обусловленную током увлечения, и раздвижки вихря и антивихря не происходит.

Предположим, что в результате флуктуаций в системе антивихрь удалится от вихря на расстояние $d > \lambda$. Тогда выражение для силы запишется в виде:

$$f = -\frac{4\pi}{\kappa^2}\left\{\sqrt{\frac{\pi}{2d}}\, e^{-d} - \frac{k}{R}\right\}. \qquad (36)$$

Барьер исчезнет в той точке d_0, в которой выполняется условие $f = 0$. Для расстояний $d > d_0$ сила отталкивания будет доминировать и антивихрь двинется к внешней границе нейтронного вихря. Это видно также из формулы (32), в которой нахождение антивихря на расстоянии $\rho_2 - \rho_1 > 1$ приводит к уменьшению энергии системы, и поэтому раздвижка пары вихрь-антивихрь энергетически выгодна.

После раздвижки для потенциала Гиббса $G_0(\rho_1)$, оставшегося в системе протонного вихря, согласно формуле (32) имеем:

$$G_0(\rho_1) = \frac{4\pi}{\kappa}\left\{H_{C1} - H(\rho_1)\right\}. \qquad (37)$$

Таким образом, возникновение протонного вихря возможно только в той области, где $H(\rho_1) > H_{C1}$.

В работе [2] было показано, что в стационарном состоянии минимуму энергии соответствует распределение протонных вихрей с плотностью

$$N(\rho) = \frac{H(\rho) - H_{C1}}{\Phi_0}, \qquad (38)$$

где $H(\rho)$ - напряженность магнитного поля, создаваемая токами увлечения. Полученный нами результат согласуется с формулой (38). Оценка расстояния между протонными вихрями вблизи центра нейтронного вихря $\xi \approx N^{-1/2} \approx 10^{-9}$ см ($N \approx 10^{18}$ см$^{-2}$), что намного больше глубины проникновения $\lambda \approx 10^{-11}$ см. Это означает, что предположенное в этой работе возникновение флуктуаций с условием $d \geq \lambda$, где d - расстояние между вихрем и антивихрем, не противоречит установившейся картине стационарного распределения протонных вихревых нитей.

Эта работа поддержана - "Volkswagen Stiftung" грант № I/71 226.

Ереванский государственный
университет, Армения

ON THE FLUCTUATION MECHANISM OF PROTON VORTICES APPEARANCE IN THE "npe"-PHASE OF NEUTRON STAR

D.M.SEDRAKYAN, K.M.SHAHABASYAN

The superfluid core of neutron star ("npe"-phase), which consists of superfluid neutrons, superconducting protons and normal electrons, is considered. The Gibbs thermodynamic potential of a superconducting proton vortex in a proton superconductor of the second kind, interacting with neutron vortex's normal core of radius $r \ll \lambda$ parallel to it, is calculated (λ is the penetration depth). It is shown that on this assumption capture of only a single proton vortex by the core is energetically favorable. The force, acting on the proton vortex by entrainment current, is calculated. It is directed always towards the normal core. The appropriate force, acting on proton antivortex, is directed outwards to the outer border of neutron vortex. It is shown, that on the long distances from the core, the fluctuation appearance of vortex-antivortex pair by entrainment current's action is possible. By entrainment current's action the antivortex goes outwards, but the vortex remains in the region of neutron vortex. It is shown, that the appearance of the new proton vortices is possible only in that region, where entrainment's magnetic field $H(\rho) > H_{c1}$ (H_{c1} - first critical field).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян*, Астрофизика, **16**, 727, 1980.
2. *Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, А.Г.Мовсисян*, Астрофизика, **19**, 303, 1983.
3. *Р.М.Арутюнян, В.Л.Гинзбург, Г.В.Жарков*, Ж. эксперим. и теор. физ., **111**, 2175, 1997.
4. *D.J. Van Harlingen, D.F.Heidel, J.C.Garland*, Phys. Rev., B, **21**, 1842, 1980.
5. *К.М.Шахабасян*, Астрофизика, **25**, 533, 1986.
6. *Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, Ю.М.Брук*, Астрофизика, **40**, 497, 1997.
7. *M.B.Baldo, J.Cugnon, A.Lejeune, U.Lombardo*, Nucl. Phys., A, **536**, 349, 1992.
8. *Г.С.Мкртчян, В.В.Шмидт*, Ж. эксперим. и теор. физ., **61**, 367, 1971.
9. *M.A.Alpar, S.A.Langer, J.A.Sauls*, Astrophys. J., **282**, 533, 1984.
10. *В.В.Шмидт*, Ж. эксперим. и теор. физ., **61**, 398, 1971.