ՀԱՅԿԱԿԱՆ ԽՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Том 90 1990 № 2

УДК 524.354.6:532.132

АСТРОФИЗИКА

Академик АН Армянской ССР Д. М. Седракян

Эффект увлечения в сверхтекучем ядре нейтронной звезды

(Представлено 1/III 1990)

Системы, в которых существуют два вида конденсата, а следовательно, два типа сверхтекучего движения, интенсивно исследовались в последние годы. Одной из таких систем является раствор атомов He^3 в жидком He^4 ниже точки фазового перехода He^3 в сверхтекучее состояние. Уравнения трехскоростной гидродинамики, описывающие свойства такого раствора, получены в работе ([1]). Показано, что происходит увлечение конденсата He^3 конденсатом He^4 и что каждое из сверхтекучих движений сопровождается переносом обоих компонентов раствора.

Другой системой с двумя сверхтекучими конденсатами является «пре»-фаза нейтронных звезд. Так как средняя плотность нуклонов в «пре»-фазе порядка ядерной плотности, то протоны и нейтроны участвуют в сильном ядерном взаимодействии, приводящем к образованию сверхпроводящего протонного конденсата и сверхтекучего нейтронного конденсата. Электроны же образуют нормальный вырожденный ферми-газ, обеспечивающий локальную нейтральность системы. В работах ([2–4]) проведено корректное рассмотрение этого ядерного раствора посредством обобщения методики Горькова ([5]), получены уравнения Гинзбурга—Ландау, из которых следует наличие токов увлечения протонов нейтронами и нейтронов протонами. Основной результат заключается в том, что если нейтронные вихри появляются из-за вращения нейтронной звезды, то протонные вихри могут возникать из-за магнитных полей, созданных токами увлечения нейтронных вихрей ([6, 7]).

1. *Уравнение Лондона для сверхтекучего раствора.* Рассмотрим вращающуюся нейтронную звезду с центральной плотностью материи порядка 10^{14} г. см$^{-3}$. Ядро звезды состоит из нейтронов, протонов и электронов («пре»-фаза), средняя плотность нейтронов—$n_2 = 10^{38}$ см$^{-3}$, средняя плотность протонов и электронов—$n_1 = 10^{36}$ см$^{-3}$. Вещество коры, которое состоит из ядер и электронов, находится в нормальном состоянии. Вращение коры приводит к вращению двухкомпонентной сверхтекучей жидкости и к твердотельному вращению нормальных электронов со скоростью $v = [\Omega r]$, где Ω угловая скорость вращения звезды.

Из-за эффекта увлечения плотности потоков массы сверхтекучих протонов и нейтронов j_1 и j_2 имеют вид

$$j_1 = \rho_{11} v_1 + \rho_{12} v_2,$$
$$j_2 = \rho_{22} v_2 + \rho_{21} v_1, \qquad (1)$$

где v_1 и v_2 —соответственно сверхтекучие скорости протонов и нейтронов. Следовательно, электрический ток протонов можно записать в следующем виде:

$$j_1 = \frac{e}{m_1}(\rho_{11} v_1 + \rho_{12} v_2) = j_{11} + j_{12}. \qquad (2)$$

Здесь e и m_1—заряд и инерциальная масса протона и $\rho_{11}+\rho_{12}=\rho_1$, $\rho_{22}+\rho_{21}=\rho_2$, где ρ_1 и ρ_2—плотности масс протонов и нейтронов соответственно:

$$\rho_{11} = \frac{m}{m^*}\rho_1, \quad \rho_{12} = \rho_{21} = \frac{m^*-m}{m^*}\rho_1, \quad \rho_{22} = \rho_2 - \frac{m^*-m}{m^*}\rho_1.$$

Определим коэффициент увлечения: $k = \frac{m^*-m}{m} = \rho_{12}/\rho_{11}$ В условиях нейтронных звезд $k = -0.5$. В уравнении (2) j_{11} представляет собой обычный Мейснеровский ток протонов, а j_{12}—ток, возникающий вследствие увлечения протонов нейтронами, — ток увлечения.

Магнитное поле, рождаемое токами увлечения, может быть определено из уравнения Максвелла

$$\mathrm{rot} H = \frac{4\pi}{c} j_{12} \qquad (3)$$

Наличие неувлеченных сверхтекучих протонов приводит к отличию напряженности магнитного поля H от магнитной индукции B, которая определяется из уравнения

$$\mathrm{rot} B = \frac{4\pi}{c}(j_{11} + j_{12}). \qquad (4)$$

Подставляя (1) и (2) в (4) и учитывая, что ([4])

$$\mathrm{rot} v_1 = \frac{e}{m_1 c} B + \varkappa_1 l_1 \sum_i \delta(r - r_i);$$
$$\mathrm{rot} v_2 = \varkappa_2 l_2 \sum_j \delta(r - r_j), \qquad (4')$$

получаем

$$B + \lambda^2 \mathrm{rot\,rot} B = \Phi_0 l_1 \sum_i \delta(r - r_i) + \Phi_1 l_2 \sum_j \delta(r - r_j), \qquad (5)$$

где

$$\Phi_0 = \frac{\pi \hbar c}{e}, \quad \Phi_1 = \frac{m_1}{m_2}\frac{\rho_{12}}{\rho_{11}}\Phi_0, \quad \lambda^2 = \frac{m_1^2 c^2}{4\pi e^2 \rho_{11}}.$$

Здесь l_1 и l_2—единичные векторы по направлению протонных и нейтронных вихрей, r_i и r_j—соответственно радиус-векторы центров протонных и нейтронных вихревых нитей, $\hbar$—постоянная Планка, m_2—масса нейтрона, $\varkappa_2 = \pi\hbar/m_2$ и $\varkappa_1 = \pi\hbar/m_1$—соответственно кванты циркуляции для нейтронов и протонов. Таким образом, мы имеем уравнение Лондона с возможными двумя отличными друг от друга областями вихрей.

2. *Свободная энергия двухкомпонентной системы.* Для того чтобы определить, какие вихревые структуры образуются в системе,—нейтронные, протонные или обе, необходимо определить, который случай энергетически наиболее выгодный. Для этого запишем свободную энергию этой системы

$$F=\frac{1}{2}\int(\rho_{11}v_1^2+2\rho_{12}v_1v_2+\rho_{22}v_2^2)dV+\frac{1}{8\pi}\int B^2dV-M\Omega, \tag{6}$$

где

$$M=\int\rho_{22}'|rv_2|dV,\qquad \rho_{22}'=\rho_2-\frac{\rho_{12}^2}{\rho_{11}}.$$

Подставляя v_1 из (4′), получаем

$$F=\frac{1}{8\pi}\int|B^2+\lambda^2|\operatorname{rot}B|^2|dV+\int\rho_{22}'\left(\frac{1}{2}v_2^2-v_2[\Omega r]\right)dV. \tag{7}$$

Выражение (7) может быть использовано для нахождения средних значений функций v_2 и B.

Среднее значение $v_2(r)$ связано со средней плотностью нейтронных вихрей $N_2(r)$ и определяется из минимизации свободной энергии

$$F_1=F+\int N_2(r)F_{1B}dV, \tag{8}$$

где F_{1B}—энергия одного нейтронного вихря. Усреднение проводится на расстояниях гораздо больших размеров нейтронных вихрей.

С другой стороны, среднее значение вектора $B(r)$ зависит от плотности $N_1(r)$ протонных вихрей и определяется минимизацией потенциала Гиббса

$$F_2=F-\frac{1}{4\pi}\int H(r)B(r)dV, \tag{9}$$

где $H(r)$—напряженность магнитного поля, созданного заданными токами увлечения. При определении $N_1(r)$ усреднение проводится на расстояниях гораздо больших размеров протонных вихрей. Если b и λ—соответственно размеры нейтронных и протонных вихрей, тогда b всегда значительно больше λ. Это означает, что можно вводить понятие средней плотности протонных вихрей даже на размерах одного нейтронного вихря.

3. *Среднее значение $v_2(r)$ или $N_2(r)$.* Предположим, что звезда вращается с угловой скоростью Ω. Из уравнения (7) находим F_{1B}:

$$F_{1B}=\left(\frac{\Phi_1}{4\pi\lambda}\right)^2\ln\frac{\lambda}{\xi_1}+\rho_{22}'\frac{\varkappa_2^2}{4\pi}\ln b/\xi_2-\frac{1}{2}\rho_{22}'\varkappa_2\Omega(b^2-\xi_2^2). \tag{10}$$

Здесь ξ_1 и ξ_2—длины когерентности протонов и нейтронов и b—внешний радиус нейтронного вихря. Первый член—магнитная энергия нейтронной вихревой нити на единицу длины. Два других члена связаны с вращением нейтронов. Из уравнения (10) можно найти Ω_{c1}—критическую угловую скорость:

$$\Omega_{c1}=\frac{\hbar}{2m_2R^2}\ln R/\xi_2-\frac{\hbar}{2m_2R^2}\frac{\rho_{12}^2}{\rho_{11}\rho_{22}}\ln\lambda/\xi_1 \qquad (11)$$

Второй член всегда мал и, следовательно, эффект увлечения имеет малое влияние на Ω_{c1}. Так как $\Omega_{c1}\simeq 10^{-14}$ с$^{-1}$ и угловая скорость вращающейся нейтронной звезды на много порядков больше этого значения, следовательно, должна существовать довольно плотная решетка нейтронных вихревых нитей, плотность которой связана со средней скоростью сверхтекучих нейтронов.

Минимизируя F_1 для среднего функции $v_2(r)$, получаем простое решение $\overline{v_2(r)}=|\Omega r|$. Это означает, что основная часть „npe"-фазы— нейтроны вращаются твердотельно с угловой скоростью Ω и плотностью $N_2=2\Omega/\varkappa_2$.

Таким образом, взаимодействие нейтронов и протонов не изменяет усредненную свехтекучую скорость нейтронов или плотность нейтронной вихревой решетки по сравнению с их значениями в случае однокомпонентной вращающейся сверхтекучей жидкости. В отсутствие протонных вихрей средняя магнитная индукция $\overline{B}$ может быть определена из уравнения (5) и имеет вид

$$\overline{B}=-\frac{2m_1c}{e}\Omega+\Phi_1 i_1\sum_j K_0\left(\frac{|r-r_j|}{\lambda}\right). \qquad (12)$$

Расчеты показывают, что $|B|\simeq 2\cdot 10^{-4}$ Гс.

Итак, средняя магнитная индукция почти равна нулю. Вращение создает плотную сеть нейтронных вихрей, и локальное магнитное поле, созданное токами увлечения нейтронной вихревой нити, почти полностью компенсируется мейснеровскими токами протонов. Однако такая ситуация реализуется только тогда, когда локальное поле вокруг нейтронного вихря ниже критического поля H_{c1}, необходимого для создания протонного вихря. Как видно из дальнейшего, это не всегда так, и возможно наличие сверхплотной сети протонных вихрей, окружающих нейтронную нить, что ведет к увеличению средней магнитной индукции нейтронной звезды.

4. *Среднее значение* $B(r)$ *или* $N_1(r)$. Причиной возникновения протонных вихревых нитей, которое сопровождается переходом части плотности неувлеченных протонов в нормальное состояние, могут быть сильные локальные поля вокруг нейтронного вихря. Это поле создается током увлечения протона. Решая уравнение (3) в близости нейтронного вихря, получаем

$$H(r)=\frac{\Phi_1}{2\pi\lambda^2}\ln b/r, \qquad (13)$$

где r—расстояние точки наблюдения от центра вихревой нити. Протонные вихри могут возникать внутри окружности с радиусом r_1, который определяется из условия $H(r_1)=H_{c1}$, где H_{c1}—поле, необходимое для возникновения одного протонного вихря. Хорошо известно, что

$$H_{c1}=\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2}\ln\lambda/\xi_1 \qquad (14)$$

Подставляя $r=r_1$ в (13) и $H=H_{c1}$, получаем

$$r_1=b(\lambda/\xi_1)^{-1/3|k|}, \tag{15}$$

где $k=\rho_{12}/\rho_{11}$. Как видно из (15), размеры области, где возникают протонные вихри, довольно сильно зависят от коэффициента увлечения k. В области, где возникают протонные вихри $H>H_{c1}$, поле H ведет к возникновению системы протонных вихрей с протоном Φ_0. Следовательно, в равновесном состоянии минимальной будет свободная энергия Гиббса для протонной вихревой структуры. Принимая во внимание, что в области с радиусом r_1 плотность протонных вихрей достаточно высока, $r_1\gg\lambda$, и максимальное значение напряженности поля в центре нейтронного вихря удовлетворяет условию $H_{c1}<H(\xi_1)<H_{c2}$, можно ввести непрерывную плотность распределения протонных вихрей $N_1(r)$ для отдельного нейтронного вихря. Запишем свободную энергию Гиббса системы протонных вихревых нитей в следующем виде:

$$G=\int N_1(r)\varepsilon dV+2\cdot\left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2}\right)^2\int N_1(r)N_1(r')K_0\left(\frac{|r-r'|}{\lambda}\right)dVdV'-$$

$$-\frac{1}{4\pi}\int H(r)B(r)dV, \tag{16}$$

где

$$\varepsilon=\left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2}\right)^2\ln\frac{\lambda}{\xi_1}, \qquad B(r)=\frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2}i_1\int N_1(r')K_0\left(\frac{|r-r'|}{\lambda}\right)dV'.$$

За начало отсчета потенциала Гиббса принято его значение в отсутствие протонных вихрей: $N_1(r)=0$. Варьируя (16) по δN_1, мы находим равновесную плотность

$$N_1(r)=\frac{H(r)-H_{c1}}{\Phi_0}. \tag{17}$$

Зная $N_1(r)$, можно найти среднюю индукцию $\overline{B}$, усредненную по всей „пре"-фазе нейтронной звезды:

$$\overline{B}=\frac{1}{\pi b^2}\int_0^{r_1}\Phi_0N_1(r)2\pi rdr$$

и

$$\overline{B}=r_1\cdot\frac{k\Phi_0}{4\pi\lambda^2}\cdot(\lambda/\xi_1)^{-2/3|k|},$$

$$M_m=\frac{4\pi}{3}R^3\overline{B}. \tag{18}$$

Используя обычные значения $\xi=10^{-13}$ см и $\lambda=10^{-11}$ см, получаем $|\overline{B}|\sim10^{12}$ Гс и $|B|\sim10^{14}$ Гс в нейтронной звезде и вблизи нейтронного вихря соответственно. Магнитные моменты M_m имеют значения порядка 10^{30} Гс см^3.

k	ξ_1	λ	λ/ξ_1	H_{c1}	$H(\xi_1)$	H_{c2}	r_1/b	$\overline{B}$	M_m
0.5	$2 \cdot 10^{-12}$	10^{-11}	5	$3.6 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{14}$	$1.6 \cdot 10^{15}$	0.16	10^{12}	$4 \cdot 10^{30}$

В таблице приведены хаарктерные значения параметров для типичной нейтронной звезды.

Автор выражаст благодарность участникам семинара Корнельского университета (США) за обсуждение результатов.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Հայկական ՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս Դ. Մ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ

Տարման էֆեկտը նեյտրոնային աստղի գերհոսելի կորիզում

Աշխատանքում ցույց է տրված, որ պտտվող նեյտրոնային աստղում գերհոսելի նեյտրոնների և պրոտոնների փոխազդեցության շնորհիվ, գերհոսելի պրոտոնները տարվում են նեյտրոնների կողմից, մինչդեռ նորմալ էլեկտրոնները շարունակում են կատարել կոշտ պտույտ։ Պրոտոնների և էլեկտրոնների շարժման տարբերության պատճառով յուրաքանչյուր նեյտրոնային մրրիկի շրջակայքում առաջանում են պրոտոնային մրրիկների ցանց, որոնց ստեղծած միջին մագնիսական դաշտի լարվածությունը 10^{14} Գաուս է մրրիկի ներսում և 10^{12} Գաուս նեյտրոնային աստղում։

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *А. Ф. Андреев, Е. П. Башкин*, ЖЭТФ, т. 69, № 319 (1975). [2] *Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Г. А. Вирданян*, Уч. зап. ЕГУ, № 2, с. 72, 1979. [3] *Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян*, Уч. зап. ЕГУ, № 1, с. 46 (1980). [4] *Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян*, Астрофизика, т. 16, № 727 (1980). [5] *Л. П. Горьков*, ЖЭТФ, т. 34, № 735 (1958). [6] *Д. М. Седракян*, Астрофизика, т. 18, № 417 (1982). [7] *Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян*, Астрофизика, т. 19, № 303 (1983).