АСТРОФИЗИКА

ТОМ 39 НОЯБРЬ, 1996 ВЫПУСК 4

УДК: 524.354.4

СКАЧКИ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРОВ И ИХ РЕЛАКСАЦИЯ С УЧЕТОМ ПИННИНГА И ДЕПИННИНГА КВАНТОВЫХ ВИХРЕВЫХ НИТЕЙ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 13 мая 1996

Принята к печати 5 июня 1996

Рассмотрена динамика вращающейся двухкомпонентной системы в ядре нейтронной звезды. Получены уравнения движения с учетом пиннинга и депиннинга нейтронных вихрей и общие решения этих уравнений при относительно малых изменениях угловой скорости звезды. Показано, что эти решения могут описать как скачки, так и дальнейшую релаксацию угловой скорости пульсаров. Из наблюдательных данных для скачков угловой скорости пульсара Vela качественно оценены характерные времена пиннинга и депиннинга.

1. *Введение.* Исследование вращения нейтронной звезды с учетом сверхтекучести ее ядерной компоненты представляет определенный интерес в связи с задачей объяснения нерегулярного поведения вращения пульсаров [1-3]. В ряде работ [4-9], эти нерегулярности связывают с особенностями динамики нейтронных вихрей во внутренней коре: т.е. "Aen" - фазе нейтронной звезды. В частности, в работах [4-6] предполагается, что нейтронные вихри полностью пиннингованы к ядрам решетки внутренней коры звезды, и при температуре $T = 10^8$K тепловая активизация нейтронной вихревой решетки приводит к особой динамике их движения, что и позволяет объяснить наблюдаемые нерегулярности: т.е. скачкообразное увеличение угловой скорости пульсаров и их дальнейшую релаксацию. В работах [7-9] эти нерегулярности также связываются с особенностями движения нейтронных вихрей в "Aen" - фазе нейтронной звезды, однако, предполагается, что нейтронные вихри, в основном, не пиннингованы, и временные нерегулярности угловой скорости звезды связаны с наличием слабого трения между вихрями и решеткой внутренней коры нейтронной звезды. Предсказания обеих теорий сравниваются с имеющимися наблюдательными данными для разных пульсаров, в частности, сравнение проведено для скачков пульсаров туманностей Парусов и Краба [5,6]. Несмотря на определенный успех в объяснении нерегулярного поведения пульсаров, эти теории сталкиваются с определенными трудностями. Недостаточное развитие теории пиннинга нейтронных вихрей с решеткой внутренней коры звезды и ее существенная зависимость от ряда микроскопических параметров вещества в этой фазе, делают эти теории неоднозначными [9].

Для преодоления отмеченных трудностей, в работах [10-12] была предложена альтернативная теория вращения нейтронной звезды, где временные нерегулярности угловой скорости пульсаров связываются с динамикой движения нейтронных вихрей в ядре нейтронной звезды. Как показано в работе [11], нейтронные вихри окружены кластером протонных вихрей, создающих из-за эффекта увлечения протонной компоненты сверхтекучей нейтронной компонентой, сильное магнитное поле порядка 10^{14} Гс в центральной части нейтронного вихря. Трение между движущимся нейтронным вихрем и нормальной компонентой нейтронной звезды - релятивистскими электронами, осуществляется рассеянием этих электронов на магнитном поле протонных кластеров. В результате любое неравновесное распределение плотности нейтронных вихрей релаксируется с характерным временем от нескольких минут до нескольких тысяч лет [11]. Такой довольно широкий спектр характерных времен релаксации делает предложенную теорию способной объяснить нерегулярности угловой скорости пульсаров динамикой движения нейтронных вихрей в ядре нейтронной звезды. В частности, в работе [11] была получена система уравнений динамики сверхтекучих систем, входящих в состав нейтронной звезды. При получении этих уравнений было предположено, что относительный момент инерции сверхтекучей жидкости мал по сравнению с моментом инерции нормальной компоненты. Были найдены решения с точностью до квадратичного члена по малому параметру $P_0 = I_s/I_c$, где I_s - момент инерции сверхтекучей компоненты, а I_c - момент инерции нормальной жидкости. Отметим также, что в развитой в этой статье теории пиннинг учитывался только в начальном распределении сверхтекучих нейтронных вихрей. На основе этой теории, как первый шаг для сравнения с наблюдаемыми нерегулярностями угловой скорости пульсаров, предложена "слоистая модель" нейтронной звезды с умеренным уравнением состояния и проведено сравнение результатов этой теории с наблюдаемыми скачками угловой скорости и послескачковой релаксации пульсара Vela и других пульсаров [12]. Первые результаты говорят в пользу предложенной теории.

Однако пренебрежение пиннингом и депиннингом в динамических уравнениях, и их приближенные решения ограничивают возможность объяснения нестационарных динамических явлений, проявляющихся для пульсаров. Действительно, как показывают расчеты, линейная релаксация обусловлена слоями звезды, относительный момент инерции которых может быть порядка 0.5. Что касается пиннинга и депиннига, то как для объяснения самого скачка, так и для понимания разнообразного поведения угловой скорости между разными скачками, необходим их учет. Отметим также, что описание поведения угловой скорости возможно, если известна зависимость угловой скорости сверхтекучей компоненты от расстояния до оси вращения звезды. Подобную зависимость можно найти в результате решения уравнений динамики с учетом пиннинга и депиннинга для "периода подготовки" скачка угловой скорости пульсара.

В работе [13] была решена часть этих проблем, однако в ней не было учтено явление депиннинга. Депиннинг нейтронных вихрей неизбежен, так как в "период подготовки" нового скачка угловая скорость звезды претерпевает микроскачки, которые создают необходимые условия для депиннинга нейтронных вихрей.

Цель данной статьи - получить уравнения динамики вращающейся двухкомпонентной системы с учетом пиннинга и депиннинга, в предположении, что внешний тормозящий момент сил не зависит от времени. В этом приближении найдены решения этих уравнений для любого значения p_0 и для произвольной зависимости коэффициента трения $\eta(r)$ между квантовыми вихрями и нормальной жидкостью. Как увидим ниже, исходя из наблюдений, можно получить вполне естественные качественные условия для оценки характерных времен пиннинга и депиннинга.

Ниже предполагается, что поведение сверхтекучей жидкости описывается гидродинамическими уравнениями, и нормальная компонента вращается как твердое тело [13]. Исследование проводится в предположении о наличии цилиндрической симметрии.

В разд. 2 выводятся уравнения движения для двухкомпонентной жидкости с учетом пиннинга и депиннинга. Далее, в разделе 3 находятся общие решения рассмотренной проблемы, в предположении небольшой разности угловых скоростей нормальной и сверхтекучей компонент. В разделе 4 полученные решения применяются для объяснения некоторых общих свойств скачков и послескачковой релаксации угловой скорости пульсара Vela.

2. Как было показано в работе [12], уравнения движения, описывающие динамику движения сверхтекучей компоненты в ядре нейтронной звезды, при наличии пиннинга, имеют следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\,\omega_s(r,t)\right)=\nu_0\,rn(r,t), \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(r^2\,\omega_s(r,t)\right)=-\nu_0\left[n(r,t)-n_p(r,t)\right]r\,\mathrm{v}_{Lr}, \tag{2}$$

где $n(r,t)$ - полная плотность нейтронных вихрей, $n_p(r,t)$ - плотность пиннингованных вихрей, $\omega_s(r,t)$ - угловая скорость сверхтекучей компоненты, $\nu_0=h/2m_n$ - квант циркуляции сверхтекучих нейтронов и v_{Lr} - радиальная компонента скорости нейтронного вихря. Первое из этих уравнений представляет собой условие квантования циркуляции сверхтекучей компоненты, а второе есть уравнение непрерывности для нейтронных вихрей. При получении уравнения (2) было предположено, что скорость движения пиннингованных вихрей равно нулю. Входящее в это уравнение поле скоростей нейтронных вихрей $\vec{v}_L$ определяется из уравнения движения вихрей, т.е. из требования, что сумма сил, действующих на каждый элемент вихря, равна нулю [12]:

$$\rho_s\left[\vec{v}_s - \vec{v}_L, \vec{v}_0\right] - \eta\left(\vec{v}_L - \vec{v}_n\right) - \beta\left[\left(\vec{v}_L - \vec{v}_n\right), \vec{v}_0\right] = 0, \qquad (3)$$

где $\vec{v}_s = \left[\omega_s r\right]$, $\vec{v}_n$ - скорость нормальной компоненты звезды, $\eta(r)$ и $\beta(r)$ - продольная и тангенциальная компоненты трения нейтронного вихря с нормальной компонентой звезды, соответственно, а ρ_s - плотность вещества сверхтекучей компоненты. Уравнение (3) было решено в работе [10], и для компонент скорости вихря v_{Lr} и $v_{L\varphi}$ были получены следующие выражения:

$$v_{Lr} = k\left(\omega_s(r,t) - \omega_c(t)\right),$$
$$v_{L\varphi} = \frac{v_0\rho_s - \beta(r)}{\eta(r)} v_{Lr}, \qquad (4)$$

где

$$k = \frac{v_0\rho_s/\eta(r)}{1 + \left(\dfrac{v_0\rho_s - \beta(r)}{\eta(r)}\right)^2}.$$

Здесь $\omega_c(t)$ - угловая скорость нормальной компоненты, и так как она совершает твердотельное вращение, зависит только от времени.

Теперь перейдем к получению уравнений вращения звезды как целое. Первое из этих уравнений будет закон вращения нормальной компоненты системы:

$$I_c \frac{d\omega_c}{dt} = K_{\text{int}} + K_{\text{ext}}, \qquad (5)$$

где I_c - момент инерции нормальной компоненты звезды, K_{int} - момент силы, действующей между сверхтекучей и нормальной компонентами системы, K_{ext} - внешний тормозящий момент сил: $K_{\text{ext}} = c\,\omega_c^q$, где для пульсаров обычно принимается $q = 3$, если торможение связано с магнитодипольным излучением наклонного ротатора. Второе уравнение описывает движение сверхтекучей компоненты. Его можно получить, используя уравнение (2). Для этого, сначала получим выражение для момента силы внутреннего трения. Как известно,

$$K_{\text{int}} = \int \left[\left[\vec{F}, \vec{r}\right]\right] \left[n(r,t) - n_p(r,t)\right] dV, \qquad (6)$$

где $\vec{F}$ - сила трения между вихрями и нормальной жидкостью. Если учесть, что

$$F_\varphi = \eta(r) v_{L\varphi} = \nu_0 \rho_s v_{Lr},$$

то окончательно получим:

$$K_{int} = 2\pi\nu_0 \int \rho_s \left[n(r,t) - n_p(r,t)\right] v_{Lr}\, l r^2 d\,r, \tag{7}$$

где l - длина вихревой нити. Используя уравнение (6), после несложных преобразований, для K_{int} получим другое выражение:

$$K_{int} = -\int \frac{\partial\omega_s(r,t)}{\partial t} dI_s, \tag{8}$$

где $dI_s = r^2 d\,m = 2\pi\rho_s l r^3 d\,r$. Здесь I_s - момент инерции сверхтекучей компоненты в объеме цилиндра радиуса r и длины l. Подставляя (8) в (5) и (7), окончательно получим:

$$I_c \frac{d\,\omega_c}{dt} + \int \frac{\partial\omega_s(r,t)}{\partial t} dI_s = K_{ext}, \tag{9}$$

$$\int \frac{\partial\omega_s(r,t)}{\partial t} dI_s = -\nu_0 \int \left[n(r,t) - n_p(r,t)\right] \frac{v_{Lr}}{r} dI_s. \tag{10}$$

Эти два уравнения определяют функции $\omega_c(t)$ и $\omega_s(r,t)$.

Так как входящая в эти уравнения радиальная компонента скорости движения вихрей v_{Lr} зависит от $\delta\omega(r,t) = \omega_s(r,t) - \omega_c(t)$, то, как увидим ниже, удобно вместо искомой функции $\omega_s(r,t)$ выбрать $\delta\omega(r,t)$, а вместо $n_p(r,t)$ - соответствующую угловую скорость $\omega_p(r,t)$, определяемую согласно соотношению

$$\omega_p(r,t) = \frac{\nu_0}{r^2} \int_0^r n_p(r',t) r'\, dr'.$$

Введем безрамерные искомые функции:

$$\delta\Omega = \frac{\delta\omega(r,t)}{\omega_c(0)}, \qquad \Omega_c = \frac{\omega_c(t)}{\omega_c(0)}, \qquad \delta\Omega_p = \frac{\omega_p(r,t) - \omega_c(t)}{\omega_c(0)},$$

а также обозначения:

$$2\omega_c(0) k = \frac{1}{\tau'(r)}, \qquad n_0 = \frac{2\omega_c(0)}{\nu_0},$$

$$\frac{dI_s}{I} = dp = p_0\, dy, \qquad \gamma' = -\frac{K_{ext}}{I\,\omega_c(0)}, \qquad I = I_s + I_c,$$

где p_0 - полный относительный момент инерции сверхтекучей компоненты. Тогда уравнения (1), (9) и (10) примут вид:

$$\frac{n(r,t) - n_p(r,t)}{n_0} = \frac{1}{2r} \frac{\partial}{\partial r}\left[r^2\left(\delta\Omega - \delta\Omega_p\right)\right], \tag{11}$$

$$p_0 \int_0^1 \frac{\partial}{\partial t} \delta\Omega \, dy = -\frac{d\Omega_c}{dt} - \gamma', \tag{12}$$

$$\int_0^1 \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \delta\Omega + \frac{\delta\Omega}{2r\tau'(r)} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(\delta\Omega - \delta\Omega_p \right) \right] \right\} dy = -\frac{d}{dt} \Omega_c . \tag{13}$$

Если из уравнений (12) и (13) исключить $d\Omega_c/dt$ получим:

$$\int_0^1 \left\{ \left(1 - p_0\right) \frac{\partial}{\partial t} \delta\Omega + \frac{\delta\Omega}{2r\tau'(r)} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(\delta\Omega - \delta\Omega_p \right) \right] - \gamma' \right\} dy = 0. \tag{14}$$

Так как уравнение (14) должно выполняться для произвольных функций $\tau'(r)$ и $n_p(r,t)$, то для его удовлетворения необходимо, чтобы подинтегральное выражение равнялось нулю:

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta\Omega + \frac{\delta\Omega}{2r\tau(r)} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(\delta\Omega - \delta\Omega_p \right) \right] = \gamma . \tag{15}$$

Здесь введены обозначения:

$$\tau(r) = \left(1 - p_0\right) \tau'(r), \qquad \gamma = \frac{\gamma'}{1 - p_0} .$$

Наконец, известная функция $\Omega_c(t)$ определяется из уравнения (12), в котором можно провести интегрирование по t. Так как $\gamma' = \gamma'(t)$, то интеграл уравнения (12) с начальным условием $\Omega_c(0) = 1$ и $\delta\Omega(r,t) = \delta\Omega_0$ имеет вид:

$$\Omega_c(t) = 1 - p_0 \int_0^1 \left(\delta\Omega - \delta\Omega_0 \right) dy - \int \gamma'(t) \, dt . \tag{16}$$

Уравнения (15) и (16) совпадают с уравнениями (18) и (19) работы [13], однако $n_p(r,t)$ должно определяться с учетом явления депиннинга, которое не было рассмотрено в [13].

Перейдем к получению уравнения, определяющего плотность $n_p(r,t)$ пиннингованных вихрей. Предположим, что вихри захватываются центрами пиннинга, т.е. "шероховатостью" внутренней поверхности граничной области между ядром и корой звезды, и ядрами внутренней коры нейтронной звезды, куда выходят концы нейтронных вихрей. С другой стороны, пиннингованные вихри могут освобождаться из-за наблюдаемых микроскачков и флуктуаций угловой скорости пульсара [3]. Мы также предположим, что после макроскачков угловой скорости звезды почти все вихри освобождаются от пиннинга. Тогда скорость изменения плотности пиннингованных вихрей определяется двумя слагаемыми - она пропорционально увеличивается с увеличением плотности свободных вихрей и уменьшается с увеличением плотности пиннингованных вихрей, т.е.

$$\frac{\partial n_p(r,t)}{\partial t} = \frac{n(r,t) - n_p(r,t)}{\tau_p(r,t)} - \frac{n_p(r,t)}{\tau_d(r,t)}, \tag{17}$$

где $\tau_p(r,t)$ и $\tau_d(r,t)$ - характерные времена, описывающие процессы пиннинга и депиннинга.

Если предположить, что функции $\tau_p(r,t)$ и $\tau_d(r,t)$ меняются только во время скачка, то в период между двумя скачками они будут функциями только от координаты r. При увеличении расстояния r от центра звезды до края "пре"-фазы, увеличивается длина части вихря, находящейся в "Аеn"-фазе, и уменьшается угол между нейтронным вихрем и сферической поверхностью ядра звезды. Это приводит к увеличению вероятности пиннинга вихрей, а потому и $\tau_p(r)$ является убывающей функцией от r. Что касается функции $\tau_d(r)$, то причины, вызывающие депиннинг, одинаковы для разных частей звезды, следовательно, τ_d можно считать слабо зависящим от r. Тогда отношение τ_d/τ_p будет возрастающей функцией от r в "пре"-фазе звезды.

Таким образом, уравнения (11), (15), (16) и (17) составляют замкнутую систему динамических уравнений для вращающейся сверхтекучей системы с учетом пиннинга и депиннинга квантовых вихрей.

3. Перейдем к решению системы динамических уравнений (11), (15)-(17) в приближении относительно малых скачков угловой скорости звезды, т.е. при $\delta\Omega \ll 1$ и $\delta n \ll n_0$.

В этом приближении в уравнении (17) можно заменить $n \approx n_0$, и, если учесть наше предположение, что в период между скачками угловой скорости звезды τ_p и τ_d не зависят от времени, то решение (17) можно написать в следующем виде:

$$n_p = n_{p0}\left(1 - e^{-t/\tau'_p}\right), \tag{18}$$

где

$$n_{p0} = n_0 \tau'_p / \tau_p, \qquad \tau'_p = \frac{\tau_p \tau_d}{\tau_p + \tau_d}.$$

Решение (18) также удовлетворяет начальному условию $n_p(r,0) = 0$. Заметим, что это начальное условие следует из предположения, что после дельтаобразного скачка угловой скорости нормальной компоненты в момент $t = 0$, все вихри освобождаются.

Линеаризируя уравнение (15) заменой n на n_0, и, подставляя решение (17) в (15), получим следующее уравнение:

$$\frac{\partial\delta\Omega}{\partial t}+\frac{\alpha\delta\Omega}{(1+\alpha)\tau(r)}\left(\frac{1}{\alpha}+e^{-(1+\alpha)t/\alpha\tau_p}\right)=\gamma. \tag{19}$$

Здесь мы ввели обозначение $\alpha=\tau_d/\tau_p$. Если предположить, что тормозящая звезду сила не зависит от времени, т.е. $\gamma=\mathrm{const}$, тогда решение уравнения (19), с начальным условием $\delta\Omega(r,0)=\delta\Omega_0$, можно записать в следующем виде:

$$\delta\Omega-\delta\Omega_0=\gamma e^{-x(t)}\int\limits_0^t e^{x(t')}dt'-\delta\Omega_0\left(1-e^{-x(t)}\right), \tag{20}$$

где

$$x(t)=\frac{1}{1+\alpha}t/\tau+\frac{\alpha^2\tau_p/\tau}{1+\alpha^2}\left(1-e^{-(1+\alpha)t/\alpha\tau}\right). \tag{21}$$

Это решение при отсутствии депиннинга, т.е. $\alpha\to\infty$, переходит в решение, полученное в работе [13]. А в случае свободных вихрей оно имеет особо простой вид:

$$\delta\Omega-\delta\Omega_0=\left(\gamma\tau-\delta\Omega_0\right)\left(1-e^{-t/\tau}\right), \tag{22}$$

где стационарное решение соответствует условию $\delta\Omega=\gamma\tau$. Подставляя полученное решение для $\delta\Omega-\delta\Omega_0$ в (16), получим наблюдаемую угловую скорость вращения звезды $\Omega_c(t)$.

4. В работе [13], полученные с учетом пиннинга решения уравнений динамики для вращающихся нейтронных звезд применяются для объяснения скачков угловой скорости пульсара Vela. Для этого, следуя работе [12], предполагается, что внутри звезды существуют две качественно разные области: "зона скачка" с временем динамической релаксации меньше нескольких минут, которая непосредственно ответственна за скачок угловой скорости пульсара, и "зона релаксации" с временем динамической релаксации от нескольких часов до тысяча дней, которая обеспечивает наблюдаемую релаксацию угловой скорости пульсара. Предполагается также, что в "зоне скачка" выполняется условие $\tau_p \ll t_g$, а в "зоне релаксации" - $\tau_p \gg t_g$, где t_g - межскачковое время. Однако. для удовлетворительного объяснения наблюдательных данных для скачков угловой скорости пульсара Vela, необходимо было предположить, что величина $\tau_p(r)$ сначала возрастает, а потом убывает. Такое поведение $\tau_p(r)$ трудно обосновать, так как с точки зрения физических причин пиннинга, при удалении от оси вращения звезды значение τ_p должно монотонно уменьшаться.

Как покажем ниже, учет депиннинга даст возможность преодолеть эту трудность и получить удовлетворительное согласие с наблюдениями в случае, если $\tau_p(r)$ монотонно убывающая функция от r, а τ_d - слабо зависит от r (см. выше)

Как видно из решений (16) и (20), основным параметром, определяющим характер этих решений, является $\alpha = \tau_d/\tau_p$. Очевидно, что в "зоне скачка" акты пиннинга должны преобладать над депиннингом, так как необходимо, чтобы за "время подготовки" скачка угловой скорости в этой зоне накопилось достаточное количество вихрей для объяснения наблюдаемого скачка угловой скорости пульсара Vela. Следовательно, естественно предположить, что в "зоне релаксации" выполняется условие $\alpha << 1$, а в "зоне скачка" - обратное условие $\alpha >> 1$. Переходная область между этими зонами. где α быстро возрастает, должна лежать в области времен динамической релаксации больше нескольких минут и меньше нескольких часов. При выполнении вышеуказанных условий для α, решения (16) и (20) могут быть применены для объяснения наблюдаемых скачков и дальнейшей релаксации угловой скорости пульсара Vela.

Действительно, как отметили выше, в "зоне скачка" $\alpha >> 1$, тогда функция $x(t)$ в этой зоне примет вид:

$$x(t) = \frac{t}{\alpha\tau} + \frac{\tau_p}{\tau}\left(1 - e^{-t/\tau_p}\right). \tag{23}$$

Подставляя (23) в (20) и учитывая, что в "зоне скачка" $\tau << \tau_p << \tau_d << t_g$, при $t \to t_g$ окончательно имеем:

$$\delta\Omega(r, t_g) \approx \frac{1}{2}\gamma t_g = \frac{t_g}{2\tau_0}, \tag{24}$$

где τ_0 - характерное время жизни пульсара. Отметим, что при получении (24), интеграл, входящий в (20), был рассчитан приближенно. При более точных оценках интеграла множитель два в знаменателе формулы (24) заменяется множителем порядка единицы.

Катастрофическое перераспределение момента количества движения, вследствие освобождения всех пиннингованных вихрей в "зоне скачка" приводит к быстрому увеличению угловой скорости пульсара, которое описывается решением (16). Подставляя в (16) выражение (22) для свободных вихрей с начальным условием (24) и предполагая, что момент инерции "зоны скачка" мал, а центр зоны соответствует времени динамической релаксации порядка нескольких минут, для $\Omega_c(t)$ имеем:

$$\Omega_c(t) = 1 + \frac{I_g}{I}\left[\delta\Omega(r, t_g) - \gamma\tau\right]\left(1 - e^{-t/\tau}\right) - \gamma' t. \tag{25}$$

Так как $\gamma\tau << \delta\Omega(r,t_g)$, из (25) для начального скачка угловой скорости пульсара $\left(\Delta\Omega_c\right)_0$ получаем выражение:

$$\left(\Delta\Omega_c\right)_0 = \frac{I_g}{I}\frac{t_g}{\tau}. \quad (26)$$

В зоне релаксации, где $\alpha << 1$, $x(t)$ и $\delta\Omega - \delta\Omega_0$ определяются из (21) и (20) и имеют вид:

$$x(t) = \frac{1}{1+\alpha}\frac{t}{\tau}, \quad (27)$$

$$\delta\Omega - \delta\Omega_0 = \left[\gamma\tau(1+\alpha) - \delta\Omega_0\right]\left(1 - e^{-t/\tau}\right), \quad (28)$$

а для $\Omega_c(t)$ из (16) получаем следующее выражение:

$$\Omega_c(t) = 1 - \int_0^1 \left[\gamma\tau(1+\alpha) - \delta\Omega_0\right]\left(1 - e^{-t/\tau}\right)dy - \gamma' t. \quad (29)$$

Таким образом, решение (29) описывает релаксационное поведение угловой скорости пульсара $\Omega_c(t)$. Для нахождения окончательного выражения для $\Omega_c(t)$ нам необходимо определить входящее в (29) начальное условие $\delta\Omega_0$. Заметим, что

$$\delta\Omega_0 = \delta\Omega(r,t_g) - \Delta\Omega_c, \quad (30)$$

где $\Delta\Omega_c$ - величина скачка угловой скорости пульсара, а $\delta\Omega(r,t_g)$ определяется из формулы (28) и имеет вид:

$$\delta\Omega(r,t_g) = \gamma\tau\left(1 + \alpha_1(r)\right),$$

где $\alpha_1(r)$ - значение $\alpha(r)$ перед скачком угловой скорости пульсара. Если предположить, что после каждого скачка функция $\alpha(r)$ может меняться, и ввести обозначение

$$\Delta\Omega = \delta\Omega(r,t_g) - \gamma\tau\left(1 + \alpha_2(r)\right) + \Delta\Omega_c = \gamma\tau\Delta\alpha(r) + \Delta\Omega_c,$$

где $\Delta\alpha = \alpha_1(r) - \alpha_2(r)$, а $\alpha_2(r)$ - значение $\alpha(r)$ после скачка угловой скорости, то для $\delta\Omega_0$ получим выражение:

$$\delta\Omega_0 = \gamma\tau\left(1 + \alpha_2\right) + \Delta\,\Omega. \quad (31)$$

Подставляя (31) в (29), для $\Omega_c(t)$ получим окончательное выражение:

$$\Omega_c(t) = 1 + p_0\int_0^1 \Delta\Omega\left(1 - e^{-t/\tau}\right)dy - \gamma' t. \quad (32)$$

Отметим, что часто, как результат наблюдения, приводится не угловая скорость вращения пульсара $\Omega_c(t)$, а ее угловое ускорение $\dot{\Omega}_c(t)$. Для этой величины из (32) получаем следующее выражение:

$$\dot{\Omega}_c(t) = \int \Delta\Omega \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} dp - \gamma'. \qquad (33)$$

Зная $\dot{\Omega}_c(t)$ из наблюдений, полученную нами формулу (33) можно использовать для определения неизвестной функции $\Delta\alpha(r)$ [1]. Действительно, если заданы функции $\tau = \tau(r)$ из модели нейтронной звезды, и $\dot{\Omega}_c(t)$ из наблюдений, то (33) можно рассматривать как интегральное уравнение для неизвестной функции $\Delta\Omega$. Решая это уравнение методом регуляризации, можно получить функцию $\Delta\Omega$, а, следовательно, и $\Delta\alpha(r)$ [14]. Решения уравнения (33) будут обсуждаться в дальнейших работах.

Ереванский государственный
университет, Армения

JUMPS OF PULSARS' ANGULAR VELOCITY AND THEIR RELAXATION TAKING INTO ACCOUNT THE PINNING AND DEPINNING OF QUANTUM VORTEX LINES

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAIRAPETIAN

Dynamics of the rotating two-component system in the nucleus of neutron stars is considered. The motion equations and their solutions are received taking into account the pinning and depinning of quantum vortex lines at rather small changes of angular velocity of a star. It is shown, that these solutions can describe as jumps, as well as the further relaxation of pulsars' angular velocity. The charachteristic times of the pinning and depinning are qualitatively estimated from observable data for jumps of Vela pulsar.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.M.Cordes, G.S.Downs, J.Krause-Polstorff*, Astrophys. J., **330**, 841, 1988.
2. *A.G.Lyne*, Nature, **326**, 569, 1987.
3. *P.M.McCulloch, P.A.Hamilton, D.McConnel, F.A.King*, Nature, **346**, 822, 1990.
4. *M.A.Alpar, P.W.Anderson, D.Pines, J.Shaham*, Astrophys. J., **276**, 325, 1984.
5. *M.A.Alpar, H.F.Chau, K.S.Cheng, D.Pines*, Astrophys. J., **409**, 345, 1993.

6. *M.A.Alpar, H.F.Chau, K.S.Cheng, D.Pines*, Astrophys. J., 1996, preprint.
7. *P.B.Jones*, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 243, 257, 1990.
8. *P.B.Jones*, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 246, 315, 1990.
9. *P.B.Jones*, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 263, 619, 1993.
10. *А.Д.Седракян, Д.М.Седракян*, ЖЭТФ, 102, 721, 1992.
11. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian*, Astrophys. J., 447, 305, 1995.
12. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, J.M.Cordes, Y.Terzian*, Astrophys. J., 447, 324, 1995.
13. *А.Д.Седракян, Д.М.Седракян*, ЖЭТФ, 108, 631, 1995.
14. *А.Н.Тихонов, В.Я.Арсенин*, Методы решения некорректных задач, Наука, М., 1986.