*Письма в ЖЭТФ*

*Т. 9* *1969* *Вып. 3*

# МОДЕЛЬ ПУЛЬСАРОВ

*В.В.Владимирский*

Недавно была предложена модель пульсаров [1], объясняющая периодические изменения интенсивности радиоизлучения колебаниями формы звезды [2]. Частота квадрупольных колебаний несжимаемой жидкой сферы определяется формулой

$$\nu^2 = (16\pi/15)\, G\rho, \tag{1}$$

где $G$ – гравитационная постоянная, $\rho$ – плотность. При плотностях, близких к плотностям белых карликов, получаются периоды колебаний порядка 1 *сек*, характерные для пульсирующих источников радиоизлучения. Учет сжимаемости не изменяет порядка величины частот.

Основной трудностью такой модели является затухание квадрупольных колебаний, связанное с излучением гравитационных волн. Время существования свободных колебаний формы оказывается меньше суток. Здесь рассмотрена вращательно-колебательная модель, которая, по-видимому, может объяснить более длительное существование небольших отклонений формы звезды от аксиальной симметрии.

Связь колебаний формы тяжелой жидкости с ее вращением возникает при достаточно быстрых вращениях, когда безразмерный вращательный момент

$$j = J(GM^3R)^{-1/2} \tag{2}$$

превышает значение $j = j_{\text{кр}} = 0{,}304$. Здесь $J$ – вращательный момент, $M$ – масса звезды, $R$ – средний радиус. В интервале $0 < j < 0{,}304$ устойчивой формой тяжелой вращающейся несжимаемой жидкости является сплюснутый эллипсоид вращения. В интервале $0{,}304 < j < 0{,}39$ устойчив трехосный эллипсоид Якоби, у которого наименьшая ось направлена вдоль оси вращения [3]. В области устойчивости эллипсоидов Якоби экваториальное сечение становится эллиптическим, причем отношение полуосей изменится от $a/b = 1$ при $j = 0{,}304$ до $a/b = 2{,}32$ на верхней границе допустимых моментов. Частота вращения в этом интервале изменится мало:

$$\omega^2 = \kappa 2\pi G\rho, \tag{3}$$

где $\kappa = 0{,}187$ при $j = 0{,}304$ и $\kappa = 0{,}14$ при $j = 0{,}39$. С точки зрения неподвижного наблюдателя у звезды при этом происходят вращательные колебания формы с частотой $\nu = 2\omega$. Сравнивая выражения (1) и (3), легко видеть, что эта частота очень близка к частоте малых колебаний сферической капли.

При значительных деформациях экватора звезды гравитационное излучение будет подавлять деформацию так же быстро, как и в случае квадрупольных колебаний, не связанных с вращением. Потеря энергии на гравитационные излучения равна:

$$-\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{9GM^2(a^2 - b^2)^2(2\omega)^6}{125c^5}. \tag{4}$$

При сравнительно быстром сжатии звезды энергия будет пополняться за счет кинетической энергии вращения звезды $\epsilon_K$, причем звезда будет находиться в надкритическом режиме $0 < j - j_K \leqslant 1$ с малой деформацией экватора

$$\left(\frac{a - b}{a}\right)^2 \sim 0{,}14 \frac{c^5(-\dot{\epsilon})}{R^5(2\omega)^6 \epsilon_K}. \tag{5}$$

При характерных временах $\epsilon_K/(-\dot{\epsilon}) \approx 10^6$ лет и $R \approx 10^8$ *см* получается деформация $(a - b)/a$ порядка $10^{-3}$ или $10^{-4}$. Применимость этой модели для объяснения пульсаций радиоизлучения будет зависеть от того, удастся ли объяснить глубокую модуляцию излучения сравнительно малыми деформациями звезды.

Автор выражает благодарность В.Л.Гинзбургу за интересное обсуждение.

Поступило в редакцию
12 декабря 1968 г.

## Литература

[1] A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, R. A. Collins. Nature, 217, 709, 1968; J. D. H. Pilkington et al. Nature, 218, 126, 1968.

[2] G. R. Henry. Phys. Rev. Lett., 21, 468, 1968.

[3] Г. Ламб. Гидродинамика, гл. 12, ОГИЗ, 1968; H. Lamb. Hydrodynamics, Cambrige, Englad, 1932 ; Darwin, Proc. Roy. Soc., 41, 319, 1886, Papers, III, 119.