

АККРЕЦИЯ ВЕЩЕСТВА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДОЙ
В ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ. I

П. Р. АМНУЭЛЬ, О. Х. ГУСЕЙНОВ

Поступила 9 июля 1969

Рассмотрен процесс захвата набегающего потока плазмы дипольным магнитным полем нейтронной звезды. Рассчитана форма фронта захвата (возможно ударного фронта), возникающего при остановке плазмы. Расчет дан в двух сечениях: полюсном и экваториальном. Показано, что расстояние фронта от нейтронной звезды при аккреции в двойной системе порядка 10^8 см. Рассмотрен случай симметричной аккреции и захват плазмы магнитным полем одиночной нейтронной звездой. Аналитически найдено выражение радиуса-вектора точки захвата. Наличие магнитного поля у нейтронной звезды смещает спектр в сторону длинных волн и приводит к большой направленности излучения.

В связи с недавним обнаружением пульсаров значительно повысился интерес к нейтронным звездам и укрепилась вера в катастрофическое сжатие протозвезд, породивших их. Образовавшаяся при коллапсе нейтронная звезда имеет большой запас энергии (порядка $10^{52} - 10^{53}$ эрг) и может продолжительное время проявлять активность типа пульсара.

Однако через миллионы лет, когда активность пульсара ослабнет, нейтронную звезду будет легче обнаружить вследствие аккреции ею вещества. Наблюдательные эффекты при аккреции межзвездного вещества сильно зависят от начальной температуры падающего вещества и магнитного поля нейтронной звезды. Дипольное магнитное поле нейтронной звезды при аккреции, по-видимому, значительно деформируется, причем степень деформации зависит как от магнитного момента звезды, так и от скорости аккреции. Однако для оценки влияния магнитного поля на наблюдаемые эффекты можно в первом приближении пренебречь деформацией поля.

Рассмотрим захват вещества магнитным диполем при аккреции в двойной системе, одной из компонент которой является нейтронная звезда. Положим, что орбита нейтронной звезды лежит в экваториальной плоскости главной компоненты и ось магнитного диполя перпендикулярна плоскости орбиты. Пусть вещество, истекающее из главной компоненты, при попадании в сферу притяжения нейтронной звезды имеет скорость v_0 и поток имеет цилиндрическую форму с радиусом b_0 . Рассмотрим два двумерных случая: 1) движение вещества в полярном сечении магнитного диполя, 2) движение в экваториальном сечении.

Захват вещества происходит, если выполняется условие [1]:

$$\frac{H^2}{8\pi} = 2\rho v^2 \sin^2\theta, \quad (1)$$

где H — напряженность магнитного поля в точке захвата, ρ и v — соответственно плотность массы и скорость вещества в точке захвата, θ — питч-угол между скоростью частицы и направлением магнитного поля. Уравнение (1) определяет границы области, внутри которой движение газа определяется уже магнитным полем нейтронной звезды.

Из сохранения энергии получаем, что скорость частицы на расстоянии r от диполя

$$v = \sqrt{\frac{2GM}{r} + v_0^2}, \quad (2)$$

где M — масса нейтронной звезды, G — постоянная тяготения.

Для $\sin^2\theta$ имеем выражение:

$$\sin^2\theta = \frac{(2x \operatorname{tg} \varphi - 1)^2}{(1 + x^2)(1 + 4\operatorname{tg}^2 \varphi)}, \quad (3)$$

где φ — магнитная широта и

$$x = \frac{bv_0}{\sqrt{2GMr + v_0^2(r^2 b^2)}}.$$

Выражение (3) легко получить, зная, что

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\operatorname{tg} \eta - \operatorname{tg} \psi_1}{1 + \operatorname{tg} \eta \operatorname{tg} \psi_1}, \quad (4)$$

где η — угол наклона магнитной силовой линии диполя к оси x , причем [2]

$$\operatorname{tg} \eta = 2/3 \operatorname{tg} \varphi - 1/3 \operatorname{ctg} \varphi. \quad (5)$$

Что касается $\operatorname{tg} \psi_1$, то из рис. 1 ясно, что

$$\operatorname{tg} \psi_1 = \frac{\operatorname{tg} \varphi - \operatorname{tg} \psi}{1 + \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \psi},$$

причем $\operatorname{tg} \psi = \frac{v_t}{v_r}$, где $v_t = \frac{bv_0}{r}$, а $v_r = \sqrt{\frac{2GM}{r} + v_0^2 \left(1 - \frac{b^2}{r^2}\right)}$

и следовательно:

$$\operatorname{tg} \psi_1 = \frac{\operatorname{tg} \varphi - \frac{bv_0}{r}}{\sqrt{\frac{2GM}{r} + v_0^2 (r^2 - b^2)}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{bv_0 \operatorname{tg} \varphi}{\sqrt{\frac{2GM}{r} + v_0^2 (r^2 - b^2)}}}. \quad (6)$$

Теперь, подставив (5) и (6) в (4), найдем $\operatorname{tg} \theta$ и далее выражение (3).

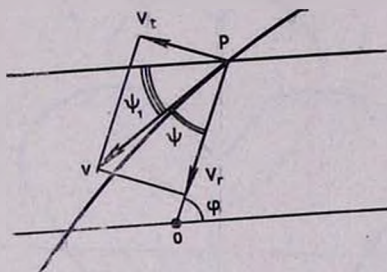


Рис. 1. Движение частицы в поле тяготения звезды до захвата магнитным полем. Р — положение частицы в момент захвата. О — звезда, φ — магнитная широта, v , v_r , и v_t — соответственно полная, радиальная и тангенциальная составляющие скорости частицы.

Величина плотности массы при движении потока частиц в гравитационном поле звезды была найдена в [3]. Это выражение при $r \leq 10^8$ см можно упростить до

$$\rho(r, \varphi) = \rho_0 \sqrt{\frac{GM}{rv_0^2 (1 + \cos \varphi)}}. \quad (7)$$

Подставляя (2), (3) и (7) в (1) и учитывая, что [4]

$$H^2 = \frac{\mu^2}{r^6} (1 + 3 \sin^2 \varphi)$$

(μ — магнитный момент нейтронной звезды), получаем

$$\frac{\mu^2 v_0}{16\pi\rho_0 \sqrt{GM} r^{7/2}} = \frac{\cos^2 \varphi}{(1 + 3\sin^2 \varphi)^2 \sqrt{1 + \cos \varphi}} \times \\ \times \left[2bv_0 \operatorname{tg} \varphi - \sqrt{2GM r + v_0^2 (r^2 - b^2)} \right]^2. \quad (8)$$

Для нахождения фронта захвата необходимо уравнение (8), в которое входят две переменных r и φ , дополнить уравнением движения частиц до захвата магнитным диполем:

$$\varphi = -\operatorname{arctg} \frac{bv_0^2}{GM} + \operatorname{arctg} \frac{\frac{bv_0^2}{GM} \sqrt{1 - \frac{b^2}{r^2} + \frac{2GM}{rv_0^2}}}{1 - \frac{b^2 v_0^2}{GM r}}. \quad (9)$$

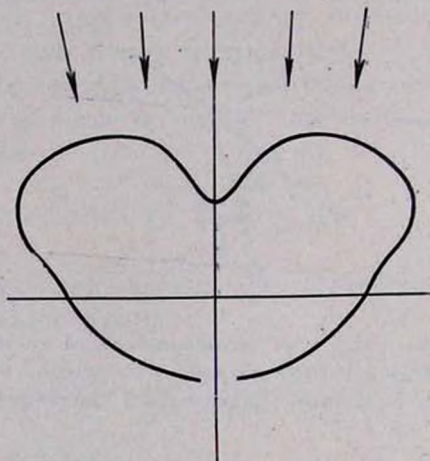


Рис. 2. Форма фронта захвата плазмы магнитным полем нейтронной звезды в двойной системе (полярное сечение). Стрелками показано направление движения потока до захвата.

Система уравнений (8) и (9) полностью определяет захват в полярном сечении, если задан прицельный параметр b . Для каждого значения b получаем одну точку захвата. Подставляя $v_0 = 10^8$ см/сек, $M = 1.5 M_\odot$, $\mu = 10^{28}$ гаусс·см³, $\rho_0 = 10^{-11}$ г/см³, получаем фронт захвата, изображенный на рис. 2. В этом случае расстояние фронта от звезды нигде не превышает $8 \cdot 10^7$ см и захватываются все частицы с $b \leq 10^9$ см.

При рассмотрении экваториального сечения фронта захвата нужно положить $\sin \theta = 1$ и $H = \mu/r^3$. Тогда условие захвата можно записать в виде

$$\frac{\mu^2 v_0 \sqrt{1 + \cos x}}{16\pi \rho_0 (GM)^{3/2} r^{9/2}} = \frac{v_0^2 r}{GM} + 2, \quad (10)$$

где x — долгота, отсчитываемая от линии центров компонент. Уравнение (10) в совокупности с уравнением (9) определяет экваториальное сечение фронта захвата. При значениях параметров, принятых выше, картина сечения изображена на рис. 3.

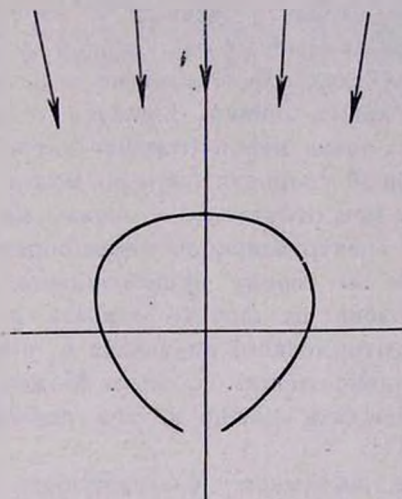


Рис. 3. Форма фронта захвата (экваториальное сечение). Стрелками показано движение потока до захвата.

Если происходит аккреция вещества на одиночную нейтронную звезду (симметричная аккреция), то питч-угол в точке захвата зависит только от широты [2]:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \varphi, \quad (11)$$

а для плотности массы существует простое выражение

$$\rho = \frac{\rho_0}{2.24} \left(\frac{GM}{a_0^2 r} \right)^{3/2}, \quad (12)$$

где ρ_0 и a_0 — соответственно плотность вещества и скорость звука на бесконечности.

Для радиуса-вектора точки захвата вещества магнитным диполем получаем в этом случае:

$$r = \left[\frac{\alpha_0^3 \mu^2}{13.9 \pi \rho_0 (GM)^{5/2}} \frac{(1 + 3 \sin^2 \varphi)^2}{\cos^2 \varphi} \right]^{2/7}. \quad (13)$$

На фронте захвата может образоваться стоячая ударная волна, вплоть до магнитных широт $\pm 90^\circ$, и часть кинетической энергии падающего потока преобразуется в тепловую. Вследствие этого частицы уже не могут уйти от звезды и окажутся захваченными ее магнитным полем. При диссипации энергии на ударной волне, по-видимому, возникает радиоизлучение (в области образования фронта магнитное поле не выше $\sim 10^4$ гаусс, скорость частиц $\lesssim 10^8$ см/сек, что в совокупности со значением скачка уплотнения на ударной волне определяет мощность и спектр излучения). Впоследствии вещество стекает к магнитным полюсам по силовым линиям. Область излучения у поверхности звезды оказывается очень малой (горячее пятно у полюсов) и поэтому даже при уменьшенной скорости аккреции может возникнуть излучение более жесткое, чем при отсутствии у звезды магнитного поля.

Наблюдаемый спектр аккреции таким образом распадается на два спектра, различных по своему происхождению: циклотронное излучение в радиодиапазоне на фронте захвата и жесткое тормозное (возможно — магнитотормозное) излучение с поверхности нейтронной звезды в узких околополюсных областях. Может оказаться, что спектр аккреции легче наблюдать именно по его первой (радиоволновой) составляющей.

В заключение выражаем благодарность Я. Б. Зельдовичу и И. С. Шкловскому за обсуждение и ценные замечания.

Шемахинская астрофизическая
обсерватория

THE ACCRETION OF MATTER BY THE NEUTRON STAR IN BINARY SYSTEM

P. R. AMNUEL, O. H. GUSEYNOV

The process of capture of the falling plasma stream by magnetic dipole of the neutron star is considered. The shape of the capture front (maybe the shock front), originating when the plasma stop, has been calculated. The calculation was made in two sections: polar and equatorial. It is shown that the front distance from the neutron star is of the order of

10^8 cm in the case of the accretion in the binary system. Both the case of symmetric accretion and that of capture of the plasma by a magnetic field of a single neutron star has been considered. The expression for vector radius of the capture point are analytically found. The presence of a magnetic field of a neutron star displaces the spectrum towards large wavelengths and results in large radiation directivity.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Л. Дж. Кахилл, сб. „Космическая физика“, Мир, М., 1966, стр. 333.
2. Г. Альвен, К. — Г. Фельтхаммар, Космическая электродинамика, Мир, М., 1967.
3. В. В. Радзиевский, М. М. Дагаев, Астрон. ж., 46, № 1, 56, 1969.
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1967.
5. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, Наука, М., 1968.