

a скорее ближе к $a = m$, чем к $a = 0$. В размерных единицах $a = m$ соответствует моменту $K = GM^2/c$. Для $M = 1 M_\odot$ это дает значение порядка момента вращения Солнца. Но Солнце — это очень медленно вращающаяся звезда. У массивных звезд удельный момент вращения может быть на два порядка больше.

Глава 10. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗВЕЗД

§ 10.1. Пульсары

Первые наблюдательные сведения о пульсарах были получены по их импульсному строго периодическому излучению. Для первого открытого пульсара CP 1919 период следования импульсов составлял 1,33 с. Сейчас известно около 150 пульсаров с периодами от 0,03 с до 3,8 с, причем точность определения периода составляет 10^{-8} – 10^{-9} . Первые же наблюдения пульсаров на различных частотах обнаружили сдвиг по частоте времени прихода отдельных импульсов (рис. 63). Строгая периодичность и наблюдаемый сдвиг были настолько впечатляющими, что вначале эти сигналы приписывали деятельности разумных существ (little green men — определение, данное открывателями пульсаров). Но с увеличением числа наблюдаемых пульсаров и особенно с открытием пульсара в Крабовидной туманности, где после грандиозного взрыва Сверхновой 1054 всякая разумная жизнь была похоронена, гипотеза интеллектуальной деятельности была отброшена.

Эффект запаздывания сигналов легко объясняется распространением радиоволн в плазме. При наличии в межзвездной среде свободных электронов групповая скорость распространения становится равной

$$c' = c \sqrt{1 - (\nu_0/\nu)^2},$$

где $\nu_0 = (4\pi ne^2/m_e)^{1/2}$ — собственная частота колебаний электронов в плазме (ленгмюровская частота). Полное время запаздывания прихода сигнала для первого пульсара оказалось около 80 с. Как видно, обсуждаемый эффект пропорционален полному числу электронов на луче зрения.

Физически запаздывание объясняется интерференцией бегущей и рассеянной волн. Благодаря этому эффекту пульсары позволили уточнить среднюю концентрацию электронов в Галактике: $n_e \simeq 0,05 - 0,1 \text{ см}^{-3}$.

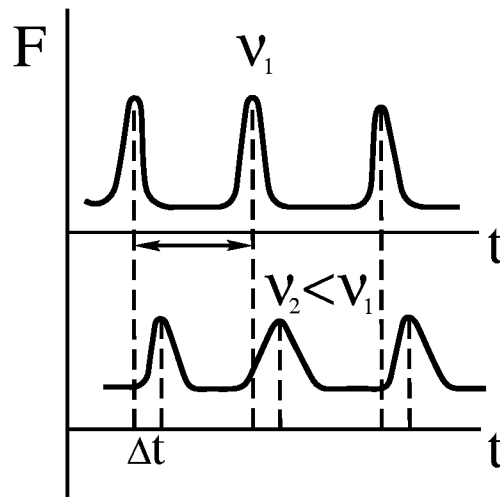


Рис. 63:

Периоды пульсаров малы. Они явно не характерны для больших звезд. сразу были высказаны предположения, что это или белые карлики или вращающиеся нейтронные звезды. Односекундные периоды малы для пульсаций белых карликов на основной частоте (и тем более не подходит вращение белых карликов), поэтому вначале рассчитывались модели белых карликов, колеблющихся на более высоких гармониках. Но после открытия пульсара в Крабе с периодом 0,033 с выжила только гипотеза вращающихся нейтронных звезд.

Наблюдаемый поток радиоизлучения при известном расстоянии до источника и предполагаемых его размерах дает возможность вычислить так называемую яркостную температуру излучения: T_b . Если принимаемый поток F_ν , то при $h\nu < kT_b$ имеем

$$kT_b = \frac{c^2 F_\nu}{2\pi\nu^2} \left(\frac{R}{r} \right)^2.$$

Эта температура оказалась необычайно высокой: так, для пульсара в Крабе $T_b = 10^{26}$ K, что соответствует энергиям 10^{22} эВ.

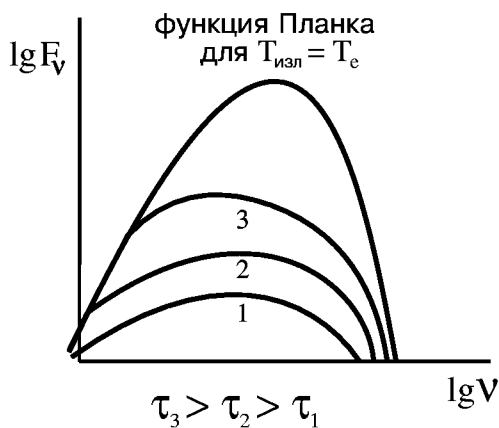


Рис. 64:

Если взять хаотически движущиеся электроны, то при малом количестве электронов (малой оптической толщине) интенсивность выходящего излучения растет пропорционально толщине. Затем наступает самопоглощение, которое дает предел зависимости интенсивности от температуры (рис. 64). Таким образом, интенсивность ограничена равновесным планковским излучением, зависящим от температуры электронов. Важно, что при этом распределение электронов по энергиям — максвелловское. Если бы наблюдаемое радиоизлучение имело тепловую природу, то должны быть электроны с энергией 10^{22} эВ. Такие электроны невозможно удержать никаким магнитным полем, кроме того, должно присутствовать мощное жесткое рентгеновское и гамма излучение. Ясно, что наблюдаемое радиоизлучение имеет нетепловую природу, о чем дополнительно свидетельствует и его степенной спектр. Все это указывает на коллективные механизмы возбуждения радиоволн.

В настоящее время известны два типа окгерентных механизмов излучения, которые могут дать большую яркостную температуру (интенсивность) излучения при умеренном времени жизни излучающих электронов. Первый — лазерный механизм, работающий при инверсной заселенности энергетических уровней системы атомов. Второй — антенный механизм, при котором

излучают не отдельные атомы, а целые группы, так что все атомы группы излучают в фазе и поланя интенсивность пропорциональна квадрату числа частиц в группе. При этом нет полного термодинамического равновесия между макроскопическим и микроскопическим движением частиц.

Распределение частиц в пространстве около пульсара, их плотность в сильной степени определяются электромагнитными полями, которые генерирует вращающаяся замагниченная нейтронная звезда. Поэтому наше рассмотрение пульсаров начнем с изучения этих полей.

§ 10.2. Электродинамика пульсаров

Какого порядка магнитное поле можно ожидать на поверхности пульсара и его окрестности? У обычных звезд наблюдаются поля порядка 1–100 Гс. Нейтронная звезда рождается в результате катастрофического сжатия обычной звезды (вспышки сверхновой) после потери гидростатической устойчивости. Из-за вмороженности поля при сжатии сохраняется магнитный поток через поверхность:

$$\Phi = HS \sim HR^2 = \text{const.}$$

Типичные размеры обычных звезд $\sim 10^6$ км $\sim 10^{11}$ см, нейтронных — 10 км. Таким образом, для нейтронных звезд следует ожидать $H \sim 10^{12}$ Гс. Отметим, что сейчас уже из данных о пульсарах получают такие поля.

Какова конфигурация поля вокруг пульсара? Для статического невращающегося магнитного диполя с моментом μ в сферических координатах имеем

$$H_r = \frac{2\mu}{r^3} \cos \theta, \quad H_\theta = \frac{\mu}{r^3} \sin \theta, \quad \mu = \frac{H_s R^3}{2}.$$

Рассмотрим вращающийся диполь с магнитным моментом, перпендикулярным оси вращения. Такой диполь теряет энергию со скоростью

$$Q(\text{эрг/с}) = \frac{2}{3} \frac{(\ddot{\vec{\mu}})^2}{c^3}; \quad \frac{d\vec{\mu}}{dt} = [\vec{\Omega}\vec{\mu}];$$

$$\frac{d^2\vec{\mu}}{dt^2} = -\Omega^2\vec{\mu},$$

где Ω — циклическая частота, $\Omega = 2\pi\nu = 2\pi/P$, P — период вращения. Подставляя $H \sim 10^{12}$ Гс, получим

$$Q \sim 3 \cdot 10^{31} P^{-4}.$$

То излучение, интенсивность которого сейчас была вычислена, не является излучением, которое мы наблюдаем. Такие волны не проходят через звездную плазму, так как $\nu \ll \nu_0 \sim 10^4$ с⁻¹. Наши формулы дают хорошую оценку энергетических потерь пульсара, но нужно еще подумать о том, как это излучение перерабатывается в радио, оптику и рентген.

Введем характерный радиус светового цилиндра, т. е. расстояние от пульсара, на котором при твердотельном вращении достигается скорость света c :

$$v = r\Omega = 2\pi r/P = c;$$

$$r_l = cP/2\pi = c/\Omega.$$

При $P = 1$ с, $r_l = 5 \cdot 10^9$ см. Величина r_l называется световым радиусом. В ближайшей зоне $r < r_l$ существует статическое дипольное поле. На больших расстояниях имеем поле распространяющихся волн:

$$|E| = |H| = H_l r_l / r,$$

с потоком энергии порядка $q = (E^2 + H^2)c/8\pi$. Сшивая поля на световом радиусе $r = r_l$, можно получить формулу для потерь энергии Q (получите эту формулу). Вблизи в первом приближении $E = 0$, но в точном расчете наряду с магнитным полем есть также и электрическое поле, величину которого можно оценить из условий равенства момента электромагнитной силы на различных расстояниях:

$$H \cdot E' r = \text{const.}$$

Ясно, что при поле существенно меньше магнитного:

$$E' \sim Hr/r_l \quad (\text{при } r < r_l).$$

Кроме того, есть еще и дополнительное магнитное поле H' . Дипольное поле является бессильным, поэтому при расчете сил нужно добавлять еще H' .

Получим теперь закон убывания частоты вращения пульсара. Запас энергии пульсара содержится в энергии вращения:

$$E_k = \frac{1}{2} I \Omega^2.$$

Можно считать, что момент инерции звезды I не меняется со временем. Тогда

$$E_k = 2\pi^2 I \nu \frac{d\nu}{dt} = -\frac{2\mu^2}{3c^3} (2\pi)^4 \nu^4,$$

или

$$\frac{1}{\nu^3} \frac{d\nu}{dt} = -A.$$

Интегрируя, получим

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\nu^2} - \frac{1}{\nu_0^2} \right) = At,$$

$$\nu^2 = \frac{1}{2At + 1/\nu_0^2},$$

где ν_0 — начальная частота вращения. Если бы закон был экспоненциальный $d\nu/dt = -A\nu$, то $\nu = \nu_0 \exp(-At)$ и всегда остается зависимость от ν_0 . В нашем случае закон убывания нелинейный, и, как видно, достаточно быстро можно пренебречь ν_0 :

$$\nu^2 \simeq 1/(2At).$$

Эта формула дает возможность проверить теорию. Для пульсара в Крабе известен его возраст t , кроме того, мы знаем величину $A \sim \mu^2/I$. При $I \sim 10^{45}$ г·см² получаем $P = 1,4 \cdot 10^{-2}$ с. В действительности же наблюдается $3 \cdot 10^{-2}$ с, т. е. согласие неплохое. Для пульсаров можно очень точно мерить не только частоту (период), но и скорость, с которой пульсар замедляется:

$$\frac{1}{\nu} \frac{d\nu}{dt} = -\frac{1}{2t}.$$

Для Краба

$$\frac{1}{\nu} \frac{d\nu}{dt} = \frac{1}{2 \cdot 1250 \text{ лет}}.$$

Истинный возраст пульсара, согласно китайским летописям, около 1000 лет (сверхновая на месте Крабовидной туманности вспыхнула в 1054 г.), так что согласие неплохое.

Благодаря большой точности удастся наблюдать многие детали. Одним из интересных феноменов являются быстрые скачки (срывы) периодов вращения (рис. 65), которые наблюдаются у двух пульсаров — в Крабе и в Парусе. Сначала, после срыва, пульсар вращается быстрее, однако за время порядка месяца он опять выходит на прежний темп замедления. Эти явления связывают с наличием в нейтронной звезде твердой кристаллической и жидкой фаз. Для полностью жидкого пульсара при замедлении вращения его фигура постепенно подстраивается под новое равновесное состояние. В кристалле перестройка происходит лишь тогда, когда постепенно растущие при замедлении натяжения превосходят предел прочности. Перестройка происходит практически мгновенно (“звездотрясение”), и момент инерции кристалла меняется скачком. Далее, из-за вязкости между кристаллической и жидкой фазами происходит выравнивание их угловых скоростей. Следует помнить, что нейтронная жидкость может находиться в сверхтекучем состоянии, и вязкость там не совсем обычная.

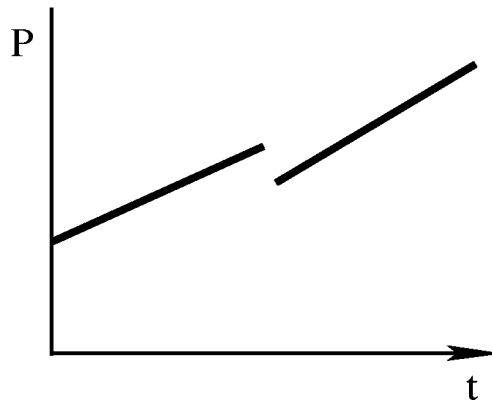


Рис. 65:

Дальше нас будут интересовать явления, происходящие снаружи пульсара. Как будут взаимодействовать низкочастотные магнитодипольные электромагнитные поля с окружающей плазмой? Электромагнитные волны, частота которых меньше частоты ленгмюровских колебаний плазмы, будут отражаться от плазмы. Электронам при этом передается импульс и плазма выталкивается.

Рассмотрим, что происходит, когда частота мала и можно изучать движение каждого электрона в отдельности, независимо от других. Уравнение движения электрона в поле плоской электрической волны запишется в виде

$$mdv/dt = eE = eE_0 \cos \omega t.$$

Откуда скорость

$$v = \frac{eE_0}{m\omega} \sin \omega t.$$

Таким образом, амплитуда v зависит от ω . При малой частоте поле долго тянет электрон в одну сторону, и амплитуда растет. Очевидно, движение электрона становится релятивистским при

$$eE_0 = m\omega c.$$

Теперь вместо $m dv/dt$ нужно писать dp/dt . Кроме того, нельзя пренебрегать магнитным полем. Найдем границу области релятивизма. Перепишем условие в виде

$$\frac{eE_0 c}{\omega m c^2} = \frac{eE_0 \lambda / 2\pi}{m c^2} = 1.$$

Отметим, что эта комбинация оказывается лоренц-инвариантной. При движении в другой системе отсчета λ и E изменяются так, что их произведение $E_0 \lambda$ оказывается постоянным (это видно для плоской волны). Для пульсара с периодом вращения $P = 1$ с $\lambda = 3 \cdot 10^{10}$ см и $eE_0 = 10^{-4}$ эВ/см, т. е. $E_0 = 10^{-4}$ В/см = $3 \cdot 10^{-7}$ СГСЭ, или, что то же, $H_l = 10^{12}$ Гс, а на световом цилиндре $H_l \simeq 10^5$ Гс. Таким образом, далеко за световым цилиндром волна сильная.

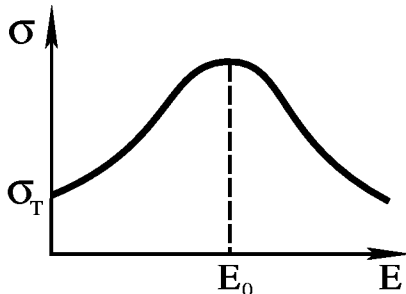


Рис. 66: Результаты таковы, что в основном релятивистский

Задача легко решается для электромагнитной волны, поляризованной по кругу, когда движение электрона круговое. Следует заметить, что релятивистская задача нелинейна и не сводится к сумме двух плоскополяризованных решений. Общая методика решения следующая: учитывается реакция излучения и пишется, что излучение равно работе электромагнитных сил. Задача об излучении релятивистских электронов, движущихся по кругу, решена в теории синхротронного излучения.

электрон излучает в плоскости вращения на частоте $\nu_{\max} = \nu_{\text{вр}}\gamma^2$, где $\gamma = E/m_0c^2$ — фактор Лоренца. Сечение рассеяния сначала растет по закону $\sigma = \sigma_T[1 + (E/E_0)^2]$, а затем падает (рис. 66). Такое поведение сечения обусловлено изменением работы сил электрического поля волны, которая зависит от относительной ориентации векторов скорости \vec{v} и электрического поля \vec{E} . Подобную задачу можно также решить при наличии продольного магнитного поля.

§ 10.3. Магнитосфера пульсара

Итак, рассматривая магнитодипольное излучение наклонного ротатора, мы показали, что такой подход дает правильную энергетику, закон затухания вращения, приток энергии в окружающую туманность, но все это еще далеко от наблюдаемой картины пульсара. Во-первых, низкочастотное излучение не проходит через межзвездную среду. Но самое главное — магнитный диполь не может вращаться в вакууме не из-за окружающей среды (ее он выталкивает), а за счет того, что индуцированные электрические поля вытягивают с поверхности звезды электрически заряженные частицы, которые затем ускоряются и инжектируются в окружающее пространство.

Рассмотрим вращающийся магнитный диполь (шарик) с осевой симметрией: $\vec{\mu} \parallel \vec{\Omega}$ (рис. 67). Для дипольного магнитного поля компоненты поля в сферических координатах имеет вид:

$$H_r = \frac{2\mu}{r^3} \cos \theta, \quad H_\theta = \frac{\mu}{r^3} \sin \theta. \quad (10.1)$$

Такое поле, естественно, бессиповое: $\text{rot } H = 0$. Спрашивается, что будет, если вращающийся шарик металлический. Нас инетресует внутренность шарика. Поверхность шарика — это контур, движущийся в магнитном поле со скоростью $v_\varphi = \Omega R \sin \theta$ ($v_r = v_\theta = 0$). В таком случае появляется лоренцева сила $\sim \vec{v} \times \vec{H}$, действующая на электрические заряды. Это приводит к разделению зарядов и к появлению дополнительного электрического поля. Заряды

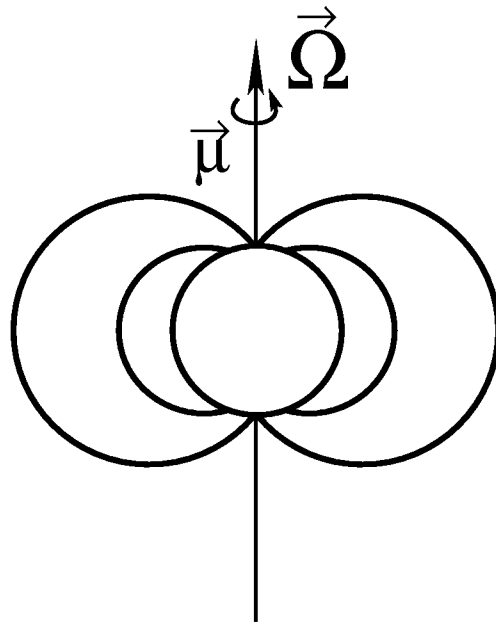


Рис. 67:

перестанут двигаться по поверхности лишь тогда, когда во вращающейся системе координат суммарная сила, действующая на заряды, окажется равной нулю, т. е. потребуем, чтобы равнялась нулю э.д.с. в этой системе координат.

Чтобы найти окончательное распределение зарядов, определим поле во внешнем пространстве, при котором на поверхности

$$E_{\theta} = (v_{\varphi}/c)H_r + E_{\theta \text{ внешн}} = 0.$$

Пока считаем, что снаружи вакуум и поле H дипольное. Тогда (1) дает

$$E_{\theta \text{ внешн}} = -\frac{2\mu\Omega}{R^2} \sin \theta \cos \theta.$$

Характерно, что в это выражение вошло произведение $\sin \theta \times \cos \theta$, т. е. квадрат функции θ . Таким образом, мы имеем дело со второй гармоникой, т. е. индуцированное электрическое поле должно иметь квадрупольный характер:

$$E_{\theta} = \frac{6g}{r^4} \cos \theta \sin \theta, \quad E_r = \frac{9g}{r^4} \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right),$$

где квадрупольный момент

$$q = \frac{1}{3} \frac{\mu R^2 \Omega}{c} = \frac{1}{3} \frac{\mu R^2}{r_l}.$$

Рассмотренное явление называется униполярной индукцией. Вольтметр, присоединенный скользящими контактами к полюсу и экватору (рис. 68), покажет разность потенциалов

$$\varphi \sim H \omega/c.$$

Радиальная компонента индуцированного электрического поля на поверхности не скомпенсирована, что приводит к появлению поверхностного заряда. Заметим, что, добавляя электрический заряд Q , можно менять полный заряд шарика и радиальное поле во внешнем пространстве $E'_r \sim Q/r$. Но разность зарядов в двух точках для поверхности шарика остается всегда постоянной. В лаборатории можно достичь полей $H \sim 20000$ Гс. Для шарика с радиусом $R = 1$ см максимальная скорость вращения на поверхности $v = 3$ км/с соответствует теоретическому пределу прочности. В этом случае максимально возможное электрическое поле

$$E \simeq H (v/c) = 60 \text{ В/см.}$$

Такая величина поля в лаборатории не вызовет эмиссии электронов из холодного металла, и приближение униполярной индукции является хорошим приближением.

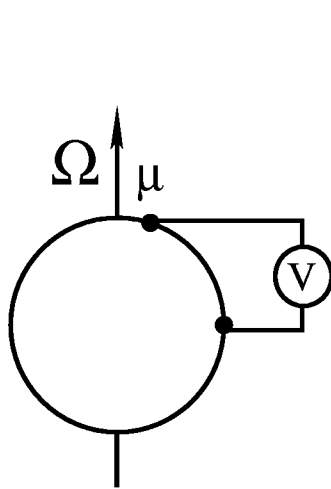


Рис. 68:

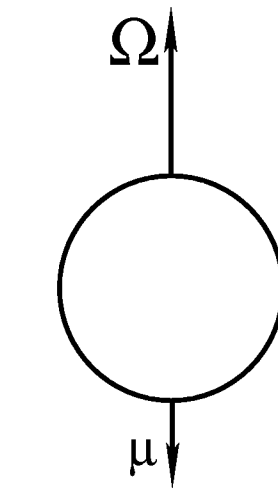
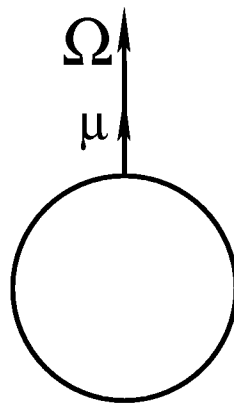


Рис. 69:

Иная ситуация для замагниченной нейтронной звезды:

$$H \simeq 10^{12} \text{ Гс}, \quad P = 0,03 \text{ с}^{-1}, \quad R = 10^6 \text{ см.}$$

Подставляя эти значения, получим $E = 0,6 \cdot 10^{10} \text{ СГСЭ} = 2 \cdot 10^{12} \text{ В/см}$! Такое поле мгновенно ионизует вещество (в атоме водорода $E = 13 \text{ В}/10^{-8} \text{ см} = 10^9 \text{ В/см}$). И самое главное, электрическая сила eE в сотни раз и более превышает силу притяжения протонов к звезде. Таким образом, должна происходить инжекция частиц. Укажем на две различные ситуации: в зависимости от отношения направлений магнитного поля $\vec{\mu}$ и угловой скорости $\vec{\Omega}$ с полюсов могут вырываться либо протоны, либо электроны (рис. 69). Знаки $\vec{\mu}$ или $\vec{\Omega}$ в отдельности не имеют физического смысла, так как зависят от того, в системе какой ориентации мы наблюдаем: правой или левой ($\vec{\mu}$ и $\vec{\Omega}$ — псевдовекторы). Однако произведение $(\vec{\mu}\vec{\Omega})$ уже имеет инвариантный смысл. Магнитный момент $\vec{\mu}$ создается токами (движением электронов). Вещество звезды при вращении может двигаться в ту же сторону, что и электроны, или в другую. Интересно было бы выяснить, как должны различаться в наблюдениях эти два типа пульсаров.

Максимально возможная энергия частиц, ускоряемых электрическим полем пульсара, велика. Для Краба $\varphi \sim ER \sim 10^{18} \text{ эВ}$, т. е. могут получаться космические лучи, в более молодых пульсарах можно ожидать энергий порядка 10^{21} эВ .

Появление электрических зарядов вокруг пульсара приводит к появлению дополнительных полей, и в общем случае должна решаться самосогласованная задача с учетом этих полей. Пока разработана лишь приближенная модель Юиана-Голдрейха, в которой предполагается, что вокруг пульсара существует вращающаяся твердотельно магнитосфера с электрическим по-

лем, удовлетворяющим уравнению

$$\vec{E} = (\vec{v} \times \vec{H})/c.$$

Плотность заряда найдем из уравнения

$$\rho = \operatorname{div} \vec{E} = -\frac{2H_0\Omega}{c} \frac{1}{1-v^2/c^2} \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) r^{-3}.$$

Таким образом, имеются зоны (конуса) с различными знаками зарядов (уравнение разделяющей поверхности $\cos \theta = \pm 1/3$). Для дипольного поля плотность расходится на световом цилиндре. На самом деле вблизи светового цилиндра вращающиеся заряды искажают исходное магнитное поле:

$$\operatorname{rot} H = j_\varphi = \rho v_\varphi.$$

Действуя последовательными приближениями, можно показать, что добавки в поле по порядку величины

$$H_1 \simeq H_0(r/r_l)^2.$$

Есть еще одно важное ограничение на описываемую картину. Для силовых полей, не выходящих за световой цилиндр, возможно статическое равновесие. Однако вдоль силовых линий, пересекающих цилиндр, такое равновесие невозможно — частицы должны уходить на бесконечность. Звезда с таким истечением будет терять энергии примерно столько же, сколько диполь в вакууме, но ясно, что механизм потерь здесь совсем иной.

К сожалению, пока очень мало разработаны картины распределения электромагнитных полей с учетом истечения для наклонного диполя. Имеется несколько моделей, предполагающих, что вещество накапливается на замкнутых силовых линиях вблизи светового цилиндра и вращается со скоростью порядка 0,8–0,9 с. В такой картине возможно направленное импульсное излучение сгустков плазмы, направленность которого обусловлена абберацией света, аналогично тому как это происходит при вращении электрона в магнитном поле.

§ 10.4. Аккреция на релятивистские звезды

В начале 70-х годов интенсивные заатмосферные исследования в рентгеновском диапазоне электромагнитного спектра, которые проводились с помощью ракет и специализированных спутников, привели к открытию нового класса астрономических объектов — компактных рентгеновских источников в составе тесных двойных систем. Среди них встречаются как рентгеновские пульсары, т. е. источники, излучение которых периодически промодулировано во времени, так и источники, для которых характерны хаотические вариации наблюдаемого потока излучения. Анализ динамики двойных систем,

включающих рентгеновские источники, показал, что их массы типично звездные. Компактность рентгеновских источников дает основание считать, что они представляют собой нейтронные звезды и, возможно в некоторых случаях, черные дыры. Для большинства отождествленных оптических компонентов этих систем установлено, что они интенсивно теряют вещество со своей поверхности. Очевидным источником энергии для рентгеновских источников в таких условиях является аккреция — физический процесс захвата и падения вещества в гравитационном поле тяготеющей массы, сопровождающееся выделением гравитационной энергии.

Свободное падение холодного вещества на черную дыру происходит без выделения энергии, так как у черной дыры отсутствует поверхность, ударяясь о которую падающее вещество могло бы остановиться и выделить энергию. Однако в двойной системе вещество, истекающее с поверхности нормальной звезды и падающее на черную дыру, обладает относительно последней моментом вращения, препятствующим свободному падению вещества. Наиболее вероятной является картина аккреции с образованием диска вокруг черной дыры. Вещество в диске в первом приближении вращается по круговым кеплеровским орбитам. Благодаря трению между соседними слоями вещество каждого слоя отдает свой момент вращения внешним по отношению к себе слоям и приближается к черной дыре. При этом выделяется гравитационная энергия, часть которой идет на увеличение кинетической энергии вращения, а другая часть, превращаясь в теплоту, излучается с поверхности диска. Внутренняя граница диска R_i совпадает с последней устойчивой круговой орбитой. В метрике Шварцшильда $R_i = 3R_g$, в метрике Керра с максимально возможным моментом вращения черной дыры $R_i = R_g/2$. Максимум излучаемого потока энергии достигается во внутренних областях диска на расстояниях $(10-20) R_g$ от черной дыры, где выделяется максимальная гравитационная энергия. Общее энерговыделение, а также вид спектрального распределения выходящего излучения прежде всего определяется скоростью аккреции, т. е. темпом поступления вещества в диск. Характерным параметром является критический поток вещества \dot{M}_c , при котором полная светимость диска $L = \eta \dot{M}_c^2$ равна предельной эддингтоновской светимости $L_c = 10^{38} (M/M_\odot)$ эрг/с, где η — эффективность переработки гравитационной энергии (для невращающейся черной дыры, которая описывается метрикой Шварцшильда, $\eta=0,057$, в метрике Керра с максимально возможным моментом вращения $\eta = 0,42$).

При существенно докритических потоках $\dot{M} \approx 10^{-12}-10^{-10} M_\odot/\text{год}$ светимость диска $L \simeq 10^{34}-10^{36}$ эрг/с. Максимальная температура диска в области максимального энерговыделения $T_{ef} \simeq 3 \cdot 10^5 - 10^6$ К, и энергия излучается главным образом в недоступных для прямых наблюдений ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах. С увеличением аккреции линейно растет светимость, поднимается эффективная температура излучения, и при

потоках $\dot{M} \simeq 10^{-9}-10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ черна ядыра оказывається мощной рентгеновской звездой со светимостью $L \simeq 10^{37}-10^{39}$ эрг/с и эффективной температурой излучения $T_{ef} \simeq 10^7-10^8$ К. Если же поток вещества, втекающего в диск, превышает критическое значение, то из внутренних областей диск под действием давления излучения начинается отток газа перпендикулярно поверхности диска. Рентгеновское излучение центральных областей диска поглощается в оттекающем газеи перерабатывается в более мягкие кванты, и при $\dot{M} > \dot{M}_c$ черна дыра будет наблюдаться как яркая оптическая звезда, светимость которой близка к L_c .

Среди известных двойных систем, содержащих рентгеновские источники, наиболее интересным является источник Лебедь X-1. По имеющимся данным масса рентгеновского источника с этой системе превышает $6M_{\odot}$, т. е. в несколько раз больше критической массы нейтронной звезды. Предполагается, что этот объект — черна дыра.

Аккреция на нейтронную звезду сопровождается выделением энергии, равной гравитационному потенциалу GM/R_0 на поверхности звезды. Наблюдаемые проявления в двойных системах аккрецирующих нейтронных звезд без магнитных полей практически не отличается от описанной выше картины дисковой аккреции на черные дыры. Однако аккреция на вращающуюся нейтронную звезду с магнитным полем, направление которого не совпадает с осью вращения, может привести к феномену рентгеновского пульсара. Картина дисковой аккреции при наличии у звезды мощного магнитного поля нарушается на расстоянии, где плотность энергии магнитного поля сравнивается с плотностью кинетической энергии аккрецирующего потока вещества. На более близких от нейтронной звезды расстояниях магнитное поле канализирует аккрецию, направляя падающее вещество в область магнитных полюсов. Падение газа на поверхность звезды приводит к появлению ударной волны и излучению энергии компактными зонами вблизи полюсов. Если магнитная ось нейтронной звезды не совпадает с ее осью вращения, то это приведет к пульсациям наблюдаемого излучения. Такая звезда наблюдается как пульсар. Падающее в область магнитных полюсов вещество приносит с собой вращательный момент, который оно имело на внутренней границе диска. Результатом является увеличение момента вращения звезды и ускорения ее вращения. Этот эффект наблюдается у рентгеновских пульсаров в двойных звездных системах. Напомним, что для одиночных радиопулсаров источником энергии является кинетическая энергия вращения нейтронной звезды, поэтому у таких пульсаров наблюдается замедление вращения. Это указывает на принципиальное отличие природы рентгеновских пульсаров в двойных системах от одиночных пульсаров и является сильным аргументом в пользу аккреции как определяющего источника энергии излучения рентгеновских источников в двойных системах.