

УДК: 524.354.4-77

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ. I (наклонный ротатор)

Г.С.СААКЯН

Поступила 6 марта 1996

В нашей предыдущей работе [13] исследовалась проблема радиоизлучения пульсара для случая соосного ротатора. В этой работе она решена для реального случая, когда магнитная ось звезды не совпадает с ее осью вращения (наклонный ротатор). Показано, что над магнитной шапкой звезды образуется особая область, называемая магнитной воронкой, где происходят бурные процессы размножения частиц. Высота этой области $h \approx 8 \cdot 10^4 \Omega^{2/3} \mu^{1/3} R^{1/3}$, см и радиус $(Qr/c)^{1/2}$ слабо зависят от угла наклона α (Ω - угловая скорость вращения, μ - магнитный момент, R - радиус звезды, r - расстояние от центра звезды). Показано, что радиоизлучение пульсара формируется в магнитной воронке. Здесь в ходе активных радиационных процессов формируются два основных потока частиц, высокой ультрарелятивистской энергии: идущий вверх поток электронов и падающий на магнитную шапку звезды поток позитронов. Эти основные потоки сопровождаются отдельными узкими полосками потоков позитронов и электронов сравнительно малой энергии, являющимися достаточно мощными когерентными источниками радиоизлучения. Такие вторичные потоки образуются сразу же после аннигиляции квантов изгибного излучения, испускаемых частицами основных потоков. Произведена оценка радиосветимости пульсара: $L \approx 7.4 \cdot 10^{22} \Omega^{1/2} \mu^{1/3} \psi(\alpha)$, где $\psi(\alpha)$ известная функция (при $\alpha < 50^\circ$, $\psi \approx 1$). Приравняв теоретическую L к наблюдаемому L_0 радиосветимости, получаем формулу $\mu_{\text{нз}} \approx R^{1/2} R^{1/4} (2.1 \cdot 10^{-22} L_0 / \psi)^{3/2}$ для магнитного момента нейтронной звезды пульсара, P - период пульсара. Вычисленные по этой формуле магнитные моменты медленных пульсаров оказываются заметно большими, чем магнитные моменты быстрых пульсаров. Магнитная воронка работает с перерывами, периодически испытывая разряд, следовательно процесс образования радиоизлучения пульсара работает с перерывами. Продолжительность процесса образования радиоизлучения и перерывы между этими процессами порядка $h/c \approx 2.7 \cdot 10^{-4} \Omega^{2/3} \mu^{1/3}$ с, т.е. радиопульс пульсара имеет микроструктуру. Следовательно изучение микроструктуры профилей наблюдаемых радиопульсов пульсаров позволит получить дополнительную информацию о магнитных моментах нейтронных звезд.

1. *Введение.* В результате интенсивных поисков, предпринятых в начале семидесятых годов, в работах [1-10] и в ряде других сформировалось общее правильное представление о физической природе пульсаров. Выяснилось, что пульсар - это сильно намагниченная, быстро вращающаяся нейтронная звезда, окруженная сравнительно разряженной протяженной плазменной средой [1,2], состоящая из области замкнутых магнитных силовых линий (магнитосфера) и сравнительно узкого канала

"открытых" магнитных силовых линий [2]. В магнитосфере плазма (преимущественно электронно-позитронная) удерживается магнитным полем. Здесь утечка частиц в поперечном к магнитным силовым линиям направлении практически невозможна: она может произойти только благодаря весьма неэффективному механизму диффузии, обусловленному кулоновскими столкновениями частиц.

В канале открытых магнитных силовых линий (ниже называемый *радиационным каналом*) движение частиц происходит только по силовым линиям магнитного поля. Движение частиц в поперечном направлении невозможно, так как всякое их отклонение в этом направлении, немедленно гасится весьма эффективным синхротронным излучением (магнитная индукция здесь порядка 10^{12} Гс), то же самое имеет место и в магнитосфере.

Вращением генерируется мощное электрическое поле внутри и вне намагниченной нейтронной звезды. Но характер этого поля в разных областях пульсара разный. В звезде и магнитосфере, благодаря вмерзности плазмы в магнитное поле, продольный компонент напряженности электрического поля равен нулю, тогда как в радиационном канале имеется сильное продольное электрическое поле. В результате, в значительной части радиационного канала образуется уникальная ситуация: движение частиц происходит по силовым линиям, вдоль которых действует сильное продольное электрическое поле. Энергии частиц здесь являются ультрарелятивистскими. В этих экстремальных условиях, в нижней части радиационного канала, происходят бурные радиационные процессы, приводящие, в конечном счете, к образованию относительно мощного радиоизлучения пульсара. Роль этих физических условий и процессов в вопросе генерации радиоизлучения пульсара была правильно оценена и первая его теория предложена в работах [3,6].

Основными радиационными процессами, происходящими в нижней части радиационного канала, где магнитное и электрическое поля достаточно сильные, являются изгибное излучение электронов (позитронов) и рождение электронно-позитронных пар в актах аннигиляции квантов изгибного излучения. Движущийся по магнитной силовой линии электрон испускает излучение, называемое изгибным, мощность которого определяется радиусом кривизны этой линии и энергией частицы. В условиях сильного электрического поля, энергии частиц здесь очень высокие, поэтому характерная энергия кванта изгибного излучения также

оказывается высокой $\hbar\omega_c \gg 2m_e c^2$. В условиях достаточно сильного магнитного поля квант изгибного излучения является неустойчивым: пройдя сравнительно небольшое расстояние он аннигилирует на электронно-позитронную пару. В этом явлении магнитное поле играет роль третьего тела, обеспечивающее сохранение импульса.

При достаточно сильном продольном электрическом поле и относительно малом радиусе кривизны магнитных силовых линий, в нижней части радиационного канала развивается лавинный процесс образования электронно-позитронных пар. В [6] предполагается, что радиоизлучение является изгибным излучением сгустков зарядов с размерами порядка излучаемых волн, содержащих достаточно большое число частиц. Считается, что эти сгустки в принципе могут образоваться в исходящем из нижней части радиационного канала потоке плазмы, при прохождении через нее относительно быстрого и сравнительно слабого ультрарелятивистского потока первичных частиц. Здесь речь идет об эффекте бунчировки (bunching) возникающем при двухпотоковой неустойчивости. При том продольном электрическом поле, которое принято в упомянутой работе, эффект бунчировки, в протекающей по радиационному каналу плазме, может проявляться лишь далеко от магнитной шапки звезды, где-то на расстояниях порядка $5 \cdot 10^4$ см от нее.

Представление о том, что радиоизлучение пульсара формируется в радиационном канале и что по своей природе оно является изгибным излучением каких-то сгустков зарядов, безусловно, правильное и должно служить основой для построения теории этого уникального явления природы. Именно на этом пути в ряде наших работ [11-13] мы пытались разработать новый вариант теории радиоизлучения пульсара, который в трех принципиальных вопросах существенно отличается от варианта, рассмотренного в работе [6]. Мы имеем в виду вопрос электрического поля в радиационном канале пульсара, предположение о бунчировке исходящей из магнитного зазора (нижняя часть радиационного канала, где происходит интенсивное размножение частиц) электронно-позитронной плазмы и о характере магнитного поля вблизи полюса нейтронной звезды.

Считается, что от магнитной шапки звезды происходит непрерывная инжекция электронов (мы имеем в виду случай, когда магнитная ось симметрии совпадает с осью вращения звезды), в результате чего у основания радиационного канала образуется движущееся с релятивистской

скоростью облако зарядов с плотностью [3,6]:

$$\rho_e \approx -\frac{\Omega B_z}{2\pi c}, \quad z \ll R, \quad (1)$$

где Ω - угловая скорость вращения звезды, B_z - магнитная индукция вблизи полюса, R - радиус звезды и z - высота над магнитной шапкой звезды. Вблизи полюса звезды, безусловно, существует сильное продольное электрическое поле, поэтому здесь происходят радиационные процессы $e \rightarrow e + \hbar\omega_k$, $\hbar\omega_k \rightarrow e^+e^-$ в результате чего формируется плазма, в которой плотность частиц со временем быстро растет. Разумеется, этот процесс не может продолжаться сколь угодно долго: при достижении плотности плазмы некоторого предельного значения происходит разряд, и продольное электрическое поле исчезает. Таким образом, над магнитной шапкой звезды формируется особая область, называемая магнитным зазором, который со временем периодически исчезает и появляется.

Считая, что продольное электрическое поле определяется облаком инжектируемых в радиационный канал электронов, в работе [3] при граничном условии $E(0)=0$ получен

$$E(z) = -\frac{2\Omega B_z}{c} z \quad (2)$$

а в [6] для граничного условия $E(h)=0$ получен

$$E(z) = -\frac{2\Omega B_z}{c} (h - z), \quad (3)$$

где h - высота магнитного зазора. В обоих случаях для высоты магнитного зазора получается результат

$$h \approx 10^4 \rho_k^{2/7} B_{12}^{-4/7} \Omega^{-3/7}, \quad (4)$$

где $\rho_k = 10^6 \rho_e$ - радиус кривизны магнитной силовой линии вблизи полюса, $B_{12} = 10^{-12} B_z$.

Наше замечание относительно решений (2) и (3) для электрического поля состоит в том, что протекающие по радиационному каналу заряды, по сути дела, являются пробными зарядами, движущимися в относительно сильном продольном электрическом поле, непосредственно генерируемом вращением намагниченной нейтронной звезды. Таким образом, неверно считать, что в радиационном канале электрическое поле определяется облаком инжектируемых от полюса звезды электронов. По этому вопросу имеется и второе возражение. Оно состоит в том, что выражения (2) и (3) не согласованы с решениями уравнения Пуассона для областей звезды

и магнитосферы.

Теперь о нашем втором замечании. Возбуждение ветви плазменных колебаний, приводящее к эффекту бунчировки, возможно только при наличии строго определенных условий, а именно, когда через нейтральную, холодную плазму проходит заряженный релятивистский, сравнительно слабый поток электронов. В рассматриваемом случае таких условий вовсе нет. Исходящий из магнитного зазора поток плазмы был бы таким, если бы все e^+e^- - пары образовывались у самого потолка магнитного зазора. Тогда в этом потоке электроны и позитроны имели бы одинаковую энергию и, следовательно, в системе отсчета связанной с потоком мы имели бы холодную, нейтральную и однородную плазму. Но исходящий из магнитного зазора поток плазмы формируется из электронно-позитронных пар, образованных на разных глубинах под его потолком. Это обстоятельство в рассматриваемом вопросе имеет существенное значение, ибо после рождения e^+e^- - пары электрон ускоряется продольным электрическим полем (случай $\vec{B}, \parallel \vec{\Omega}$), а движение позитрона тормозится, поэтому в энергиях частиц как одинакового заряда, так и разного заряда, образуется сильный разброс.

Более того, часть позитронов, которые родились на относительно больших глубинах от потолка магнитного зазора, испытывая полное торможение, возвращаются назад к полюсу звезды. Это означает, что выбрасываемый из магнитного зазора поток плазмы не только состоит из частиц разных энергий, но к тому же не нейтральный. Как видим, здесь условия не те, которые необходимы для проявления эффекта бунчировки, и поэтому нет оснований утверждать, что при прохождении через эту плазму сравнительно слабого потока первичных электронов более высокой энергии, эта уникальная и весьма неустойчивая ветвь плазменных колебаний будет возбуждаться.

Третье наше замечание относительно обсуждаемого вопроса теории касается величины радиуса кривизны магнитной силовой линии, имеющей важное значение для изгибного излучения. Магнитное поле нейтронной звезды в основном определяется ее адронным ядром, радиус типичных представителей которой превышает толщину Ae - оболочки [14,15]. Поэтому можно считать, что нейтронная звезда намагничена приблизительно однородно и, что вне ее магнитное поле дипольное.

В радиационном канале, где мы имеем дело с меридиональными углами $\theta \ll 1$, радиус кривизны силовой линии дипольного магнитного

поля определяется формулой

$$R \approx \frac{4r}{3\theta}, \quad (5)$$

где r - расстояние от центра звезды. Угол крайней магнитной силовой линии, т.е. линии, которая в пределах светового цилиндра не замыкается внутри магнитосферы, для такого поля равен

$$\theta_m(r) \approx \left(\frac{\Omega r}{c} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Пока речь идет о соосном ротаторе.

В любом варианте теории, радиоизлучение пульсара в основном определяется силовыми линиями тонкого наружного слоя радиационного канала. Из (5) и (6) следует, что для этих магнитных силовых линий

$$R(r) \approx \frac{4}{3} \left(\frac{cr}{\Omega} \right)^{1/2} \approx 231 \cdot 10^8 \left(\frac{R_g x}{\Omega} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где $x=r/R$. Это значение радиуса кривизны при $x \approx 1$ является слишком большим: Соответствующая характерная энергия кванта изгибного излучения оказывается недостаточной для развития в магнитном зазоре необходимого для радиоизлучения лавинного процесса размножения частиц. Поэтому, с целью построения теории радиоизлучения пульсара хотя бы на качественном уровне, в [6] предполагается, что $\rho_c(R) \approx R \approx 10^6$ см. Такая возможность мотивируется тем, что магнитное поле пульсара, по-видимому, содержит компоненты высших мультиполей, вклады которых вблизи поверхности звезды могут быть заметно большими. Циркулирующие на поверхности звезды и в ее магнитосфере электрические токи, конечно, вносят некоторые искажения в исходное магнитное поле, однако они, будучи вторичными эффектами, генерируемые вращением, разумеется, не могут преобладать над исходным магнитным полем. А что касается исходного магнитного поля нейтронной звезды, то такое сильное отклонение его от дипольного мало вероятно.

Ко всему вышесказанному следует добавить следующий решающий аргумент против версии о том, что радиоизлучение является изгибным излучением сгустков зарядов, которые якобы образуются в протекающем по радиационному каналу потоке плазмы, далеко за пределами магнитного зазора. Анализ материала о макроструктуре профилей радиоимпульсов пульсаров, проведенный в работе [16], показывает, что формирование радиоизлучения пульсара в радиационном канале происходит не на

расстояниях $r \approx 500R$, как должно было быть по этой версии, а на расстояниях $0 < z \leq 10R$ от магнитной шапки звезды.

В ряде наших работ [11-13] был предложен новый вариант теории радиоизлучения пульсара. Было найдено принципиально новое решение для электрического поля в радиационном канале, согласованное с электрическим полем в других областях пульсара, в предположении, что магнитное поле нейтронной звезды является дипольным. Найден новый канал образования радиоизлучения пульсара. Показано, что источником радиоизлучения пульсара является изгибное излучение определенных отрезков потоков вторичных частиц, образованных при аннигиляции квантов изгибного излучения частиц высоких энергий.

В предыдущих наших работах проблема радиоизлучения пульсара рассматривалась для случая соосного ротатора. Настоящая работа является продолжением и развитием этих работ. Здесь эта проблема исследуется для более реального случая, когда магнитная ось не совпадает с осью вращения звезды. Одновременно проведен ряд существенных уточнений в наших представлениях об очаге формирования радиоизлучения и в процедуре оценок радиосветимости пульсара.

2. Электрическое поле пульсара. В работах [11,13] электрическое поле пульсара было определено, используя следующие допущения: 1. магнитное поле нейтронной звезды дипольное; 2. плазма в звезде и в ее магнитосфере заморожена в магнитное поле и жестко вращается со звездой; 3. в радиационном канале электрическое поле непосредственно определяется вращением. Протекающие по нему всевозможные заряды играют лишь роль пробных зарядов и не могут оказывать существенного влияния на это основное поле. В соответствии с этим представлением об электрическом поле в радиационном канале, за основу принято уравнение Лапласа для электрического потенциала $\Delta\varphi=0$ и найдено согласованное с другими областями пульсара его решение.

В теории радиоизлучения пульсара вопрос электрического поля имеет фундаментальное значение. Поэтому, ради полноты изложения, допуская небольшое повторение, мы считаем необходимым привести также краткое изложение этого вопроса.

В соответствии с тем, что плазма в звезде и в магнитосфере считается замороженной в магнитное поле, электрическое поле в этих областях определяется следующей общей формулой

$$\bar{E} \approx \frac{1}{c} [\bar{B}[\bar{\Omega}\bar{r}]]. \quad (8)$$

В случае, когда направление вектора магнитного дипольного момента $\bar{\mu}$ совпадает с направлением угловой скорости вращения и звезда намагничена однородно, имеем

$$\bar{\mu} = 0.5 R^3 \bar{B}_z = 0.5 R^3 B_z \hat{e}_z, \quad (9)$$

где $\hat{e}_z$ - единичный вектор по направлению оси z .

Подставив (9) в (8), для напряженности электрического поля в звезде получаем:

$$\bar{E}_1 = -\frac{\Omega B_z}{c} r (\sin^2 \theta \cdot \hat{e}_r + \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \hat{e}_\theta), \quad (10)$$

где $\hat{e}_r$ - единичный вектор по направлению радиуса, а $\hat{e}_\theta$ - единичный вектор по меридиональному направлению. Соответствующий потенциал электрического поля равен

$$\varphi_1(r, \theta) = \frac{\Omega B_z}{2c} R^2 \left(\frac{r^2}{R^2} \sin^2 \theta + c_1 \right), \quad (11)$$

c_1 - постоянная.

Теперь определим электрическое поле в магнитосфере нейтронной звезды. Предполагаем магнитное поле дипольным:

$$\bar{B} = \frac{3(\bar{\mu} \bar{r})}{r^3} \bar{r} - \frac{\bar{\mu}}{r^3}, \quad (12)$$

из (8) получаем

$$\bar{E}_2 = \frac{\Omega B_z R^3}{2cr^2} (\sin^2 \theta \cdot \hat{e}_r - \sin 2\theta \cdot \hat{e}_\theta). \quad (13)$$

Отсюда следует

$$\varphi_2(r, \theta) = \frac{\Omega B_z R^2}{2c} \left(\frac{R}{r} \sin^2 \theta + c_2 \right), \quad (14)$$

c_2 - постоянная интегрирования.

Наконец обсудим вопрос электрического поля в радиационном канале. В соответствии с нашим третьим предположением, здесь электрическое поле определяется уравнением Лапласа, которое можно записать в виде

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \varphi_3}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \varphi_3}{\partial \theta} \right) = 0.$$

Оно имеет следующее общее решение

$$\varphi_3(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \left(A_l r^l + \frac{A_l}{r^{l+1}} \right) P_l(\cos \theta), \quad (15)$$

A_l и A_l - постоянные интегрирования.

Сшивая решения (11), (14) и (15) на поверхности звезды получаем

$$\varphi_1 = \frac{\Omega B_* R^2}{2c} \left(\frac{r^2}{R^2} \sin^2 \theta - \frac{2}{3} \right), \quad (16)$$

$$\varphi_2 = \frac{\Omega B_* R^2}{2c} \left(\frac{R}{r} \sin^2 \theta - \frac{2}{3} \right), \quad (17)$$

$$\varphi_3 = \frac{\Omega B_* R^5}{6c r^3} (1 - 3 \cos^2 \theta). \quad (18)$$

В соответствии с нашим предположением, что магнитное поле пульсара дипольное, его электрическое поле является квадрупольным. Звезда и магнитосфера заряжены: в звезде плотность зарядов равна $-\Omega B_*/2\pi c$, а в магнитосфере $-(\bar{\Omega} \bar{B})/2\pi c$ при $r < c/\Omega$. Найденные решения для магнитосферы и радиационного канала относятся только к расстояниям $r < c/\Omega$. Электрическое поле вблизи и вне светового цилиндра совсем другое.

На поверхности раздела радиационного канала и магнитосферы непрерывность электрического потенциала нарушается, что, конечно, недопустимо. Однако здесь ситуация другая: дело в том, что поверхность $\theta_m(r)$, образованная крайними магнитными силовыми линиями, которые не замыкаются внутри магнитосферы, не совсем точно определена. Магнитосфера не имеет резкой границы: на самом деле между ней и радиационным каналом должна существовать некоторая промежуточная область, в которой поле такое, что обеспечивает непрерывный переход потенциалов между соседними областями. Для этой области предполагаемые нами приближения не верны, поэтому мы не можем определить электрическое поле в ней. Угловой раcтвор промежуточной области, по-видимому, должен быть порядка половины углового раствора радиационного канала.

Согласно (18) напряженность электрического поля в радиационном канале равна

$$\bar{E} = -\frac{\Omega B_z R^5}{2cr^4} [(3\cos^2\theta - 1)\hat{e}_r + \sin 2\theta \cdot \hat{e}_\theta]. \quad (19)$$

Для теории радионизлучения пульсара представляет интерес только компонент напряженности вдоль магнитной силовой линии. Учитывая, что в радиационном канале $\theta \ll 1$, получаем

$$E_B = -\frac{2\Omega B_z R^5 \cos^3\theta}{cr^4 \sqrt{3\cos^2\theta + 1}} \approx -\frac{\Omega B_z R^5}{cr^4}. \quad (20)$$

Исходя из тех же предпосылок, что и для соосного ротатора, теперь определим электрическое поле для случая наклонного ротатора. Пусть вектор магнитного момента звезды образует угол α с осью вращения, которую по-прежнему примем за ось z . Для векторов угловой скорости и магнитного момента имеем

$$\begin{aligned} \bar{\Omega} &= \Omega \hat{e}_z, \\ \bar{\mu} &= 0.5 B_z R^3 (\sin\alpha \cos\Omega t \cdot \hat{e}_x + \sin\alpha \sin\Omega t \cdot \hat{e}_y + \cos\alpha \cdot \hat{e}_z). \end{aligned} \quad (21)$$

Декартовый базис связан со сферическим базисом формулами

$$\begin{aligned} \hat{e}_x &= \sin\theta \cos\varphi \cdot \hat{e}_r + \cos\theta \cos\varphi \cdot \hat{e}_\theta - \sin\varphi \cdot \hat{e}_\varphi, \\ \hat{e}_y &= \sin\theta \sin\varphi \cdot \hat{e}_r + \cos\theta \sin\varphi \cdot \hat{e}_\theta + \cos\varphi \cdot \hat{e}_\varphi, \\ \hat{e}_z &= \cos\theta \cdot \hat{e}_r - \sin\theta \cdot \hat{e}_\theta. \end{aligned} \quad (22)$$

Подставляя в (8)

$$\bar{r} = r (\sin\theta \cos\varphi \cdot \hat{e}_x + \sin\theta \sin\varphi \cdot \hat{e}_y + \cos\theta \cdot \hat{e}_z),$$

получаем

$$\bar{E} = \frac{\Omega r}{c} ([\hat{e}_x \bar{B}] \sin\theta \sin\varphi + [\bar{B} \hat{e}_y] \sin\theta \cos\varphi). \quad (23)$$

Сначала определим электрическое поле в звезде. Подставляя в последнюю формулу $\bar{B} = \bar{B}_z = 2R^{-3} \bar{\mu}$ и затем с помощью формул (22), совершая переход к сферическому базису, приходим к результату

$$\begin{aligned} \bar{E}_1 \approx & -\frac{\Omega B_z}{c} r \{ [\cos\alpha \sin^2\theta - \sin\alpha \sin\theta \cos\theta \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_r + \\ & + [\cos\alpha \sin\theta \cos\theta + \sin\alpha \sin^2\theta \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_\theta \}. \end{aligned} \quad (24)$$

Это выражение напряженности электрического поля при $\alpha=0$ согласуется с соответствующим выражением (10) для случая соосного ротатора.

Перейдем к определению электрического поля в магнитосфере. Подставляя в (23) выражение магнитной индукции (12) и затем используя (22), после выкладок получаем

$$\begin{aligned} \bar{E}_2 \approx \frac{\Omega B_1 R^3}{2cr^2} \{ [\cos\alpha \sin^2\theta - \sin\alpha \sin\theta \cos\theta \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_r - \\ - 2[\cos\alpha \sin\theta \cos\theta + \sin\alpha \sin^2\theta \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_\theta \}. \end{aligned} \quad (25)$$

При $\alpha=0$, это выражение переходит в выражение (13) для случая соосного ротатора.

Наконец перейдем к рассмотрению электрического поля в радиационном канале. В случае соосного ротатора тангенциальный компонент напряженности электрического поля на поверхности магнитной шапки звезды не испытывает скачка. Предположим, что это имеет место и в этом случае

$$E_{1r}(R, \theta, \varphi) = E_{1r}(R, \theta, \varphi).$$

Учитывая это требование и выражение напряженности электрического поля в звезде (24), можно написать

$$\begin{aligned} \bar{E}_3 \approx -\frac{\Omega B_1}{c} f(r) \{ \psi(\alpha, \theta, \varphi) \hat{e}_r + [\cos\alpha \sin\theta \cos\theta + \\ + \sin\alpha \sin^2\theta \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_\theta \}, \end{aligned} \quad (26)$$

где $f(r)$ и $\psi(\alpha, \theta, \varphi)$ - неизвестные функции. Это наиболее общий вид $\bar{E}_3$, согласованный с (24) условием непрерывности тангенциальной компоненты напряженности электрического поля. Теперь, следуя одному из наших допущений, будем считать, что в радиационном канале

$$\text{div } \bar{E}_3 \approx 0. \quad (27)$$

Подставив в это уравнение выражение (26) для $\bar{E}_3$, получаем

$$\frac{\psi}{r^2} \frac{d(r^2 f)}{dr} + \frac{f}{r} [2\cos\alpha \cos^2\theta - \cos\alpha \sin^2\theta + 3\sin\alpha \sin\theta \cos\theta \cos(\Omega t - \varphi)] = 0.$$

Произведя в этом уравнении разделение переменных и проинтегрировав, приходим к результату

$$\bar{E}_3 \approx -k \frac{\Omega B_1}{cr^{n+2}} \left\{ \frac{\cos \alpha (3 \cos^2 \theta - 1) + 3 \sin \alpha \sin \theta \cos \theta \cos(\Omega t - \varphi)}{n} \hat{e}_r + \right. \\ \left. + [\cos \alpha \sin \theta \cos \theta + \sin \alpha \sin^2 \theta \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_\theta \right\}.$$

Здесь $n(\alpha)$ - постоянная разделения переменных, а k - постоянная интегрирования. Сравнивая этот результат с выражением (19) для случая $\alpha=0$, приходим к заключению, что $k=R^5$, $n(0)=2$. А из соображений размерности следует, что постоянная разделения переменных n вообще не зависит от угла α .

Таким образом напряженность электрического поля в радиационном канале равна

$$\bar{E}_3 \approx -\frac{\Omega B_1 R^5}{2cr^4} \left\{ [\cos \alpha (3 \cos^2 \theta - 1) + 3 \sin \alpha \sin \theta \cos \theta \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_r + \right. \\ \left. + 2[\cos \alpha \sin \theta \cos \theta + \sin \alpha \sin^2 \theta \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_\theta \right\}. \quad (28)$$

Радиационный канал пульсара образуется вокруг оси симметрии магнитного поля. Угол его раствора равен $2\varepsilon_m(r)$, где $\varepsilon_m(r)$ - меридиональный угол точки крайней открытой магнитной силовой линии, отсчитанный от оси симметрии магнитного поля. Следовательно, полученная формула напряженности электрического поля справедлива только для области углов

$$\alpha - \varepsilon_m(r) < \theta < \alpha + \varepsilon_m(r). \quad (29)$$

Теперь нам нужно вычислить продольный компонент напряженности электрического поля. Учитывая, что в сферическом базисе магнитная индукция (12) определяется формулой

$$\bar{B} = \frac{B_1 R^3}{2r^3} \left\{ 2[\cos \alpha \cos \theta + \sin \alpha \sin \theta \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_r + \right. \\ \left. + [\cos \alpha \sin \theta - \sin \alpha \cos \theta \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_\theta - \sin \alpha \sin(\Omega t - \varphi) \hat{e}_\varphi \right\},$$

находим:

$$E_B = -\frac{\Omega B_1 R^5}{cr^4} f \cos \theta, \quad (30)$$

где

$$f = \frac{2[\cos\alpha\cos\theta + \sin\alpha\sin\theta\cos(\Omega t - \varphi)]^2}{\{1 + 3[\cos\alpha\cos\theta + \sin\alpha\sin\theta\cos(\Omega t - \varphi)]^2\}^{1/2}}.$$

Радиоизлучение пульсара формируется в нижней части радиационного канала, где $\varepsilon_m(r) \ll 1$. Поэтому при углах наклона α порядка ε_m фактически мы имеем дело со случаем соосного ротатора, т.е. можно считать, что $\cos\theta \approx 1$, $f \approx 1$. Следовательно, говорить о наклонном ротаторе имеет смысл, когда $\alpha > \varepsilon_m$, но тогда $|\theta - \alpha| \approx \varepsilon_m \ll 1$, поэтому без заметной ошибки в (30) можно подставить $\theta \approx \alpha$. Таким образом, для продольного компонента напряженности электрического поля, в радиационном канале наклонного ротатора, имеем

$$E_{\parallel} \approx -\frac{\Omega B_1 R^5}{cr^4} f \cos\alpha, \quad \varepsilon_m < \alpha < \frac{\pi}{2} - \varepsilon_m,$$

$$f \approx \frac{2(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha \cos\varphi')^2}{[1 + 3(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha \cos\varphi')^2]^{1/2}}. \quad (31)$$

Здесь $\varphi' = \varphi - \Omega t$ - азимутальный угол в системе отсчета, связанный с вращающейся звездой. Усредненное по углу φ' значение f находится в интервале $0.5 < f < 1$.

Теперь займемся уточнением величины угла $\varepsilon_m(r)$. В случае соосного ротатора он определяется формулой (6). Такого же порядка он и для наклонного ротатора. Тем не менее, необходимо произвести уточнение в определении ε_m , ибо зависимость радиосветимости от этого угла является существенной.

Рассмотрим разрез магнитосферы плоскостью, проходящей через векторы угловой скорости и магнитного момента (см. рис. 1). Введем декартову систему координат, принимая за ось ординат направление магнитного момента, а за ось абсцисс - перпендикулярную этому направлению пунктирную линию. Предполагая, что магнитное поле дипольное и искажения его на всех расстояниях до светового цилиндра малы, для уравнения последней "открытой" магнитной силовой линии получаем

$$r = \frac{c \sin^2 \varepsilon_m(r)}{\Omega \sin(\alpha + \varepsilon_c) \sin^2 \varepsilon_c}, \quad (32)$$

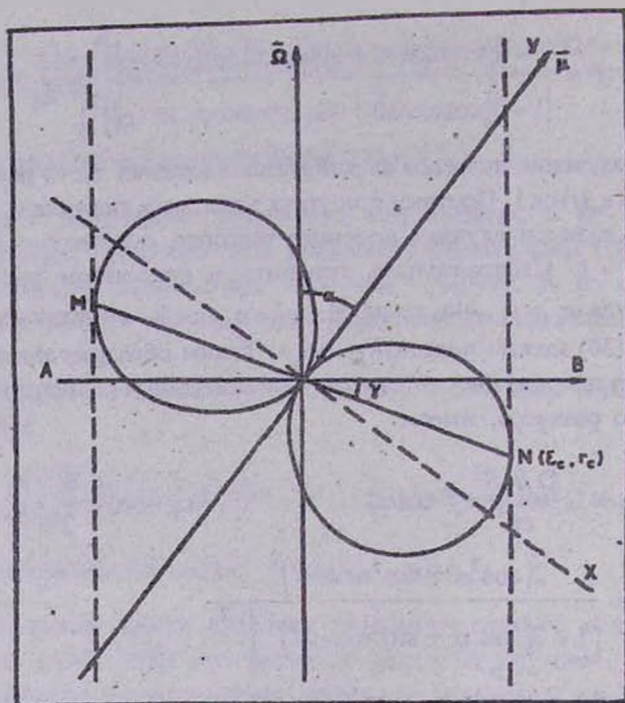


Рис. 1. Схематическое изображение вертикального разреза наклонного ротатора. Вертикальные пунктирные линии представляют образующие светового цилиндра, радиус которого равен c/Ω ; α - угол между векторами $\vec{\Omega}$ и $\vec{\mu}$; M и N - точки соприкосновения последних магнитных силовых линий с образующими светового цилиндра, (ϵ_c, r_c) - координаты точки N , $\gamma = \alpha + \epsilon_c - \pi/2$ - угол, образованный линией MN с экваториальной линией AB .

где $N(r_c, \epsilon_c)$ - точка соприкосновения последней замкнутой силовой линии с образующей светового цилиндра, радиус которого равен c/Ω . Напомним, что углы отсчитываются от направления вектора магнитного диполя, а световой цилиндр образуется вокруг оси вращения. При написании (32) использовано соотношение

$$r_c = \frac{c}{\Omega \cos \gamma} = \frac{c}{\Omega \sin(\alpha + \epsilon_c)},$$

где $\gamma = \alpha + \epsilon_c - \pi/2$.

Рассмотрим уравнение последней открытой магнитной силовой линии в декартовых координатах

$$x = r \sin \epsilon_c, \quad y = r \cos \epsilon_c. \quad (33)$$

В точке соприкосновения N магнитной силовой линии с образующей

светового цилиндра

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{\epsilon_c} = \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2} + \alpha\right),$$

где левая сторона уравнения представляет собой тангенс угла образованного касательной к силовой линии с осью абсцисс, а $\pi/2 + \alpha$ - угол между образующей светового цилиндра (пунктирная линия) и осью абсцисс. Используя (32) и (33), из последнего условия получаем уравнения, определяющие ϵ_c :

$$2 \frac{2 - 3\sin^2 \epsilon_c}{3\sin 2\epsilon_c} = -\operatorname{ctg} \alpha \quad (34)$$

Для нижней части радиационного канала, где $\epsilon(r) \ll 1$, из соотношения (32) получаем

$$\epsilon_m(r) \approx c_\alpha \left(\frac{\Omega r}{c}\right)^{1/2}, \quad (35)$$

где

$$c_\alpha = \sin \epsilon_c \sqrt{\sin(\alpha + \epsilon_c)}.$$

При $\alpha = \pi/2$ формула (31) для продольного электрического поля становится некорректной. Возвращаясь к исходному выражению, из него для этого случая получаем

$$E_z \approx -0.63 \frac{\Omega B_z R^5}{cr^4} \epsilon_c \approx -0.365 \frac{\Omega B_z R^5}{cr^4} \left(\frac{\Omega r}{c}\right)^{1/2}. \quad (36)$$

Таким образом, при углах α близких к $\pi/2$, в радиационном канале электрическое поле сравнительно слабое:

$$E_z(0) / E_z(\pi/2) \approx 0.4 \left(\frac{\Omega r}{c}\right)^{1/2} \ll 1.$$

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ϵ_c И c_α В ЗАВИСИМОСТИ ОТ α

α	0	15°	30°	45°	60°	75°	90°
ϵ_c	90°	85°	80°	74°	68°	61°	42°
c_α	1	0.989	0.955	0.899	0.823	0.729	0.577

3. *Магнитная воронка.* В соответствии с выражением (31) для продольного компонента напряженности электрического поля, в радиационном канале движение электрона по силовой линии магнитного поля описывается уравнением

$$\frac{d\gamma}{dr} \approx \frac{e\Omega B_p R^5}{m_e c^3 r^4} f \cos\alpha - \frac{2e^2 \gamma^4}{3m_e c^2 \rho_c^2}, \quad \gamma(R) = 1. \quad (37)$$

Здесь γ - релятивистский множитель частицы ($\gamma m_e c^2$ - энергия электрона), первый член уравнения представляет электрическую силу, второй - силу радиационного трения, обусловленную изгибным излучением, ρ_c - радиус кривизны магнитной силовой линии.

Радиоизлучение пульсара в основном обусловлено изгибным излучением потоков вторичных частиц, движущихся по тонкому поверхностному слою радиационного канала с меридиональным углом $\varepsilon_m(r)$. В соответствии с (5) и (35) радиус кривизны принадлежащей этому слою магнитной силовой линии равен

$$\rho_c(r) \approx \frac{4r}{3\varepsilon_m} \approx \frac{4}{3c_a} \left(\frac{cr}{\Omega} \right)^{1/2}. \quad (38)$$

Учитывая это соотношение, для уравнения движения электрона получаем

$$\frac{d\gamma}{dr} \approx \frac{e\Omega B_p R^5}{m_e c^3 r^4} f \cos\alpha - \frac{3e^2 \Omega c_a^2}{8m_e c^3 r} \gamma^4, \quad \alpha \neq \frac{\pi}{2}. \quad (39)$$

На малых расстояниях от магнитной шапки $z=r-R \ll R$, где второй член этого уравнения мал по сравнению с первым, параметр γ в зависимости от z растет линейно

$$\gamma(z) \approx \frac{e\Omega B_p R}{m_e c^3 x^4} f \cos\alpha \cdot z, \quad (40)$$

где $x = r/R \approx 1$. Отброшенный член растет пропорционально z^4 и быстро сравнивается с первым. Поэтому рост γ постепенно замедляется, при некотором $z=z_m$ он достигает максимума, а затем медленно убывает. Максимальное значение γ получается из условия $d\gamma/dr=0$:

$$\gamma_m \approx \left(\frac{8 B_p R^2 f \cos\alpha}{3 e c_a^2} \right)^{1/4} = 273 \cdot 10^8 (B_{12} R_6^2 c_a^{-2} f \cos\alpha)^{1/4}. \quad (41)$$

Сопоставляя (41) с (40) можно оценить значение z , при котором γ имеет максимум:

$$z_m \approx \frac{14 \cdot 10^4}{\Omega} B_{12}^{-3/4} R_6^{-1/2} c_\alpha^{-1/2} (f \cos \alpha)^{-3/4}. \quad (42)$$

Этот результат имеет важное значение в формировании особых условий в нижней части радиационного канала.

Для численного интегрирования уравнения (39), удобно его представить в виде

$$\frac{dy}{dx} = a \left(\frac{1}{x^4} - \frac{y^4}{x} \right), \quad (43)$$

где $y = \gamma/\gamma_m$ и $a = R/z_m = 715 \Omega B_{12}^{3/4} R_6^{3/2} c_\alpha^{1/2} (f \cos \alpha)^{3/4}$.

Решение уравнения (43) хорошо описывается аппроксимациями [12,13]

$$y(x) \approx a(x-1), \quad 1 < x < 1 + 0.02/\Omega, \quad (44)$$

$$y(x) \approx x^{-3/4}, \quad 1 + 0.02/\Omega < x < 7\sqrt{\Omega}, \quad (45)$$

$$y(x) \approx [200\Omega \ln(x/7\sqrt{\Omega})]^{-1/3}, \quad x > 7\sqrt{\Omega}. \quad (46)$$

Приведенные решения $\gamma(x) = \gamma_m y(x)$ отличаются от решений для случая соосного ротатора лишь значением масштабного множителя γ_m .

Первичный электрон, двигаясь по магнитной силовой линии, испускает изгибное излучение с характерной энергией кванта

$$\hbar\omega_c = \frac{3c\hbar}{2\rho_c} \gamma^3 = 2.61 \cdot 10^6 \Omega^{1/2} B_{12}^{3/4} R_6 c_\alpha^{-1/2} (f \cos \alpha)^{3/4} x^{-11/4} \text{ МэВ}, \quad (47)$$

где для ρ_c использована формула (38), а для γ - аппроксимация (45). Ниже мы увидим, что пробеги для актов испускания кванта изгибного излучения с энергией (47) и аннигиляции этого кванта очень малы по сравнению с радиусом звезды, поэтому ниже не имеет смысла ставить различие между местами испускания и аннигиляции кванта.

Средняя длина пробега электрона для испускания кванта с энергией (47) равна [13]

$$l_e \approx \frac{9\hbar c \rho_c}{4e^2 \gamma} \approx \frac{261}{\sqrt{\Omega}} (B_{12} c_\alpha^2 f \cos \alpha)^{-1/4} x^{5/4} \text{ см}, \quad (48)$$

что совсем небольшая величина по сравнению с z_m и R .

Вторым важным процессом для теории радиоизлучения пульсара является аннигиляция кванта. Средняя длина свободного пробега для этого процесса определяется формулой [6,18]

$$l_1 = \frac{10^6}{B_1} \exp\left(\frac{1.17 \cdot 10^{14} m_e c^2}{B_1 \hbar \omega_c}\right) \quad (49)$$

где B_1 - поперечный, относительно направления распространения кванта, компонент магнитной индукции.

Поскольку энергия частицы ультрарелятивистская, квант изгибного излучения испускается в касательном к магнитной силовой линии направлении. Акт аннигиляции происходит тогда, когда квант пересекает соседние магнитные силовые линии под заметным углом. Таким образом $B_1 = B \sin \beta$, где β - угол между направлением распространения кванта и касательной к магнитной силовой линии в точке свершения аннигиляции:

$$\beta \approx 1.5[\epsilon_+(r+l) - \epsilon_-(r)],$$

Здесь $\epsilon_+(r)$ - полярный угол точки магнитной силовой линии относительно магнитной оси, а $1.5\epsilon_-(r)$ - угол образованный касательной к магнитной силовой линии также относительно этой оси [17]. Учитывая (35), (38) и считая $l_1 \ll r$, приходим к следующему очевидному результату:

$$\beta \approx \frac{3}{4} c_\alpha \left(\frac{\Omega r}{c}\right)^{1/2} \frac{l_1}{r} = \frac{l_1}{R_6} \quad (50)$$

Имея в виду, что $\beta \ll 1$ и $B \approx B_1 x^{-3}$, получаем

$$B_1 \approx 4.33 \cdot 10^3 \frac{c_\alpha \Omega^{1/2} B_{12}}{R_6^{1/2} x^{7/2}} l_1 \quad (51)$$

Если теперь подставить это выражение B_1 и выражение энергии кванта (47) в (49), то получаем трансцендентное уравнение для пробега l_1 . Решая его методом проб и ошибок, приходим к следующему результату

$$l_1 \approx \frac{10^3 x^{25/4}}{c_\alpha^{1/2} \Omega B_{12}^{7/4} R_6^{1/2} (f \cos \alpha)^{3/4}}, \quad \alpha \neq \frac{\pi}{2} \quad (52)$$

Как было сказано выше, благодаря многократно повторяющимся процессам испускания частицами квантов изгибного излучения высокой энергии и аннигиляции этих квантов, в нижней части радиационного канала формируется особая область, названная магнитным зазором [3,6]. В упомянутых работах высота магнитного зазора h более чем на два порядка меньше по сравнению с радиусом звезды R . В нашем случае высота этой области $h \gg R$ и по форме она похожа на воронку, поэтому в [13] она была названа *магнитной воронкой*.

При тех значениях магнитного и электрического полей, с которыми мы имеем дело, область магнитной воронки по сути дела неустойчива относительно вспышки бурных радиационных процессов размножения квантов и электронно-позитронных пар, для чего достаточно наличие хотя бы одного случайного электрона (позитрона). Следовательно, первичные частицы, инжектируемые от магнитной шапки звезды, играют роль стимулятора для начала функционирования радиационных процессов: после появления первого кванта изгибного излучения с энергией $\hbar\omega_c \gg 2m_e c^2$, их роль на этом исчерпывается.

Важной особенностью магнитной воронки является то, что здесь вторичные частицы после их появления очень скоро приобретают такую же энергию, какая у первичных частиц. Это обусловлено наличием здесь очень сильного продольного электрического поля.

Релятивистский множитель частиц, образованных при аннигиляции кванта изгибного излучения с энергией (47) равен

$$\gamma_{\pm} \approx \frac{\hbar\omega_c}{2m_e c^2} = 2.55 \cdot 10^6 \Omega^{1/2} R_6 B_{12}^{3/4} c_a^{-1/2} (f \cos \alpha)^{3/4} x^{-11/4}. \quad (53)$$

Рассмотрим поведения электрона и позитрона сразу же после их рождения. Движение электрона ускоряется электрическим полем, а движение позитрона тормозится, при этом значения их релятивистских множителей в зависимости от расстояния определяется формулой

$$\gamma_{\pm}(r) \approx \gamma_{\pm}(r_a) \mp \frac{e}{m_e c^2} \int_{r_a}^r E_B dr, \quad (54)$$

где верхний знак относится к позитрону, а нижний - к электрону. Здесь не учтена сила радиационного торможения, что для позитрона совершенно корректно. Для электрона это уравнение корректно при $r - r_a \lesssim z_m$, которое вполне достаточно для ниже рассматриваемых целей. Учитывая (31), получаем

$$\gamma_{\pm}(r) \approx \gamma_{\pm}(r_a) \mp \frac{e \Omega B_0 R^5 f \cos \alpha}{3 m_e c^3 r_a^3} \left(1 - \frac{r_a^3}{r^3} \right) \quad (55)$$

Рассмотрим область магнитной воронки $r \lesssim R + h$, где электрическое поле достаточно сильное. Оценим длину отрезка Δr , после прохождения которого энергия вторичного электрона становится примерно такой, какая

у первичной частицы на этом месте, т.е. $\gamma_m x^{-3/4}$. Для этого случая в (55), считая первый член малым по сравнению со вторым, имеем

$$\frac{e\Omega B_1 R^2}{3m_e c^3 x_a^3} \left(1 - \frac{r_a^3}{r^3}\right) f \cos \alpha \approx \gamma_m x^{-3/4}.$$

Введя обозначение $r - r_a = \Delta r$ и имея в виду, что $\Delta r \ll r$ из этого уравнения получаем

$$\Delta r \approx \frac{R}{a} x^{13/4} = \frac{14 \cdot 10^4}{\Omega} x^{13/4} B_{12}^{-3/4} R_6^{-1/2} c_a^{-1/2} (f \cos \alpha)^{-3/4}. \quad (56)$$

Длина этого отрезка порядка $z_m = R/a \approx 1.4 \cdot 10^4 / \Omega$, тогда как высота магнитной воронки h приблизительно на три порядка больше z_m , в чем мы убедимся чуть ниже. Следовательно, энергия вторичного электрона после своего рождения, на сравнительно коротком отрезке пути порядка z_m , становится примерно такой, какая у первичного электрона. Таким образом вторичный электрон наравне с первичным принимает участие в дальнейшем размножении квантов изгибного излучения с характерной энергией (47).

Обсудим теперь уравнение (55) для позитрона, движение которого сначала тормозится электрическим полем. Подставив в нем $\gamma_+(r) \approx 0$, получаем уравнение, определяющее величину отрезка расстояния Δr_+ , на котором происходит полное торможение позитрона вверх:

$$\Delta r_+ \approx 13 \Omega^{-1/2} B_{12}^{-1/4} c_a^{-1/2} (f \cos \alpha)^{-1/4} x^{5/4}. \quad (57)$$

Это очень маленькое расстояние по сравнению со всеми характерными расстояниями в магнитной воронке. Итак, только что рожденный позитрон быстро теряет свою кинетическую энергию, и затем, изменяя направление движения, с ускорением падает на магнитную шалку звезды. При этом, подобно своему напарнику - электрону, он также на отрезке пути длиной порядка z_m приобретает примерно такую энергию, какая у первичного электрона на этом расстоянии r . Следовательно, при падении этого позитрона на полюс звезды, его также будут сопровождать цепочки радиационных процессов $e^+ \rightarrow e^+ + \hbar \omega_c$, $\hbar \omega_c \rightarrow e^+ e^-$.

Таким образом, в вопросе каскадного размножения частиц, нет принципиальной разницы между первичными и вторичными частицами: вторичный электрон и позитрон наравне с первичным электроном, принимают участие в процессах размножения частиц происходящих в магнитной воронке. В результате многократно повторяющихся актов рождения

кванта и электронно-позитронной пары, в магнитной воронке формируются два сходных ультрарелятивистских потока частиц: стремящийся вверх поток электронов и падающий на магнитную шапку поток позитронов. Поскольку пробеги основных радиационных процессов очень малы по сравнению с высотой магнитной воронки, энергия частиц в этих основных потоках, приблизительно определяется расстоянием r от центра звезды, т.е. значением продольного компонента электрического поля E_z на этом месте.

Теперь можно уточнить величину высоты магнитной воронки, имея в виду, что речь идет о той части радиационного канала, где происходят процессы эффективного размножения квантов изгибного излучения с энергией (47) и их аннигиляции на электронно-позитронные пары. С этой целью можно использовать выражение пробега аннигиляции кванта изгибного излучения. Так, потребуем чтобы квант изгибного излучения, испущенный в средней части магнитной воронки, аннигилировал у ее потолка. В соответствии с этим требованием, подставив в (52) $x=1+h/2R$, $k(x)=h/2$, получаем

$$h \approx 6 \cdot 10^6 \Omega^{4/21} B_{12}^{1/3} R_6^{9/7} c_\alpha^{2/21} (f \cos \alpha)^{1/7}, \quad \alpha \neq \frac{\pi}{2}. \quad (58)$$

Примечательно, что зависимость высоты магнитной воронки от угла наклона α весьма слабая. Наряду с другими важными причинами, это обстоятельство также свидетельствует о том, что в теории радиоизлучения пульсаров модель соосного ротатора является неплохим приближением.

Ереванский государственный
университет, Армения

RADIO RADIATION OF PULSARS.I. (inclined rotator)

G.S.SAHAKIAN

In our preceding work [13] the problem of pulsar's radio radiation is investigated for the case of aligned rotator. Now this problem is solved for the realistic case, when the star's magnetic axis incoincides with its rotation axis (inclined rotator). It is shown that over the star's magnetic cap a special region is formed (magnetic funnel), where violent process of cascading multiplication of particles is taking place. The height of magnetic funnel $h \approx 8 \cdot 10^6 \Omega^{0.2} \mu^{1/3}_{30} R^{1.3}_6$ cm and its radius $r(\Omega r/c)^{0.5}$ weakly depends on the inclination angle α (Ω - is angular velocity, μ - magnetic moment, R - radius of star, r - distance from the center of star). It is shown that radio radiation of pulsars is formed in the magnetic funnel. Here, in course of active radiation processes, two basic streams of higher ultrarelativistic energy particles are formed: a striking up stream of electrons and a stream of positrons incident on the magnetic cap of star. These basic streams are accompanied by thin strips of comparatively lower energy secondary particles streams, presenting sufficiently powerful coherent sources of radio radiation. Such secondary streams are formed immediately after annihilation of curvature radiation quanta. The radio luminosity of pulsar is estimated: $L \approx 7.4 \cdot 10^{23} \Omega^{3.52} \mu^{8/3}_{30} \psi(\alpha)$ erg/s, where $\psi(\alpha)$ is known function (for $\alpha < 50^\circ$, $\psi \approx 1$). Equating theoretical L and observed L_0 luminosities, a formula $\mu_{30} \approx P^{1.32} R^{0.4}_6 (2.1 \cdot 10^{-27} L_0 / \psi)^{3/8}$ for magnetic moment of neutron star is obtained, where P is the period of pulsar. Magnetic moments of slow pulsars calculated by this formula are noticeably larger than that of rapid pulsars. Obviously the same may be also to say about the neutron stars masses. The magnetic funnel works with intermission: periodically undergoing discharge, hence the process of pulsars radio radiation formation works with breaks. The duration of radio radiation formation process and interval between them is of order $h/c \approx 2.7 \cdot 10^{-4} \Omega^{0.2} \mu^{1/3}_{30}$ c, i.e. the pulsar's radio impulse has definite microstructure. Consequently the investigation of pulsars radio impulse profiles microstructure permits to obtain an additional information about neutron stars' magnetic moments.

ЛИТЕРАТУРА

1. *T.Gold*, *Nature*, **221**, 25, 1969.
2. *P.Goldrich*, *W.H.Julian*, *Astrophys.J.*, **157**, 869, 1969.
3. *P.A.Starrok*, *Astrophys.J.*, **164**, 529, 1971.
4. *F.C.Michel*, *Astrophys.J.*, **180**, 207, 1973.
5. *L.Mestel*, *Astrophys.Space Sci.*, **24**, 289, 1973.
6. *M.A.Ruderman*, *P.G.Sutherland*, *Astrophys.J.*, **196**, 51, 1975.
7. *L.Mestel*, *Y.M.Wang*, *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, **188**, 799, 1979.
8. *F.C.Michel*, *Rev.Mod.Phys.*, **54**, 1, 1982.
9. *В.С.Бескин*, *А.В.Гуревич*, *Я.Н.Истомин*, *ЖЭТФ*, **58**, 401, 1983.
10. *В.С.Бескин*, *А.В.Гуревич*, *Я.Н.Истомин*, *УФН*, **150**, 257, 1986.
11. *Г.С.Саакян*, *Астрофизика*, **37**, 97, 1994.
12. *Г.С.Саакян*, *Э.В.Чубарян*, *Астрофизика*, **37**, 255, 1994.
13. *Г.С.Саакян*, *Астрофизика*, **38**, 143, 1995.
14. *Г.С.Саакян*, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972 (Английский перевод 1974).
15. *L.Sh.Grigorian*, *G.S.Sahakian*, *Astrophys.Space.Sci.*, **95**, 305, 1983.
16. *Joanna M.Rankin*, *Astrophys. J.*, **405**, 285, 1993.
17. *Г.С.Саакян*, *Астрофизика*, **36**, 87, 1993.
18. *T.Erber*, *Rev.Mod.Phys.*, **38**, 516, 1966.