АСТРОФИЗИКА

ТОМ 37 ФЕВРАЛЬ, 1994 ВЫПУСК 1

УДК: 524. 354. 4

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В РАДИАЦИОННОМ КАНАЛЕ ПУЛЬСАРА

Г.С.СААКЯН

Поступила 29 ноября 1993

Исследовано электрическое поле пульсара для случаев соосного и косого ротаторов. Найдено взаимосогласованное решение для электрического поля в нейтронной звезде, в ее магнитосфере (область закрытых магнитных силовых линий) и в радиационном канале (канал открытых магнитных силовых линий). В теории радиоизлучения пульсара важное значение имеет только продольная компонента напряженности электрического поля в радиационном канале: $E_B \approx -(\vec{\Omega}\vec{B}_s)\, R^5/c\, r^4$, где R — радиус звезды, B_s — магнитная индукция в ней, Ω — ее угловая скорость вращения и r — расстояние от ее центра.

1. *Введение.* В конце шестидесятых годов уже было очевидным, что сильно намагниченная вращающаяся нейтронная звезда окружена протяженной плазменной средой — так называемой *магнитосферой* [1], где и, несомненно, происходят процессы, приводящие в конечном счете к формированию радиоизлучения пульсара [2]. Следовательно для выяснения природы причин этого излучения необходимо иметь ясное представление о физических условиях в магнитосфере и, конечно, об электрическом поле в ней. Теория магнитосферы разрабатывалась в работах [1,3—6] и в ряде других, благодаря которым в настоящее время сформировалось общее правильное представление по этому вопросу.

Значительный прогресс в деле раскрытия механизма формирования радиоизлучения пульсара был достигнут в начале семидесятых годов в работах [7,8] и позже в [9,10]. Нам кажется, что в этих работах найден ключ к разрешению проблемы радиоизлучения пульсаров и по сути дела предначертано правильное направление исследований, которые в конце концов должны привести к созданию полноценной теории явления.

Пульсар как космогонический объект состоит из трех основных областей: нейтронная звезда, окружающая ее область замкнутых магнитных силовых линий (магнитосфера) и образованные открытыми магнитными силовыми линиями два узких канала, которые ниже мы будем называть радиационными каналами.

В настоящее время с уверенностью можно утверждать, что именно в радиационном канале разыгрывается цепочка электромагнитных процессов, приводящая к формированию радиоизлучения, и по–видимому, основной части излучения пульсара на других диапазонах частот. В пульсарах имеется сильное магнитное поле, и поэтому в магнитосфере плазма до расстояния вблизи светового цилиндра, вморожена в это поле и фактически жестко вращается со звездой. Иная ситуация в радиационном канале; здесь частицы, свободно двигаясь по силовым линиям магнитного поля, уходят за пределы магнитосферы или падают на полюс звезды, смотря, каков их электрический заряд. Движение частиц в поперечном к силовым линиям направлении невозможно, так как при небольшом отклонении они мгновенно испускают синхротронное излучение и снова прижимаются к этим линиям.

Под давлением наблюдательных фактов мы приходим к неизбежному выводу о том, что радиоизлучение пульсара так или иначе обусловлено протекающим по радиационному каналу ультрарелятивистским потоком электронов или позитронов [7,8,11]. Считается [7,8], что этот поток инжектируется от полюса звезды, который затем у основания канала открытых магнитных силовых линий ускоряется до высоких ультрарелятивистских энергий, существующим здесь продольным (в отношении к силовым линиям) электрическим полем.

О величине электрического поля в радиационном канале нет единого мнения. В работах [7,8] исходят из представления, что над каждым из полюсов существует особая область, называемая магнитным зазором, в котором имеется сильное продольное электрическое поле. Наличие этого поля приводит к тому, что при прохождении через магнитный зазор электронов (позитронов) в нем разыгрываются бурные радиационные каскадные процессы рождения квантов изгибного излучения $e \to e + \hbar\omega_c$ и последующей аннигиляции этих квантов $\hbar\omega_c \to e^+ + e^-$. В результате магнитный зазор с возрастающим темпом заполняется электрон–позитронной плазмой, которое продолжается до достижения ее перенасыщения, при котором происходит искревой разряд, а затем этот цикл периодически повторяется.

Электрическое поле в магнитном зазоре описывалось уравнением

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} = -4\pi\rho \ , \tag{1}$$

где z — высота над магнитной шапкой, ρ — плотность зарядов в движущемся по радиационному каналу облаке первичных частиц

$$\rho = -\frac{(\vec{\Omega}\vec{B})}{2\pi c} = -\frac{(\vec{\Omega}\vec{B}_s)R^3}{4\pi c r^3}\,(3\cos^2\theta - 1)\ , \tag{2}$$

где R — радиус звезды, B_s — магнитная индукция в звезде, а магнитное поле считается дипольным.

В рассматриваемой области угол θ мал

$$\theta < \theta_m(r) \approx \left(\frac{\Omega r}{c}\right)^{1/2}\ , \tag{3}$$

где θ_m — полярный угол точек крайней магнитной силовой линии, которая не замыкается вовнутрь магнитосферы. Внутри светового цилиндра, т.е. при $r<c/\Omega$ этот угол мал. В области магнитного зазора $z<<R$ и $\theta\approx\theta(R)<<1$, поэтому $\rho\approx -(\vec{\Omega}\vec{B}_s)/2\pi c$.

В такой ситуации для решения уравнения (1) с граничным условием $E(0)=0$ имеем [7]

$$E(z) = -\frac{2(\vec{\Omega}\vec{B}_s)}{c}\,z\ , \tag{4}$$

а для граничного условия $E(z_m)=0$ [8]:

$$E(z) = -\frac{2(\vec{\Omega}\vec{B}_s)}{c}\,(z_m - z)\ , \tag{5}$$

где z_m — высота магнитного зазора, которая определяется моментом достижения перенасыщения плотности в плазме, при котором, как предполагается, наступает искревой разряд и исчезновение электрического поля.

Для высоты магнитного зазора было найдено [7]

$$z_m \approx 10^4 \rho_6^{2/7} B_{12}^{-4/7} \Omega^{-3/7}\ , \tag{6}$$

где $\rho_c = 10^6 \rho_6$ — радиус кривизны магнитной силовой линии вблизи полюса. Как видим, в упомянутых работах фактически предполагается, что в радиационном канале электрическое поле определяется облаком зарядов, которое образуется протекающим по нему потоком первичных частиц, исходящих от полюса звезды.

Наконец, в работе [11] другим подходом было найдено решение

$$E=-\frac{(\vec{\Omega}\vec{B}_s)R^5}{cr^4} \tag{7}$$

для напряженности электрического поля в радиационном канале. Оно согласовано с электрическими полями в звезде и магнитосфере. Это поле в $R/z_m \sim 100$ раз мощнее по сравнению с приведенными в (4) и (5). В этой работе считается, что протекающий по радиационному каналу поток частиц является просто пробным зарядом и поэтому не может оказывать заметное влияние на исходное мощное электрическое поле, генерируемое вращением звезды.

Без аккуратного знания электрического поля в радиационном канале построение обоснованной теории радиоизлучения пульсара, безусловно, невозможно, если, конечно, при этом не делаются какие-то искусственные дополнительные допущения. Именно таково положение дел в работе [8], где необоснованно предполагается, что в области магнитного зазора радиус кривизны магнитных силовых линий приблизительно равен радиусу звезды (для дипольного поля он на два порядка больше). В этой работе делается и второе предположение о том, что радиоизлучение обусловлено изгибным излучением бунчев, которые образуются в протекающем по радиационному каналу потоке электрон-позитронной плазмы при прохождении через нее первичного потока частиц более высокой энергии. Основная цель настоящей статьи — это нахождение электрического поля в радиационном канале пульсара.

2. *Электрическое поле соосного ротатора.* Торможение вращения нейтронной звезды и ослабление ее магнитного поля происходят весьма медленно, поэтому электрическое поле в пульсарах с достаточной точностью можно считать потенциальным $\vec{E}=-\nabla\varphi$. Для определения электрического поля в звезде и магнитосфере будем исходить из выражений плотности токов:

$$\vec{j}_k=\rho_k[\vec{\Omega},\vec{r}]+\sigma_k\left\{-\nabla\varphi_k+\frac{1}{c}\left[[\vec{\Omega}\vec{r}]\,\vec{B}\right]\right\}, \tag{8}$$

где $k=1;2$, индекс 1 относится к звезде, а 2 — магнитосфере, ρ_k — плотность зарядов, σ_k — электропроводность. В (8) фактически считается, что плазма полностью увлекается вращением звезды.

Считая $\sigma_k \approx \infty$, получаем из (6)

$$\vec{E} \approx \frac{1}{c}\left[\vec{B}\,[\vec{\Omega}\vec{r}]\right]. \tag{9}$$

Начнем с рассмотрения случая, когда векторы магнитного диполя и угловой скорости направлены по одной линии. Тогда, если звезда намагничена однородно, то

$$\vec{B}_s = \pm B_s\,\hat{e}_z\ , \tag{10}$$

где $\hat{e}_z$ — единичный вектор по оси z, которая совпадает с осью вращения. Учитывая (10), из (9) для напряженности электрического поля в звезде находим

$$\vec{E}_1 = -\frac{(\vec{\Omega}\vec{B}_s)}{c}\,r\left(\sin^2\theta\cdot\hat{e}_r + \sin\theta\cdot\cos\theta\cdot\hat{e}_\theta\right)\ , \tag{11}$$

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

$$\varphi_1(r,\theta) = \frac{(\vec{\Omega}\vec{B}_s)}{2c}\,R^2\left(\frac{r^2}{R^2}\sin^2\theta + c_1\right)\ , \tag{12}$$

где c_1 — постоянная интегрирования.

Теперь определим электрическое поле в магнитосфере. Считая магнитное поле нейтронной звезды дипольным с дипольным моментом

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2}R^3\vec{B}_s\ ,$$

из (9) получаем

$$\vec{E}_2 = \frac{(\vec{\Omega}\vec{B}_s)R^3}{2cr^2}\left(\sin^2\theta\cdot\hat{e}_r - \sin2\theta\cdot\hat{e}_\theta\right)\ . \tag{13}$$

Отсюда следует

$$\varphi_2(r,\theta) = \frac{(\vec{\Omega}\vec{B}_s)}{2c}\,R^2\left(\frac{R}{r}\sin^2\theta + c_2\right)\ , \tag{14}$$

c_2 – постоянная интегрирования.

Наконец обсудим вопрос электрического поля в радиационном канале. Если, следуя [7,8] предположить, что электрическое поле определяется уравнением

$$\Delta\varphi = -4\pi\rho \tag{15}$$

с выражением ρ, приведенным в (2), то мы придем к результату

$$\varphi_3(r,\theta)=\frac{(\vec{\Omega}\vec{B}_s)}{2c}R^3\left[\frac{\sin^2\theta+c_3}{r}+c_4\frac{R^2}{r^3}(3\cos^2\theta-1)\right] . \tag{16}$$

Здесь в фигурных скобках первое выражение с точностью постоянного множителя представляет частное решение уравнения Пуассона (15), второе выражение — общее решение уравнения Лапласа $\Delta\varphi=0$, а c_3 и c_4 — постоянные интегрирования.

Если теперь в (14) подставить $c_2=0$, т.е. потенциал φ_2 нормировать так, чтобы он на бесконечности обращался в нуль, и произвести сшивку решений (12), (14) и (16) на границах раздела областей, то придем к результату

$$\varphi_2=\varphi_3=\frac{(\vec{\Omega}\vec{B}_s)}{2c}\frac{R^3}{r}\sin^2\theta . \tag{17}$$

Его можно было угадать заранее, ибо, как нетрудно увидеть, электрическое поле в магнитосфере также описывается уравнением (15) с $\rho=-(\vec{\Omega}\vec{B})/2\pi c$. Электрическое поле, соответствующее потенциалу (17), существенно отличается от (4) и (5), хотя во всех случаях мы фактически имеем дело с одним и тем же исходным уравнением. Причиной этого обстоятельства, конечно, является различие в граничных условиях. Заметим, что в решениях (4) и (5) допущена та важная неточность, что они не согласованы с электрическим полем в самой нейтронной звезде.

В соответствии с (17) продольная компонента напряженности электрического поля в магнитном зазоре приблизительно равна

$$|E_3|\approx\frac{\Omega B_s R}{2c}\sin^2\theta\leq\frac{1}{2}\left(\frac{\Omega B_s}{c}\right)^2 B_s .$$

Отношение этой напряженности к приведенным в (4) и (5) порядка

$$\frac{\Omega R}{c}\frac{R}{4z_m}<<1 .$$

Отсюда можно заключить, что найденное электрическое поле явно недостаточно для того, чтобы обеспечить разыгрывающему в радиационном канале сценарию процессов, приводящих к формированию радиоизлучения пульсара. Утрируя, можно сказать, что решение (17) фактически отвергается самим фактом существования радиоизлучения пульсара.

Итак мы приходим к заключению, что как решения (4) и (5), так и (17) не верны по той причине, что электрическое поле в радиационном канале непосредственно обусловлено вращением, а не протекающими по нему зарядами, играющими лишь роль пробных зарядов. Следовательно взамен уравнения Пуассона (15) мы должны исходить из уравнения Лапласа

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

Оно имеет следующее общее решение [12]

$$\varphi_3(r,\theta)=\sum_{l=0}^{\infty}\left(A_1r^l+\frac{A_2}{r^{l+1}}\right)P_l(\cos\theta) \ , \qquad (18)$$

где A_1 и A_2— постоянные.

Теперь решения (12), (14) и (18) мы должны сшивать на границах раздела областей, требуя

$$\varphi_1(R,\theta)=\varphi_2(R,\theta) \ ; \ \varphi_1(R,\theta)=\varphi_3(R,\theta) \ .$$

В результате получаем

$$A_1=0 \ , \ l=2 \ , \ c_1=c_2=-2/3 \ , \ A_2=-(\vec{\Omega}\vec{B}_s)R^5/3c$$

Таким образом мы имеем следующие взаимосогласованные решения для потенциалов электрического поля

$$\varphi_1=\frac{(\vec{\Omega}\vec{B}_s)}{2c}R^2\left(\frac{r^2}{R^2}\sin^2\theta-\frac{2}{3}\right) \ , \qquad (19)$$

$$\varphi_2=\frac{(\vec{\Omega}\vec{B}_s)}{2c}R^2\left(\frac{R}{r}\sin^2\theta-\frac{2}{3}\right) \ , \qquad (20)$$

$$\varphi_3=-\frac{(\vec{\Omega}\vec{B}_s)R^5}{6cr^3}\left(3\cos^2\theta-1\right) \ . \qquad (21)$$

Итак, в соответствии с нашим предположением, что магнитное поле нейтронной звезды дипольное, электрическое поле пульсара оказывается квадрупольным.

Остановимся на некоторых особенностях найденного решения. Потенциал φ_2 на бесконечности стремится к пределу $-2/3$, но не следует забывать, что решение для магнитосферы относится только к расстояниям $r<c/\Omega$. Вне светового цилиндра безусловно электрическое поле совсем другое. Вторая особенность та, что на поверхности раздела радиационного канала и магнитосферы нарушается непрерывность потенциала: $\varphi_3(r,\theta_m)\neq\varphi_2(r,\theta_m)$, где $\theta_m\approx\left(\Omega r/c\right)^{1/2}$. Допустить нарушение непрерывности потенциала, конечно, нельзя, однако здесь ситуация совсем другая. Дело в том, что поверхность $\theta_m(r)$ представляющая геометрическое место последних магнитных силовых линий, которые не замыкаются в пределах магнитосферы, не совсем строго определена. Разумеется, магнитосфера не имеет резкой границы: на самом деле между ней и радиационным каналом должна существовать некоторая промежуточная область, где электрическое поле отличается как от (20), так и от (21). Для промежуточной области сделанные нами приближения не верны, поэтому вышеприведенным способом мы не можем определить электрическое поле в ней. Очевидно картина поля здесь такая, что обеспечивает его непрерывный переход между рассматриваемыми областями. Угловой раствор промежуточной области по-видимому порядка углового раствора радиационного канала.

В соответствии с (21) напряженность электрического поля в радиационном канале равна

$$\vec{E}_3=-\frac{(\vec{\Omega}\vec{B}_s)R^5}{2cr^4}\left[(3\cos^2\theta-1)\hat{e}_r+\sin2\theta\cdot\hat{e}_\theta\right],\quad \theta<\left(\frac{\Omega r}{c}\right)^{1/2}. \tag{22}$$

Для теории радиоизлучения пульсара особый интерес представляет компонент этой напряженности вдоль магнитной силовой линии:

$$E_B=\frac{(\vec{E}_3\vec{B})}{B}=-\frac{2(\vec{\Omega}\vec{B}_s)R^5}{cr^4}\frac{\cos^3\theta}{\sqrt{3\cos^2\theta+1}}\approx-\frac{(\vec{\Omega}\vec{B}_s)R^5}{cr^4}, \tag{23}$$

что совпадает с полученным в работе [11] результатом (7), который, однако, фактически не был должным образом обоснован.

Сравнивая (11) с (13) и (22) мы замечаем, что на поверхности нейтронной звезды тангенциальная составляющая напряженности электрического поля не испытывает скачка, следовательно, в рассматриваемом приближении поверхностного тока нет. Но имеются поверхностные заряды с плотностью

$$\sigma = \frac{E_{2r} - E_{1r}}{4\pi} = \frac{3(\Omega B_s)R}{8\pi c} \sin^2\theta \;,\; \theta > \left(\frac{\Omega R}{c}\right)^{1/2} ,$$

$$\sigma = \frac{E_{3r} - E_{1r}}{4\pi} = -\frac{(\vec{\Omega}\vec{B}_s)R}{8\pi c}\left(5\cos^2\theta - 3\right) \;,\; \theta < \left(\frac{\Omega R}{c}\right)^{1/2} . \tag{24}$$

Найденные выражения напряженности электрического поля, конечно, правомочны только до тех расстояний, где выполняется условие вмороженности плазмы (9). Прежде всего они не верны за световым цилиндром, но они становятся не корректными и задолго до того, где нарушается условие жесткого вращения магнитосферной плазмы. В области жесткого вращения магнитосферной плазмы напряженность электрического поля определяется формулой (9). Применяя оператор дивергенции к этому уравнению и учитывая соотношения $div\vec{E} = 4\pi\rho_2$, $rot\,\vec{B} = 4\pi\vec{j}/c$, $\vec{j} = \rho_2[\vec{\Omega},\vec{r}]$, приходим к результату

$$\rho_2 \approx -\frac{(\vec{\Omega}\vec{B})}{2\pi c\left(1 - \dfrac{\Omega^2 r^2}{c^2}\sin^2\theta\right)} . \tag{25}$$

Отсюда делается вывод, что при $r\sin\theta \to c/\Omega$ имеет место $(\vec{\Omega}\vec{B}) \to 0$ т.е. у поверхности светового цилиндра силовые линии магнитного поля выпрямляясь выходят наружу под прямым углом к его поверхности. Однако этот вывод не совсем корректен, так как вмороженность плазмы и ее жесткое вращение не строго выполняются до самой поверхности светового цилиндра.

3. *Электрическое поле косого ротатора.* Пусть магнитный момент звезды составляет угол α с осью вращения, которую по–прежнему примем за координатную ось z. Для векторов угловой скорости и магнитного момента имеем

$$\vec{\Omega} = \Omega\,\hat{e}_z ,$$

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2} R^3 B_s \left(\sin\alpha\cdot\cos\Omega t\,\hat{e}_x + \sin\alpha\cdot\sin\Omega t\,\hat{e}_y + \cos\alpha\,\hat{e}_z\right). \tag{26}$$

Декартовый координатный базис связан со сферическим базисом следующими формулами

$$\hat{e}_x = \sin\theta\cdot\cos\varphi\cdot\hat{e}_r + \cos\theta\cdot\cos\varphi\cdot\hat{e}_\theta - \sin\varphi\cdot\hat{e}_\varphi \quad ,$$

$$\hat{e}_y = \sin\theta\cdot\sin\varphi\cdot\hat{e}_r + \cos\theta\cdot\sin\varphi\cdot\hat{e}_\theta + \cos\varphi\cdot\hat{e}_\varphi \quad , \tag{27}$$

$$\hat{e}_z = \cos\theta\cdot\hat{e}_r - \sin\theta\cdot\hat{e}_\theta \quad .$$

При определении электрического поля в звезде и ее магнитосфере опять будем исходить из формулы (9). Начнем с рассмотрения электрического поля в нейтронной звезде. Подставляя в (9)

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

получаем

$$\vec{E} = \frac{\Omega r}{c}\left([\hat{e}_x\vec{B}]\ \sin\theta\cdot\sin\varphi + [\vec{B}\hat{e}_y]\ \sin\theta\cdot\cos\varphi\right) . \tag{28}$$

Подставляя сюда $\vec{B} = B_s\left(\sin\alpha\cdot\cos\Omega t\cdot\hat{e}_x + \sin\alpha\cdot\sin\Omega t\cdot\hat{e}_y + \cos\alpha\cdot\hat{e}_z\right)$ и затем по формулам (27), совершая переход к сферическому базису, приходим к результату

$$\vec{E}_1 = -\frac{\Omega r}{c}B_s\Big[(\cos\alpha\cdot\sin^2\theta - \sin\alpha\cdot\cos(\Omega t - \varphi)\sin\theta\cdot\cos\theta)\,\hat{e}_r +$$

$$+ (\cos\alpha\cdot\sin\theta\cdot\cos\theta + \sin\alpha\cdot\cos(\Omega t - \varphi)\cdot\sin^2\theta)\hat{e}_\theta\Big] \ . \tag{29}$$

При $\alpha = 0$ это выражение напряженности электрического поля совпадает с соответствующим выражением (11) для случая соосного ротатора.

Перейдем к определению электрического поля в магнитосфере. Считая магнитное поле в магнитосфере дипольным

$$\vec{B} = \frac{3(\vec{\mu}\vec{r})\,\vec{r}}{r^5} - \frac{\vec{\mu}}{r^3} \ ,$$

и учитывая (27), находим

$$\vec{B} = \frac{1}{2}B_s\left(\frac{R}{r}\right)^3\Big[(3A\,\sin\theta\cdot\cos\varphi - \sin\alpha\cdot\cos\Omega t)\,\hat{e}_x +$$

$$+ (3A\,\sin\theta\cdot\sin\varphi - \sin\alpha\cdot\sin\Omega t)\,\hat{e}_y + (3A\,\cos\theta - \cos\alpha)\,\hat{e}_z\Big] \ , \tag{30}$$

где

$$A = \cos\alpha\cdot\cos\theta + \sin\alpha\cdot\sin\theta\cdot\cos(\Omega t - \varphi) \ .$$

Подставив (30) в (28), и произведя выкладки, получаем

$$\vec{E}_2 = \frac{\Omega B_s R^3}{2cr^2}\left[(\cos\alpha - 3A\cos\theta)\,\hat{e}_r + 2A\hat{e}_z\right] ,$$

где при получении этого результата использована формула

$$\hat{e}_r = (\sin\theta\cdot\cos\varphi\cdot\hat{e}_x + \sin\theta\cdot\sin\varphi\cdot\hat{e}_y + \cos\theta\cdot\hat{e}_z) .$$

Исключая $\hat{e}_z$ из последнего выражения напряженности электрического поля приходим к следующему результату

$$\vec{E}_2 = \frac{\Omega B_s R^3}{2cr^2}\Big[(\cos\alpha\cdot\sin^2\theta - \sin\alpha\cdot\sin\theta\cdot\cos\theta\cdot\cos(\Omega t - \varphi))\hat{e}_r -$$

$$- 2(\cos\alpha\cdot\sin\theta\cdot\cos\theta + \sin\alpha\cdot\sin^2\theta\cdot\cos(\Omega t - \varphi))\,\hat{e}_\theta\Big] . \qquad (31)$$

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

Наконец приступим к определению электрического поля в радиационном канале пульсара. В случае соосного ротатора тангенциальная компонента напряженности электрического поля на поверхности нейтронной звезды не испытывает скачка, что является свидетельством отсутствия поверхностного тока. Это обстоятельство может служить основанием предположить, что и в случае косого ротатора на поверхности нейтронной звезды ток не должен быть, т.е.

$$E_{3t}\,(R,\theta,\varphi) = E_{1t}\,(R,\theta,\varphi) . \qquad (32)$$

Из этого условия следует, что

$$\vec{E}_3 = -\frac{\Omega B_s}{c} f(r)\ [\psi\,(\alpha,\theta,\varphi)\,\hat{e}_r +$$

$$+ (\cos\alpha\cdot\sin\theta\cdot\cos\theta + \sin\alpha\cdot\sin^2\theta\cdot\cos(\Omega t - \varphi))\hat{e}_\theta\ ] ,$$

где $f(r)$ и $\psi\,(\alpha,\theta,\varphi)$ — неизвестные функции. Аналогично случаю соосного ротатора будем исходить из уравнения

$$div\vec{E}_3 = 0 ,$$

т.е. мы считаем, что протекающие по радиационному каналу заряды являются пробными и поэтому не могут оказывать на существующее электрическое поле (прямо генерируемое вращением) заметного влияния. Таким образом

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

Произведем разделение переменных

$$\frac{1}{rf}\frac{d(r^2 f)}{dr}=-\frac{3\cos\alpha\cdot\cos^2\theta-\cos\alpha+3\sin\alpha\cdot\cos(\Omega t-\varphi)\sin\theta\cdot\cos\theta}{\psi(\alpha,\theta,\varphi)}\equiv-n(\alpha),$$

где $n(\alpha)$ – постоянное, которое в принципе может зависеть от α.
Отсюда следует

$$f(r)=\frac{k}{r^{n+2}}\ ;\ \psi=\frac{3\cos\alpha\cdot\cos^2\theta-\cos\alpha+3\sin\alpha\cdot\sin\theta\cdot\cos\theta\cdot\cos(\Omega t-\varphi)}{n}\ ,$$

где k – постоянная интегрирования.

Следовательно

$$\vec{E}_3=-k\frac{\Omega B_s}{c}r^{-n-2}\left[\frac{\cos\alpha\,(3\cos^2\theta-1)+3\sin\alpha\cdot\sin\theta\cdot\cos\theta\cdot\cos(\Omega t-\varphi)}{n}\hat{e}_r+\right.$$
$$\left.+(\cos\alpha\cdot\sin\theta\cdot\cos\theta+\sin\alpha\cdot\sin^2\theta\cdot\cos(\Omega t-\varphi))\hat{e}_\theta\right]\ .$$

При $\alpha=0$ это выражение напряженности электрического поля должно совпадать с (22). Из этого требования следует

$$k=R^5\quad;\quad n(\alpha)=2F(\alpha)\quad,\quad F(0)=1\ .$$

Ниже мы примем $n(\alpha)=2$ и, следовательно, приходим к результату

$$\vec{E}_3=-\frac{\Omega B_s R^5}{2cr^4}\Big[[\cos\alpha\,(3\cos^2\theta-1)+3\sin\alpha\cdot\sin\theta\cdot\cos\theta\cdot\cos(\Omega t-\varphi)]\,\hat{e}_r+$$
$$+2\,[\cos\alpha\cdot\sin\theta\cdot\cos\theta+\sin\alpha\cdot\sin^2\theta\cdot\cos(\Omega t-\varphi))\hat{e}_\theta\,]\Big]\ . \qquad (33)$$

Это выражение напряженности электрического поля справедливо в области углов

$$\alpha - \left(\frac{\Omega r}{c}\right)^{1/2} \leq \theta \leq \alpha + \left(\frac{\Omega r}{c}\right)^{1/2} ; \quad \alpha \geq 2\left(\frac{\Omega r}{c}\right)^{1/2} ,$$

а для углов $\alpha \leq 2(\Omega r/c)^{1/2}$ мы по сути имеем дело со случаем соосного ротатора.

Для теории радиоизлучения пульсара важное значение имеет только продольная компонента напряженности электрического поля в радиационном канале:

$$E_B = \frac{(\vec{E}_3\vec{B})}{B} = -\frac{\Omega B_s R^5}{cr^4} f(\alpha,\theta) , \tag{34}$$

где

$$f(\alpha,\theta) =$$

$$= \frac{2\cos^2\alpha\cos^3\theta + 0.2\sin 2\alpha\sin\theta\cos^2\theta\cos(\Omega t - \varphi) + 2\sin^2\alpha\cos\theta\sin^2\theta\cos^2(\Omega t - \varphi)}{[1 + 3\cos^2\alpha\cos^2\theta + 1.5\sin 2\alpha\sin 2\theta\cos(\Omega t - \varphi) + 3\sin^2\alpha\sin^2\theta\cos^2(\Omega t - \varphi)]^{1/2}}$$

В случае косого ротатора поперечная компонента напряженности электрического поля в радиационном канале вообще говоря не малая величина, но она все таки не оказывает заметного влияния на движение частиц вдоль силовых линий магнитного поля и тем самым на конечный результат процесса формирования радиоизлучения. Под влиянием поперечной компоненты напряженности электрического поля, частица, конечно, испытывает смещение в поперечном к силовой линии направлении, однако, благодаря тому, что синхротронное излучение действует весьма эффективно (магнитное поле очень сильное), она быстро теряет энергию этого направления движения и снова прижимается к силовой линии.

По своей величине функция $f(\alpha,\theta)$ порядка единицы, поэтому, в радиационном канале продольное электрическое поля E_B примерно одинаково независимо от того, каков угол α.. Это обстоятельство в сочетании с тем, что в вопросе радиоизлучения роль поперечного электрического поля не существенна, приводит к заключению, что в деле построения теории радиоизлучения пульсара совершенно не важно, какая модель ротатора, соосная или косая, принимается в рассмотрение. Другой вопрос, что для того, чтобы излучение пульсара на Земле имело пульсирующий характер, необходимо считать $\alpha \neq 0$.

Кафедра теоретической физики
Ереванского университета

THE ELECTRICAL FIELD IN PULSAR'S RADIATION CANAL

G.S.SAHAKIAN

The pulsar's electrical field is investigated for the cases of aligned and skewed rotators. A self-consistent solution is found for the electrical field in neutron star, in its magnetosphere (in the region of the closed magnetic field lines) and in radiation canal (in the canal of opened field lines). Only the longitudinal component of electrical field is important in the theory of pulsar's radio radiation: $E_B \approx -(\vec{\Omega}\vec{B}_s)R^5/cr^4$, where R is the star's radius, B_s – magnetic induction in it, Ω – its angular velocity and r – distance from the center.

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.Goldrich, W.H.Yulian*, Astrophys. J., 157, 869, 1969.
2. *T.Gold*, Nature, 221, 25, 1969.
3. F.C.Michel, Astrophys. J., 180, 207, 1973.
4. *L.Mestel*, Astrophys. Space Sci., 24, 289,1973.
5. *L.Mestel, Y.M.Wang*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 188, 799, 1979.
6. *F.C.Michel*, Rev. Mod. Phys., 54, 1, 1982.
7. *P.A.Starrok*, Astrophys. J., 164, 529, 1971.
8. *M.A.Ruderman, P.G.Sutherland*, Astrophys. J., 196, 51, 1975.
9. *В.С.Бескин, А.В.Гуревич, Я.Н.Истомин*, ЖЭТФ, 58, 401, 1983.
10. *V.S.Beskin, A.V.Gurevich, Ya.N.Istomin*, Astrophys. Space Sci., 146, 205, 1988.
11. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, 36, 87, 1993.
12. *Г.Корн, Т.Корн*, Справочник по математике, Наука, М., 1970.