

УДК:524.354.4-77

К ТЕОРИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

Г.С.СААКЯН

Поступила 2 августа 1993

На примере модели соосного ротатора с параллельными векторами $\vec{\Omega}$ и $\vec{B}_s$ (Ω — угловая скорость вращения звезды, B_s — магнитная индукция в звезде) рассмотрена проблема радиоизлучения пульсаров. Показано, что в качестве когерентного источника радиоизлучения пульсара может служить изгибное излучение начального отрезка (длиной порядка типичной длины радиоволн λ) потока первичных электронов, инжектируемых от полюса в начале формирования магнитного зазора, если продольное электрическое поле в нем определяется формулой $E_B = -2 \Omega B_s z / c$, где z — высота над магнитной шапкой. В случае же, если $E_B = -2 \Omega B_s (H - z) / c$ (H — высота магнитного зазора), то ту же роль играет отрезок (также с длиной $\sim \lambda$) потока вторичных электронов, рожденных вблизи потолка магнитного зазора при аннигиляции квантов изгибного излучения. Проведенные оценки радиосветимостей пульсаров согласуются с наблюдательными данными.

1. Сравнительно мощные радиосветимости пульсаров, несомненно, указывают на то, что в этих объектах действует когерентный механизм формирования радиоизлучения. В работах Старрока [1], Рудермана и Сатерланда [2] был предложен остроумный механизм образования такого излучения. Предложенная теория построена на разумных предположениях и в качественном отношении согласуется с наблюдательными данными, однако в количественном отношении не строго обоснована. Позже на базе идеологии указанных пионерских работ было проведено более строгое рассмотрение проблемы в работах [3–5].

В настоящей работе, в основном, придерживаясь идеологии, развитой в упомянутых работах, мы указываем на наличие другого, более естественного и вероятного канала образования когерентного радиоизлучения. Наше рассмотрение мы начнем кратким обзором основных положений существующей теории, а затем после некоторых критических замечаний перейдем к изложению нашей версии о конкретном механизме формирования радиоизлучения. Прибегая к существенному упрощению, мы также рассматриваем случай соосного ротатора,

но, разумеется для реальных объектов оси вращения и магнитного диполя не должны строго совпадать, ибо только в этом случае наблюдаемое излучение от нейтронных звезд является пульсирующим.

Вращающаяся намагниченная нейтронная звезда окружена протяженной плазменной средой — *магнитосферой*, состоящей из области замкнутых магнитных силовых линий и узкого канала открытых силовых линий. Первая заполнена зарядово разделенной электрон-позитронной плазмой, во второй — частицы, свободно двигаясь по силовым линиям, уходят в бесконечность или падают на магнитные полюса, смотря каков их заряд [6–9]. Пожалуй, наиболее фундаментальным в теории пульсарного излучения является допущение о наличии у основания каналов открытых силовых линий небольших цилиндрических областей (магнитные зазоры) размерами порядка 100м, где существует мощное продольное (относительно магнитной силовой линии) электрическое поле, генерируемое вращением [1,2]. Продольное электрическое поле имеется только в каналах открытых магнитных силовых линий, где плазма не удерживается магнитным полем. В области же замкнутых силовых линий частицы удерживаются магнитным полем, поэтому здесь образуется квазиравновесная плазма, жестко вращающаяся со звездой, в которой продольное электрическое поле не может существовать.

Частицы (электрон, позитрон), попадающие в магнитный зазор, ускоряются электрическим полем до высоких ультрарелятивистских энергий и поскольку движутся по кривым магнитным силовым линиям, они испускают кванты изгибного излучения с характерной энергией $\hbar\omega_c \gg m_e c^2$. Из-за высокой эффективности синхротронного излучения (магнитное поле сильное) частица при небольшом отклонении в поперечном к полю направлении, быстро теряет эту составляющую своей скорости и поэтому все время остается прижатой к силовой линии, совершая движение только вдоль нее. Квант изгибного излучения испускается в касательном к магнитной силовой линии направлении и, пройдя некоторое расстояние, когда он пересекает соседние силовые линии под достаточно большим углом, аннигилируется на электрон-позитронную пару [10]. Здесь магнитное поле играет роль третьего тела, обеспечивающего сохранение импульса. Частицы тех пар, которые родились вблизи потолка магнитного зазора (над или под потолком) по силовым линиям уходят в бесконечность. Частиц же пар, рожденных в зазоре на заметных глубинах под его потолком, постигает иная участь. При параллельных векторах магнитного диполя $\vec{\mu}$ и угловой скорости вращения $\vec{\Omega}$, вторичный электрон под влиянием электрического поля с ускорением стремится вверх и уходит в бесконечность, при этом он также может испускать жесткий квант изгибного излучения, если успевает приобрести достаточную энергию, а этот квант новую e^+e^- — пару и т.д. А вторичный позитрон

тормозится на небольшом отрезке пути, изменяет направление своего движения, затем, с ускорением направляясь к полюсу, набирая необходимую энергию, испускает квант изгибного излучения с энергией $\hbar\omega_c \gg m_e c^2$, который, пройдя небольшое расстояние, аннигилируется на e^+e^- — пару и т.д. Итак, благодаря многократному повторению процессов рождения и аннигиляции квантов изгибного излучения, происходит лавинообразное размножение электронов и позитронов в магнитном зазоре, в результате этого плотность плазмы в нем настолько нарастает, что продольное электрическое поле исчезает, но очень скоро снова появляется, как только плазма удаляется. Восстановление магнитного зазора начинается от магнитной шапки, с образованием небольшого зазора, потолок которого со скоростью света раздвигается вверх до расстояния H (высота магнитного зазора), при котором наступает перенасыщение плазмы, сопровождаемое исчезновением продольного электрического поля [2].

В канале открытых магнитных силовых линий, незамыкающая внутри магнитосферы последняя линия описывается уравнением

$$\theta \approx (\Omega r / c)^{1/2}, \quad r < c / \Omega, \quad (1)$$

где считается, что магнитное поле вне звезды является дипольным, центр звезды принят за начало координат, а ось вращения — за полярную ось. В условиях сильного магнитного поля нейтронной звезды движение заряженных частиц совершается только вдоль силовых линий, поэтому оно сопровождается так называемым *изгибным излучением*. Характерная частота этого излучения равна

$$\omega_c = \frac{3c}{2\rho_c} \gamma^3, \quad (2)$$

где ρ_c — радиус кривизны силовой линии, γ — лоренцов множитель частицы ($mc^2\gamma$ — энергия частицы).

Наконец, третьим фундаментальным понятием рассматриваемой теории является эффект бунчировки, состоящий в том, что при прохождении релятивистского потока заряженных частиц через нейтральную холодную плазму в нем образуются сгустки (бунчи) зарядов. В рассматриваемой проблеме роль холодной плазмы играет поток e^+e^- — пар с $\gamma \sim 10^3$, формируемый вблизи потолка магнитного зазора при аннигиляции квантов изгибного излучения, а роль пучка релятивистских частиц — поток первичных электронов (позитронов) с $\gamma \sim 10^6$. Обусловленная кулоновскими взаимодействиями частиц, эта ветвь плазменных колебаний возбуждается на частоте, близкой к плазменной, которая в системе наблюдателя равна [2]

$$\omega_p \approx 2 \left(\frac{2 e \Omega B_s R^3 \gamma}{m_e c r^3} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где R — радиус нейтронной звезды, B_s — магнитная индукция в звезде (звезда считается однородно намагниченной), γ — лоренц множитель первичного потока частиц при выходе из магнитного зазора. В работах [1,2] считается, что радиоизлучение пульсара является изгибным излучением этих сгустков зарядов (бунчев), образующихся в протекающем по каналу открытых магнитных силовых линий в потоке электрон-позитронной плазмы на расстояниях $r \sim 5 \cdot 10^8$ см. При размерах бунчев порядка $2 \pi c / \omega_c$ избыток частиц одного знака в каждом из них оказывается порядка 10^{17} . Такие сгустки зарядов в радиодиапазоне излучают когерентным образом, обеспечивая наблюдаемые радиосветимости пульсаров.

2. Эта идея о механизме образования радиоизлучения пульсаров остроумная, возможно что и верна, однако она не строго обоснована. Прежде всего мы имеем в виду необходимое для явления бунчировки допущение о наличии двух типов чистых потоков, исходящих из магнитного зазора, а именно потока e^+e^- — плазмы и проходящего через него пучка первичных частиц. Существование потока первичных частиц с необходимыми параметрами не вызывает сомнения, если исходить из представления о том, что над полюсом имеется магнитный зазор с продольным электрическим полем в нем, описываемым выражением [1]

$$E = - \frac{2 (\vec{\Omega} \vec{B}_s)_z}{c} \quad (4)$$

или сходное с ним выражением [2]

$$E = - \frac{2 (\vec{\Omega} \vec{B}_s)_z}{c} (H - z), \quad (5)$$

где H — высота магнитного зазора, z — высота над магнитной шапкой: $z \approx r - R$. Высота магнитного зазора равна

$$H \approx 10^4 \rho_6^{2/7} B_{12}^{-4/7} \Omega^{-3/7} \text{ см}, \quad (6)$$

где $\rho_c = 10^6 \rho_6$ — радиус кривизны магнитной силовой линии вблизи полюса. В [2] предполагается, что $\rho_c(R) \approx R \approx 10^6$ см, в то время как для чистого дипольного поля он на два порядка больше этого значения. Это допущение мотивируется значительным вкладом высших мультиполей вблизи полюса. Это

вынужденный шаг, ибо ситуация такая, что без этого допущения построение теории радиоизлучения пульсаров на базе принятого представления о магнитном зазоре по сути дела невозможно. Что касается нейтрального электрон-позитронного плазменного потока с определенным значением релятивистского множителя $\gamma_{\pm}$, то он на самом деле в таком идеализированном виде не существует: реальная картина в этом вопросе значительно сложнее и нуждается в специальном обсуждении.

Для рассматриваемых обоих выражений продольного электрического поля из магнитного зазора исходит ток первичных частиц (электронов) с приблизительно одинаковым релятивистским множителем

$$\gamma \approx \gamma_m = \frac{e \Omega B_s}{m_e c^3} H^2 \approx 1.95 \cdot 10^6 \rho_6^{1/2} B_{12}^{-1/2} \Omega^{1/2}, \quad (7)$$

где $B_{12} = 10^{-12} B_s$. Согласно (2) электроны с энергией $m_e c^2 \gamma_m$ испускают кванты изгибного излучения с энергией

$$\hbar \omega_c = 220 \rho_6^{3/4} B_{12}^{-3/4} \Omega^{3/4} \text{ МэВ}. \quad (8)$$

Параметр $\gamma_{\pm}$ для частиц e^+e^- - пар, рожденных при аннигиляции квантов с энергией (8), равен

$$\gamma_{\pm} \approx \frac{\hbar \omega_c}{2 m_e c^2} = 215 \rho_6^{3/4} B_{12}^{-3/4} \Omega^{3/4}. \quad (9)$$

Поток e^+e^- - плазмы с релятивистским множителем (9) формируется только за счет аннигиляции изгибных квантов либо на высотах настолько близких к потолку магнитного зазора, что дальнейшее влияние электрического поля оказывается несущественным, либо над потолком зазора, где нет заметного продольного электрического поля. А электроны и позитроны тех пар, которые родились на сравнительно больших глубинах $x = H - z$ под потолком зазора, оказываются в неодинаковых условиях: сначала они движутся наружу, но под влиянием электрического поля электроны приобретают дополнительную энергию, а движение позитронов тормозится. Часть позитронов тормозится до полной остановки, затем возвращается назад к полюсу и по пути, приобретая достаточно большую энергию, принимает участие в процессах размножения квантов и частиц. Тормозящее действие электрического поля преодолевают и выходят в канал открытых магнитных силовых линий только те позитроны, которые родились на высотах удовлетворяющих условию

$$e \int_{z_1}^H E dz < m_e c^2 \gamma_{\pm}. \quad (10)$$

Из сказанного следует, что представление о том, что из магнитного зазора исходит поток нейтральной e^+e^- — плазмы с примерно одинаковой энергией частиц, является сильной идеализацией, далекой от истины. В действительности же мы имеем дело с не нейтральным потоком частиц с энергией электронов

$$m_e c^2 \gamma_{\pm} \leq \varepsilon \leq m_e c^2 \gamma_{\pm} + e \int_z^H E dz, \quad (11)$$

и с энергией позитронов

$$0 \leq \varepsilon \leq m_e c^2 \gamma_{\pm}. \quad (12)$$

Таким образом, в потоке частиц, протекающем по каналу открытых магнитных силовых линий, вовсе нет тех условий, которые необходимы для возбуждения ветви двухпотоковой плазменной неустойчивости, и поэтому в такой ситуации образование в нем периодических сгущений (бунчи) зарядов априори не очевидно. Следует также иметь в виду, что это ветвь плазменных колебаний чувствительна ко всякого рода возмущениям и поэтому весьма неустойчива. Если ставится под сомнение роль эффекта бунчировки, то нужно искать другие возможные каналы когерентного излучения. Ниже мы покажем, что, в принципе, источником когерентного изгибного излучения может служить исходящий из магнитного полюса поток первичных частиц или же поток вторичных частиц: обе эти возможности обусловлены специфическими особенностями модели магнитного зазора.

3. Восстановление магнитного зазора после его захлопывания, по-видимому, начинается от поверхности магнитной шапки с образованием небольшой щели, потолок которой со скоростью света поднимается вверх до достижения предельной высоты H , при которой происходит разряд [2]. Пусть электрическое поле в магнитном зазоре определяется выражением (4), тогда проходящим через щель электронам сообщается энергия

$$\gamma m_e c^2 \approx \frac{e}{c} \Omega B_z z^2. \quad (13)$$

Уже при

$$z \approx (m_e c^3 / \Omega B_z e)^{1/2} \approx 7 \Omega^{-1/2} B_{12}^{-1/2} \text{ см.}$$

Энергия электрона становится релятивистской. Таким образом, как потолок щели, так и поток первичных частиц стремятся вверх со скоростью, весьма близкой к скорости света. Вместе с тем, разумно считать, что относительно потолка щели поток электронов также движется со скоростью света (релятивистское правило сложения скоростей). Следовательно, первичные частицы, обгоняя движение потолка щели, попадают в область, где нет продольного элек-

трического поля и поэтому продолжают двигаться с той энергией, которую они приобрели в момент выхода из щели.

Рассмотрим поток первичных частиц, исходящий из щели при ее высоте $0.5\lambda \leq z \leq 1.5\lambda$, где λ — длина волны в диапазоне радиочастот. В соответствии с (13) частицы в этом случае характеризуются релятивистским множителем

$$\gamma \approx \frac{e\Omega B_z}{m_e c^3} \lambda^2. \quad (14)$$

Длина этого отрезка потока первичных электронов приблизительно сохраняется, поэтому где-то на расстояниях $r \gg R$ отдельные кольцеобразные слои этого выброса заряда будут испускать изгибное радиоизлучение с той же длиной волны

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega_c} = \frac{4\pi\rho_c}{3\gamma^3} = \frac{16\pi r}{9\Theta\gamma^3}, \quad (15)$$

где для частоты ω_c использована формула (2), а для радиуса кривизны магнитной силовой линии — формула

$$\rho_c \approx 4r/3\Theta. \quad (16)$$

Здесь r и Θ — типичные координаты места, где происходит формирование радиоизлучения пульсара (на расстояниях $r \gg R$ магнитное поле звезды считается дипольным). Учитывается также то обстоятельство, что излучение объемного заряда является когерентным только в том случае, когда размеры его не превышают длину излучаемых волн. Из (14) и (15) получаем важную связь между координатами места формирования радиоизлучения и параметром потока первичных частиц γ :

$$\gamma \approx \left(\frac{256\pi^2}{81} \frac{e\Omega B_z r^2}{m_e c^3 \Theta^2} \right)^{1/7} \approx 0.932 B_{12}^{1/7} \Omega^{1/7} \left(\frac{r}{\Theta} \right)^{2/7}. \quad (17)$$

По мере расширения щели над полюсом, параметр γ растет пропорционально z^2 , и поэтому область, где формируется изгибное излучение, отодвигается все дальше и дальше от звезды, так как $r \sim \gamma^{3.5} \sim z^7$ (z — высота щели). При этом движущийся по магнитным силовым линиям поток частиц расширяется, поэтому плотность в нем пропорционально r^{-3} падает и тем самым условия, необходимые для генерирования когерентного механизма излучения быстро исчезают. Итак, для когерентного механизма излучения естественным образом отбирается начальный отрезок потока первичных частиц с длиной $z \approx \lambda$.

Как видно из (15), частота характерного изгибного излучения изменяется не только вдоль силовых линий, но и в поперечном к ним направлении, поэтому в

качестве когерентного излучающего элемента мы должны выбрать кольцеобразный отрезок потока не только с длиной λ , но и с толщиной колец порядка λ . Заряд этого элемента равен

$$Q \approx 2\pi r \sin \Theta \lambda n(r) e \approx 2\pi r \lambda^2 \Theta e n(r),$$

где $n(r)$ — плотность частиц в рассматриваемом элементе, которая определяется условием сохранения потока

$$\pi(r \Theta)^2 n(r) c \approx \pi(R \Theta_p)^2 n(R) c.$$

Здесь Θ_p — угол, образованный крайней открытой магнитной силовой линией с осью вращения вблизи полюса, Θ — тот же угол на расстоянии r :

$$\Theta_p \approx (\Omega R/c)^{1/2}, \quad \Theta \approx (\Omega r/c)^{1/2}, \quad r < c/\Omega, \quad (18)$$

$n(R)$ — плотность облака первичных электронов в магнитном зазоре:

$$n(R) = \frac{\vec{\Omega} \vec{B}_s}{2\pi e c} \quad (19)$$

(см. работу [2]). Используя (18) и (19), из условия сохранения потока, получаем

$$n(r) = \frac{\Omega B_s}{2\pi e c} \left(\frac{R}{r}\right)^3 \quad (20)$$

(напомним, что мы рассматриваем случай $\vec{\Omega} \parallel \vec{B}_s$). Учитывая (15) и (20) для заряда Q , получаем

$$Q \approx \frac{256 \pi^2 \Omega B_s R^3}{81 c \Theta \gamma^6}. \quad (21)$$

Это и есть заряд когерентно излучающего элемента потока первичных частиц, имеющих форму кольца с длиной окружности $2\pi r \sin \Theta$, толщиной и шириной колец порядка λ . Ввиду симметрии задачи (соосный ротор) по кругу кольца нет каких-либо ограничений, накладываемых условием когерентности излучения.

Мощность изгибного излучения заряда Q равна

$$P = \frac{2 c Q^2 \gamma^4}{3 \rho_c^2} \approx \frac{365 \Omega^2 B_s^2 R^6}{c r^2 \gamma^8}. \quad (22)$$

Со временем от магнитной шапки выбрасывается много таких зарядов, следовательно, для получения полной интенсивности излучения мы должны умножить на число выбросов в единицу времени. Время восстановления магнитного зазора порядка H/c , а время одного полного цикла (суммарное время восстановления

зазора, его работы и захлопывания) должно быть примерно равным $\alpha H/c$, где $\alpha \geq 1$, следовательно, в единицу времени мы имеем приблизительно

$$1 \text{ секунда: } (\alpha H/c) = c/\alpha H \quad (23)$$

циклов и тем самым столько же выбросов заряда Q . Итак, для заданного угла Θ интенсивность изгибного радиоизлучения равна

$$L\Theta \approx \frac{c}{\alpha H} P \approx \frac{365}{\alpha} \frac{\Omega^2 B_s^2 R^6}{H r^2 \gamma^8}.$$

Подставим сюда выражение γ из (17):

$$L\Theta \approx \frac{6.41 \cdot 10^{62}}{\alpha H} R_6^6 B_{12}^{6/7} \Omega^{6/7} \frac{\Theta^{16/7}}{r^{30/7}}. \quad (24)$$

Из (15) видно, что при заданном r частота изгибного радиоизлучения пропорциональна углу Θ , поэтому (24), по сути дела, определяет спектральное распределение радиоизлучения. Однако нужно иметь в виду, что здесь ω_c — это характерная частота изгибного излучения, т.е. частота в максимуме спектра, который тот же, что и при синхротронном излучении. Таким образом, вопрос о спектре излучения пульсаров нуждается в специальном и более корректном рассмотрении, чем приведенная здесь оценка. Для получения полной радиосветимости пульсара нужно сложить вклады от всех колец длиной λ и толщиной λ , т.е. произвести интегрирование (24) по Θ :

$$L \approx \int_0^{\Theta_m} \frac{c}{\alpha H} P \frac{r d\Theta}{\lambda} = \frac{9.29 \cdot 10^{61}}{\alpha H} R_6^6 B_{12}^{6/7} \Omega^{6/7} \int_0^{\Theta_m} \frac{\Theta^{17/7}}{r^{24/7}} d\Theta.$$

Здесь $r d\Theta/\lambda$ — число излучающих колец в интервале $r d\Theta$ (они излучают волны разных частот, и поэтому не интерферируют между собой), Θ_m — половина угла раствора пучка открытых магнитных силовых линий (второе выражение в (18)), λ было заменено выражением (15), а γ — выражением (17). Считая r приблизительно постоянным и интегрируя по Θ , приходим к результату

$$L = \frac{2.97 \cdot 10^{39} R_6^6 B_{12}^{6/7}}{\alpha r_6^{24/7}} \left(\frac{\Omega^2}{r} \right)^{12/7}, \quad (25)$$

где для высоты магнитного зазора H мы использовали значение, приведенное в (6).

По оценке (25) радиосветимость пульсара имеет сильную зависимость от параметров R , B_s , Ω . Для пульсаров известен только их период $P = 2\pi/\Omega$, а о параметрах R и B_s нам ничего не известно. Формула (25) содержит также пока не уточненный параметр r — расстояние, где формируется радиоизлучение пульсара. Он, очевидно, определяется магнитной индукцией звезды B_s и угловой скоростью ее вращения. При таких обстоятельствах говорить о более или менее аккуратном сравнении оценки (25) с наблюдательными данными трудно. Обычно в работах, посвященных пульсарам, принимается $R_6 \approx 1$, $B_{12} \approx 1$. Ни же, не имея другой возможности, мы также вынуждены пользоваться этим приближением. Но прежде чем вернуться к вопросу о сравнении (25) с наблюдательными данными, выясним возможный масштаб изменений светимостей, обусловленный параметрами R и B_s нейтронной звезды. Исключая конфигурацию с параметрами $P(0) = 1.32 \cdot 10^{33}$ эрг/см³ (соответствующая плотность в центре $3.14 \cdot 10^{14}$ г/см³), $R \approx 106$ км, $M \approx 0.02 M_\odot$, принадлежность которой к устойчивой ветви нейтронных конфигураций сомнительна (соответствующая ей точка на кривой $M(P_0)$ расположена у границы раздел а устойчивой и неустойчивой ветвей вырожденных звездных конфигураций), значения радиусов нейтронных конфигураций находятся в интервале $0.78 \leq R_6 \leq 1.29$, [13]. Следовательно, в значении светимости пульсаров, можно ожидать вариаций порядка $(1.29/0.78)^6 \approx 20$, обусловленных только непостоянством радиусов. Еще хуже обстоит дело с вариацией интенсивности, обусловленной магнитным полем звезды. Так, из данных по барстерам и рентгеновским пульсарам известно, что $B_s \sim 10^{10} + 10^{12}$ Гс (для разных объектов). Тогда при одинаковом Ω и R этот разброс магнитной индукции вызывает изменение в значении светимости примерно в 50 раз, если, конечно, верить оценке (25). Подтверждением вышесказанного является множество фактов о том, что при примерно одинаковом периоде P радиосветимости пульсаров заметно отличаются друг от друга. Так, например, для PSR 1541-52 с периодом $P = 0.1786$ с, $L = 1.26 \cdot 10^{27}$ эрг/с, а для PSR 1821-19, с периодом $P = 0.1893$ с, $L = 4.47 \cdot 10^{29}$, т.е. при почти одинаковом периоде радиосветимости этих объектов отличаются друг от друга в 355 раз. Таким образом, помимо обычной информации о пульсарах, весьма ценным является разработка специальной методики для определения радиуса R и магнитной индукции B_s нейтронной звезды в каждом их объектов.

На фоне такой неопределенной ситуации мы все-таки рискуем довести до конца наши оценки радиосветимости пульсара. Как уже было сказано выше, логично считать, что входящий в (25) параметр r зависит от B_s и Ω . Поскольку мы не располагаем точной информацией о параметре B_s , то в качестве разумной информации примем

$$r = r_0(B_s)\Omega^x$$

и (25) представим в виде

$$L \approx 3 \cdot 10^{39} K(B_s) r_0^{-12/7} \Omega^{12(2-x)/7}, \quad (26)$$

где

$$K(B_s) = R_6^6 B_{12}^{13/7} / (\alpha \rho_6^{2/7}).$$

Предположим, что значение параметра $K(B_s)$ не сильно отличается от единицы. Далее, аппроксимируя данные наблюдений, будем считать: что при примерно одинаковых R и B_s для медленных пульсаров ($\Omega \approx 2\text{с}^{-1}$) радиосветимость $L \approx 10^{25}$ эрг/с, а для быстрых ($\Omega \approx 100\text{с}^{-1}$) $L \approx 10^{30}$ эрг/с, тогда в соответствии с этим допущением получаем

$$12(2-x)/7 \approx 3, \quad x \approx 0.25,$$

следовательно,

$$L \approx 10^{24} \Omega^3, \quad r \approx 10^9 K^{7/12} \Omega^{1/4}. \quad (27)$$

По-видимому, эта аппроксимация более или менее удовлетворительна для пульсаров с $R_6 \approx 1$, $B_{12} \approx 1$.

Ширина среднего профиля радиоимпульсов составляет примерно 3% от полного периода, откуда следует, что характерное значение полярного угла генерации радиоизлучения $\Theta(r) \approx 0.02\pi$. Учитывая этот факт и приведенную в (27) аппроксимацию для r из (17), можно вычислить параметр γ потока первичных частиц, ответственного за радиоизлучение

$$\gamma \approx 766 K^{1/6} B_{12}^{1/7} \Omega^{3/14}. \quad (28)$$

Представляет также интерес определить характерное число частиц в когерентно излучающем кольце потока с зарядом, определяемым выражением (21)

$$N \approx \frac{Q}{e} \approx 2 \cdot 10^{14} R_6^3 B_{12}^{1/7} \Omega^{-2/7} K^{-1}. \quad (29)$$

Рассмотренный вариант когерентного излучения не реализуется, если исходить из выражения (5) для электрического поля. Причина в том, что энергия частиц в $H/x \approx 160$ раз больше по сравнению с предыдущим случаем, и поэтому расстояние, где характерная частота изгибного излучения попадает в радиодиапазон, отодвигается так далеко от звезды, что говорить о вышерассмотренном когерентном механизме излучения не приходится.

4. Теперь обсудим еще один возможный вариант когерентного механизма генерации радиоизлучения пульсара, который действует в случае, когда электрическое поле в магнитном зазоре определяется выражением (5). Он обусловлен потоком тех вторичных электронов, которые рождаются при аннигиляции квантов изгибного излучения в слое $x_1 \leq x \leq 2x_1$ магнитного зазора, где $x_1 = H - z_1$, а определение z_1 приведено в (10):

$$x_1 = \left(\frac{m_e c^3 \gamma_{\pm}}{e \Omega B_s} \right)^{1/2} \approx 105 \rho_6^{5/14} B_{12}^{-3/7} \Omega^{-2/7} \text{ см.} \quad (30)$$

Напарники этих электронов — позитроны не выходят из магнитного зазора, следовательно, здесь мы имеем дело с облаком движущихся зарядов с характерным размером порядка длин радиоволн и средним релятивистским множителем

$$\bar{\gamma}_{\pm} \approx 10 \gamma_{\pm} / 3 \approx 717 \rho_6^{5/7} B_{12}^{-3/7} \Omega^{3/7}. \quad (31)$$

На общем сложном фоне потоков e^+e^- -плазмы, первичных и вторичных частиц этот отрезок тока электронов, по сути дела, является движущимся по силовым линиям ступком заряда, который на некотором расстоянии r испускает (когерентно) изгибное радиоизлучение. Значение этого расстояния можно оценить, используя формулу (15). Так, подставив в ней $\omega_c \approx 2.5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ (типичная радиочастота, регистрируемая в пульсарах), $\Theta \approx 0.02 \pi$ (типичная ширина среднего профиля импульсов пульсара) и учитывая (31), находим

$$r \approx \frac{9c\Theta}{8\omega_c} \gamma_{\pm}^3 \approx 3 \cdot 10^8 \rho_6^{15/7} B_{12}^{-9/7} \Omega^{9/7}. \quad (32)$$

На рассматриваемых высотах магнитного зазора характерная энергия квантов изгибного излучения равна

$$\hbar \omega_c = 3 \hbar c \gamma_m^3 / (2 \rho_c) \approx 220 \rho_6^{5/7} B_{12}^{-3/7} \Omega^{3/7} \text{ МэВ.}$$

При таких энергиях средний пробег для аннигиляции кванта на электрон-позитронную пару порядка $z_1 \approx H$, поэтому число вторичных электронов, образованных в слое $x_1 \leq x \leq 2x_1$, будет порядка числа самых изгибных квантов, испущенных первичными частицами в этом слое

$$\begin{aligned} n_{-}(R) &\approx n_{ke-}(R) \approx \left(\frac{2e^2 \gamma_m^4 x_1}{3\rho_c^2} / \frac{3c\pi \gamma_m^3}{2\rho_c} \right) n(R) = \\ &= \frac{4}{9} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{x_1}{\rho_c} \gamma_m n(R) \approx n(R). \end{aligned}$$

Здесь n и n_- — плотности числа первичных и вторичных электронов, $n_{кв}$ — плотность числа квантов с характерной энергией (8), а выражение в скобках представляет собой число этих квантов, испущенных одной первичной частицей в слое шириной x_1 на высоте z_1 . На самом деле число вторичных электронов должно быть больше, если учесть, что прохождение первичной частицы через магнитный зазор сопровождается размножением квантов и частиц. Таким образом, $n_-(r) \geq n(r)$ и поэтому число частиц в когерентно излучающем кольце в этом случае, по-видимому, должно быть чуть больше числа, приведенного в (29), т.е. $N > 2 \cdot 10^{14}$. Итак, в принципе мы убеждаемся, что если продольное электрическое поле в магнитном зазоре определяется формулой (5), то в этом случае в качестве когерентного источника пульсарного радиоизлучения вполне может служить изгибное излучение потока вторичных электронов, рожденных вблизи припотолочного слоя $x_1 \leq x \leq 2x_1$ магнитного зазора.

Приведенные здесь соображения и оценки, конечно, нуждаются в более серьезном анализе и разработке, но бесспорно то, что теория пульсарного излучения пока в достаточной степени не разработана и в этом вопросе еще многое предстоит сделать.

Ереванский государственный университет

ON THE THEORY OF RADIO RADIATION OF PULSARS

G.S.SAHAKIAN

On the example of coaxial rotator model with parallel vectors $\vec{\Omega}$ and $\vec{B}_s$ (Ω is angular rotation velocity of star, B_s is the magnetic induction in star) the problem of radio radiation of pulsars is examined. It is shown that as a source of coherent radio radiation of pulsars the initial segment (with a length of the order of typical radio wave length λ) of primary electrons injected from star's pole at the beginning of magnetic gap formation may serve, if the longitudinal electric field in it is determined by the formula $E_B = -2 \Omega B_s z/c$ (z is the height above the star pole). In that case, when $E_B = -2 \Omega B_s (H - z)/c$ (H is the height of magnetic gap), then the role of coherent radiation source plays the segment (with length $\sim \lambda$) of secondary electrons originated near the top of magnetic gap by annihilation of curvature radiation quanta. The estimated luminosities of pulsars are in agreement with observational data.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.A. Sturrok, *Astrophys. J.*, 164, 529, 1971.
2. M.A. Ruderman, P.Q. Sutherland, *Astrophys. J.*, 196, 51, 1975.
3. В.С.Бескин, А.В.Гуревич, Я.Н.Истомин, *ЖЭТФ*, 58, 401, 1983.
4. V.S.Beskin, A.V.Gurevich, Ya.N.Istomin, *Astrophys. Space Sci.*, 102, 301, 1984.
5. В.С.Бескин, А.В.Гуревич, Я.Н.Истомин, *УФН*, 150, 257, 1986.
6. P.Michel, *Astrophys. J.*, 180, 207, 1973.
7. L.Mestel, *Astrophys. Space Sci.*, 24, 289, 1973.
8. L.Mestel, Y.M.Wang, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 188, 799, 1979.
9. F.C.Michel, *Rev. Mod. Phys.*, 54, 1, 1982.
10. T.Erber, *Rev. Mod. Phys.*, 38, 626, 1966.
11. Р.Манчестер, Дж.Тейлор, *Пульсары*, Мир, М., 1980.
12. Г.С.Саакян, *Астрофизика*, 36, 87, 1993.
13. L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian, *Astrophys. Space Sci.*, 95, 305, 1983.