

## 6. КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИЕ И ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПУЛЬСАРЫ

В предыдущих главах мы обсуждали следствия из модели, которая называется иногда моделью полярной шапки, но чаще моделью полого конуса. Первое название означает, что все процессы в магнитосфере связаны с конусом открытых силовых линий, выходящих из полярных областей нейтронной звезды, второе – что в центральной части этого конуса отсутствует ускорение частиц или возбуждение волн и в результате будет отсутствовать наблюдаемое излучение. В такой модели подразумевается, что наблюдаемые особенности принимаемого излучения пульсаров (формы импульсов, их спектральные и поляризационные характеристики) формируются на умеренных расстояниях от центра нейтронной звезды ( $r \ll r_{LC}$ ). Однако в пульсарах с короткими периодами это предположение может оказаться неверным. Действительно, как уже говорилось, радиоизлучение пульсаров когерентно, а когерентность связана с каким-либо типом неустойчивостей в магнитосфере. Все рассматривавшиеся до сих пор неустойчивости дают достаточную для объяснения наблюдаемой интенсивности амплитуду волн на расстояниях  $10^8 + 10^9$  см от поверхности нейтронной звезды [106, 132, 185]. В пульсарах с периодом  $P \sim 1$  с условие  $r \ll r_{LC}$  для области генерации излучения выполняется. Однако для объектов с  $P \lesssim 0,1$  с магнитосфера сильно прижата к поверхности, и излучение должно формироваться уже вблизи светового цилиндра. Следует подчеркнуть, что принимаемая обычно в теории магнитосферы малость параметра  $\alpha = \Omega r/c \ll 1$  в миллисекундных пульсарах не выполняется практически во всей магнитосфере. Так, у пульсара PSR B1937 + 21  $\alpha = 0,134$  уже на поверхности нейтронной звезды, т.е. вся его магнитосфера должна рассматриваться как релятивистская.

Другим параметром, малость которого предполагается в теориях магнитосферы, является отношение плотности энергии плазмы к плотности энергии магнитного поля

$$\xi = \frac{\gamma_p m n_p c^2}{B^2 / 8\pi} = \frac{4\pi \gamma_b m c}{PeB} = \frac{7(r/R_*)^3}{PB_s}. \quad (23)$$

Здесь принято, что  $2\gamma_p n_p = \gamma_b n_b$  и  $\gamma_b \sim 10^7$ . Если для долгопериодических пульсаров с  $P \sim 1$  с и  $B_s = 10^{12}$  Гс действительно оказывается, что  $\xi \ll 1$  почти во всей магнитосфере, то в pulsa-

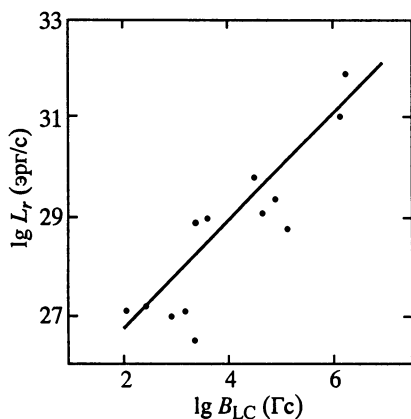
рах с  $P < 10$  мс и  $B_s \sim 10^8$  Гс на некотором расстоянии  $\xi \sim 1$ . С этим фактором связаны как структура магнитного поля, так и возможные типы волн в соответствующих областях магнитосферы. В случае  $\xi \ll 1$  частицы следуют вдоль силовых линий магнитного поля, и их функцию распределения можно считать одномерной. При  $\xi > 1$  частицы начинают увлекать за собой поле и изменяют его структуру. Поэтому можно ожидать, что различия в строении магнитосферы и в уровнях генерации излучения приведут к заметным наблюдательным отличиям у пульсаров с длинными и с короткими периодами [186]. Рассмотрим далее, что показывают существующие наблюдения.

На рис. 2 приведено распределение пульсаров по периодам. Совершенно ясно, что две группы, концентрирующиеся вокруг наблюдаемых максимумов, относятся, по крайней мере, к двум независимым популяциям. Действительно, при периоде  $P$  порядка 10 мс и его производной  $\sim 10^{-19}$  пульсар может попасть во вторую группу ( $P \sim 0,5$  с) за время более  $10^{11}$  лет, что больше возраста Вселенной. Таким образом, миллисекундные пульсары никогда не станут «нормальными».

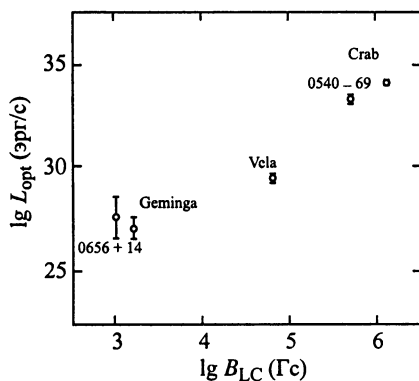
Применение формальных методов классификации – метода главных компонент и кластерного анализа показало [163], что пульсары с  $P \geq 1$  с и с  $P \leq 0,1$  с образуют в пространстве параметров  $P$ ,  $dP/dt$ ,  $z$  и  $L_r$  ( $z$  – расстояние пульсара от плоскости Галактики) две неперекрывающиеся популяции, что служит доказательством двух независимых типов объектов.

В течение всего времени изучения пульсаров обнаружено несколько отличий в параметрах объектов с длинными и короткими периодами. Рассмотрим здесь лишь те из них, которые важны при дальнейших исследованиях.

1) Обнаружена корреляция между светимостью  $L$  и величиной магнитного поля на световом цилиндре  $B_{LC}$  у пульсаров с  $P < 0,1$  с [187], которая практически однозначно свидетельствует в пользу формирования излучения вблизи светового цилиндра и синхротронной природы излучения у этих источников. Действительно, при синхротронном механизме мощность излучения увеличивается с ростом магнитного поля, а в случае излучения кривизны она зависит только от структуры поля (его кривизны), и для пульсаров с длинными периодами нет зависимости светимости от магнитного поля [187]. В настоящее время наблюдаемая связь  $L$  и  $B_{LC}$  подтверждена по более точным значениям радиосветимости. Кроме того показано, что существуют аналогичные корреляции между оптической светимостью  $L_{opt}$  и  $B_{LC}$  [188], а также между светимостью в рентгеновском диапазоне  $L_x$



**Рис. 38.** Зависимость между радиосветимостью пульсара и магнитным полем на световом цилиндре

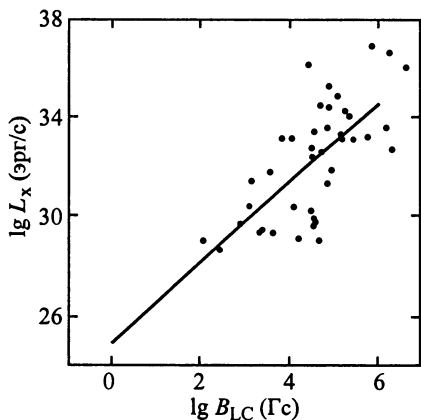


**Рис. 39.** Зависимость между оптической светимостью радиопулсара и  $B_{LC}$  [188]

и  $B_{LC}$  [189]. Все эти зависимости представлены на рис. 38–40. В рамках модели формирования излучения вблизи светового цилиндра можно понять и другие особенности пульсаров с  $P < 0,1$  с.

2) Спектры пульсаров с короткими периодами не показывают ярко выраженного низкочастотного завала. Как отмечалось в предыдущей главе, наличие такого завала связано с поглощением в магнитосферной плазме. При этом существенно, что излучение на разных частотах выходит с разных уровней. В короткопериодических пульсарах, как мы считаем, излучение генерируется вблизи светового цилиндра, т.е. должно выходить приблизительно с одного уровня. В этом случае поглощение на разных частотах изменяется только вследствие зависимости коэффициента поглощения от частоты. Кроме того, поскольку на больших расстояниях от нейтронной звезды плотность плазмы меньше, можно ожидать меньшей оптической толщи поглощающего слоя. В этом случае низкочастотный завал будет менее выражен либо отсутствовать вовсе.

Вблизи светового цилиндра, как показано в гл. III, интенсивность излучения кривизны меньше интенсивности синхротронного излучения, и поэтому именно синхротронный механизм становится основным в пульсарах с короткими периодами. Низкочастотный завал в них (на частотах существенно ниже 100 МГц) может быть вызван синхротронным самопоглощением [67].



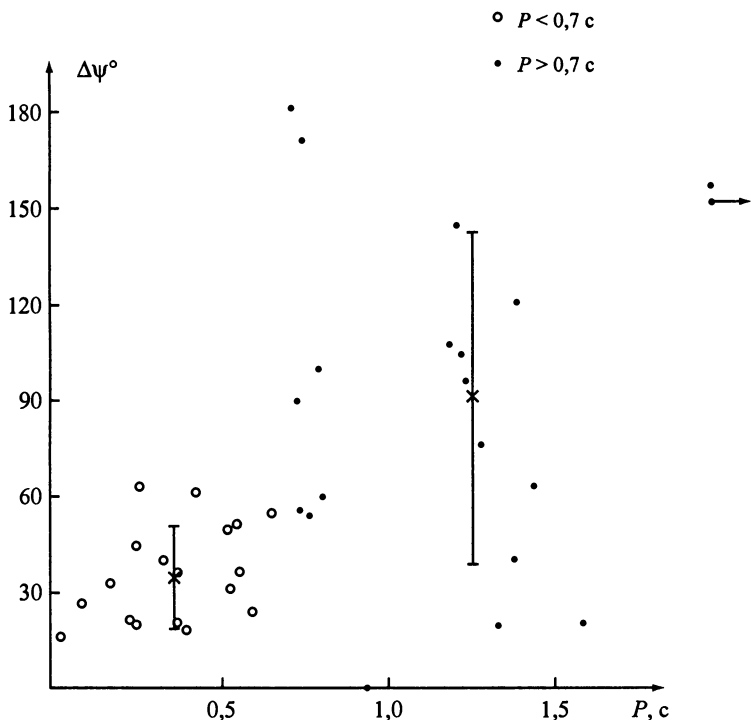
**Рис. 40.** Наблюдаемая зависимость рентгеновской светимости радиопульсара от  $B_{LC}$

вливают несколько факторов, которые искажают приведённые выше зависимости. К этим факторам, во-первых, можно отнести возможную физическую или геометрическую вытянутость конуса излучения [52, 53] или эффективную вытянутость, связанную с генерацией излучения данной частоты на разных уровнях в магнитосфере пульсара [140]. Во-вторых, следует учитывать прицельный параметр, т.е. расстояние, на котором луч зрения проходит относительно центра конуса излучения. И, наконец, важнейшим параметром, определяющим наблюдаемую ширину импульса, является угол между осью вращения нейтронной звезды и её магнитным моментом.

Форма и ширина диаграммы в пульсарах с короткими периодами определяются в основном не структурой магнитного поля, а лоренц-фактором излучающих электронов и их распределением по углу. Однако анализ реального отличия диаграмм и, соответственно, импульсов, наблюдаемых у пульсаров разных типов, затруднён из-за большого числа упомянутых искажающих факторов.

4) В пульсарах с длинными периодами ход позиционного угла линейной поляризации в среднем профиле, в первую очередь, определяется изменением направления магнитного поля в пределах конуса открытых силовых линий. При формировании диаграммы на световом цилиндре изменение позиционного угла будет вызвано изменением угла между скоростью движения излучающего электрона и лучом зрения наблюдателя. Следует ожидать, что в этом случае изменение позиционного угла будет,

3) В работе [70] сообщается о различии зависимости ширины импульса  $W$  от периода пульсара для долгопериодических и короткопериодических объектов. У пульсаров с  $P \sim 1$  с  $W \propto \sqrt{P}$  (в соответствии с моделью полярной шапки), у короткопериодических пульсаров  $W \propto P$ , как предписывает релятивистская модель. Более поздние данные показывают, что наблюдаемая картина оказывается сложнее [190]. Стало ясно, что на наблюдаемую ширину импульса



**Рис. 41.** Полное изменение позиционного угла вдоль среднего профиля для 38 пульсаров. Указаны средние значения и средноквадратичные отклонения для пульсаров с  $P < 0,7 \text{ c}$  и  $P > 0,7 \text{ c}$

в среднем, существенно меньше, чем у долгопериодических пульсаров. Такая картина действительно наблюдается (рис. 41) [70, 190].

5) Оказалось, что коэффициент трансформации энергии вращения в радиоизлучение

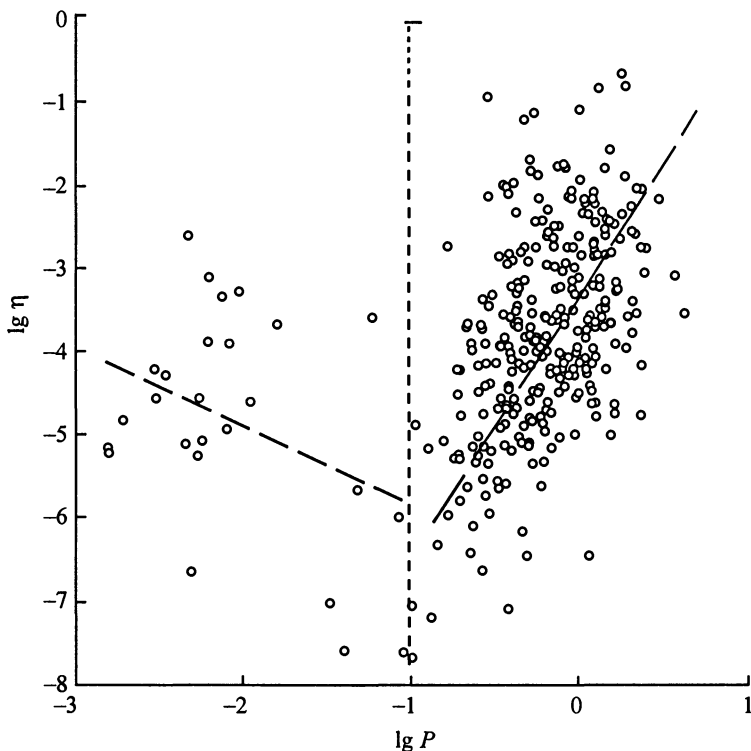
$$\eta = \frac{L}{|dE/dt|} = \frac{LP^3}{4\pi^2 IdP/dt} \quad (24)$$

различен у пульсаров, входящих в разные группы [191, 192]. Средние значения для двух групп объектов равны

$$\overline{\lg \eta} = -4,85 \text{ при } P < 0,1 \text{ c,}$$

$$\overline{\lg \eta} = -3,73 \text{ при } P \geq 1 \text{ c.}$$

Намечается также отличие в зависимостях величины  $\eta$  от периода  $P$  (рис. 42). Это отличие связано с различием в механизмах



**Рис. 42.** Зависимость эффективности трансформации энергии вращения в радиоизлучение от периода пульсара

торможения долгопериодических и короткопериодических пульсаров. Действительно, если магнитное поле пульсара в течение его жизни остаётся постоянным, то в соответствии с формулой (20) главы II для случая магнитодипольного торможения можно ожидать зависимости

$$\eta = \frac{3Lc^3 P^4}{8\pi^4 B_{\perp}^2 R_*^6}, \quad (25)$$

которая с учётом найденной в работе [61] корреляции

$$L \approx 1,66 \cdot 10^{28} P^{-1} \quad (26)$$

даёт

$$\eta = 1,7 \cdot 10^{-3} P^3 / B_{12}^2. \quad (27)$$

Эта зависимость близка к наблюдаемой для пульсаров с длинными периодами. Однако, как следует из рис. 42, для короткопе-

риодических объектов наблюдается тенденция к уменьшению величины  $\eta$  с ростом периода, и, следовательно, модель магнитодипольного торможения в них не работает. Если вокруг таких пульсаров есть плазма, может существовать аккреция и реализоваться режим, близкий к режиму пропеллера [176], когда пульсар излучает в радиодиапазоне и тормозится за счёт падающего вещества. Используя соотношения (20) и (26), получим

$$\eta = 1,12 \cdot 10^{-5} P^{-1/3}. \quad (28)$$

Мы видим, что ожидаемое значение коэффициента трансформации в этом случае действительно оказывается меньшим, чем в пульсарах с длинными периодами (выражение (27)), и зависимость от периода имеет другой знак.

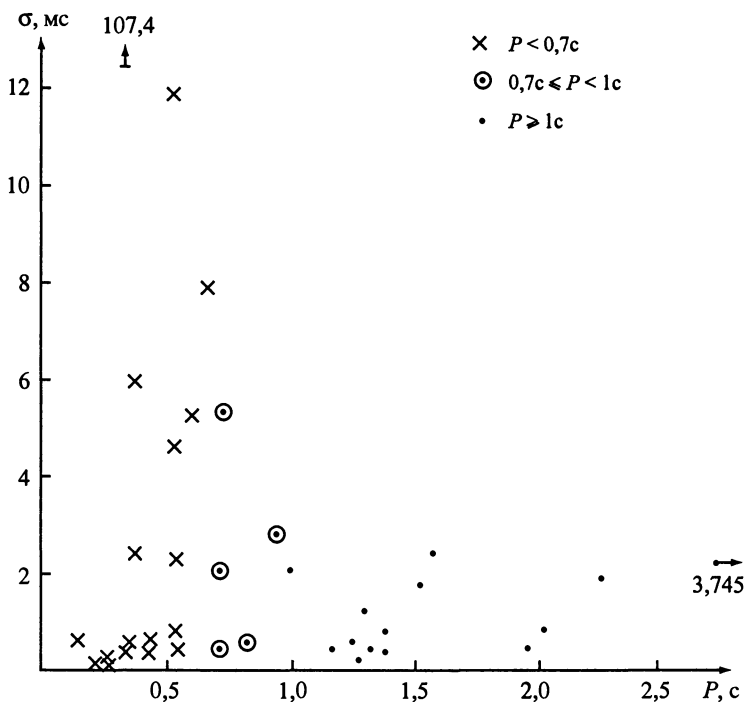
б) По данным работ [193, 194] среднеквадратичные отклонения моментов прихода импульсов от расчётных составляют (рис. 43)

$$\sigma_1(P < 0,7 \text{ с}) = 8,5 \text{ мс } (N = 18),$$

$$\sigma_2(P > 0,7 \text{ с}) = 162 \text{ мс } (N = 14).$$

Имеющийся массив разбит примерно пополам. Намечается тенденция увеличения остаточных отклонений у пульсаров с более короткими периодами.

Блуждания моментов прихода импульсов около расчётных значений могут быть вызваны искажениями границ конуса излучения и соответствующими фазовыми искажениями в наблюдаемом профиле. Такие искажения малы вследствие малости отношения  $\xi$  энергии плазмы к энергии магнитного поля на малых расстояниях от поверхности нейтронной звезды (см. соотношение (23)), и здесь граница конуса должна быть устойчивой. Поскольку у пульсаров с короткими периодами значительно меньше  $P$  и  $B_p$ , у них следует ожидать более сильные фазовые блуждания. Именно такая картина и наблюдается. Подчеркнём, что внутри группы короткопериодических пульсаров  $\xi \propto P^2$  (так как  $r_{LC} \propto P$ ), и для них фазовые блуждания должны уменьшаться с уменьшением периода. Возможно, что именно с этим обстоятельством связаны очень малые отклонения прихода импульсов от расчётных в PSR B1937+21 с периодом  $P = 1,56$  мс [195]. У долгопериодических пульсаров фазовые блуждания должны увеличиваться с уменьшением частоты наблюдений, поскольку соответствующее излучение в модели полого конуса генерируется на больших расстояниях от поверхности (увеличивается значение  $\xi$ ).



**Рис. 43.** Наблюдаемая зависимость среднеквадратичных уклонений моментов прихода импульсов от периода

Приведённые рассуждения относятся только к фазовым блужданиям. У пульсаров, однако, могут быть также флуктуации  $P$  и  $dP/dt$ , связанные с перестройкой коры и внутренних слоёв нейтронной звезды. Детальный анализ таких блужданий отсутствует.

7) Как показывают наблюдения (см. табл. 4)[196, 197], интеримпульсы наблюдаются у пульсаров с  $P < 1$  с, а относительная интенсивность интеримпульса уменьшается, в среднем, с увеличением периода.

Если магнитный момент  $\mu$  почти перпендикулярен оси вращения, то наблюдатель может увидеть два всплеска излучения за период. У короткопериодических пульсаров этому способствует большая ширина диаграммы  $\Delta\phi$  по широте. Так, при  $\Omega r/c = 0,92$   $\Delta\phi = 21^\circ$  [4]. Поэтому вероятность попадания луча зрения в диаграммы излучения, соответствующие двум полюсам, может быть большой. У долгопериодических пульсаров ширина диаграммы, определяемая раскрытием конуса открытых силовых



**Таблица 4**  
**Интеримпульсы пульсаров**

PSR	$P$ , с	$\Delta$ (в долях $P$ ) <sup>*</sup>	$\delta = I_P/I_{\max}$
0531+21	0,0331	0,60	0,69
0823+26	0,5307	0,50	0,005
0950+08	0,2531	0,43	0,012
1055-52	0,1971	0,57	0,54
1822-09	0,7690	0,46	0,050
1848+04	0,2847	0,43	0,25
1929+10	0,2265	0,49	0,019
1937+21	0,0016	0,48	0,49
1944+17	0,4406	0,51	0,010
1702-19**	0,2990	0,50	0,18

\*  $\Delta$  – расстояние между главным импульсом и интеримпульсом.  
\*\* Данные для этого пульсара взяты из работы [197].

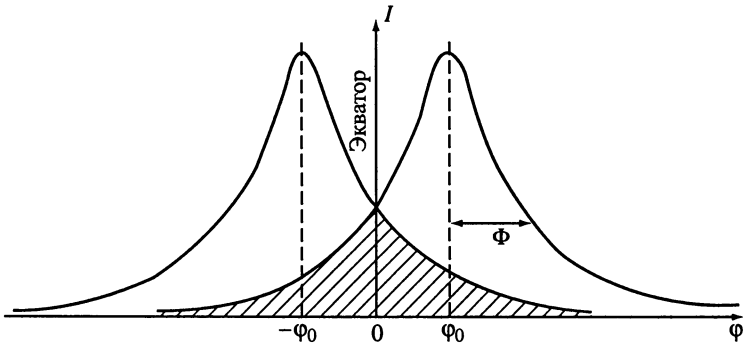
линий ( $\Delta\theta \propto \sqrt{(r/r_{LC})}$ ), значительно меньше (при  $r = 50 R_*$  и  $P = 1$  с  $\Delta\theta \sim 6^\circ$ ), и, соответственно, меньше вероятность обнаружения интеримпульса.

Если считать, что главный импульс и интеримпульс связаны с двумя магнитными полюсами, а угол между  $\mu$  и  $\Omega$  с ростом периода уменьшается, то должна наблюдаться зависимость относительной интенсивности  $\delta$  от периода. Действительно, предполагая, что интенсивность в диаграмме изменяется по гауссову закону, получим для отношения интенсивностей излучения, исходящего из двух полюсов (рис. 44) [70]:

$$\delta(\varphi) = \begin{cases} \frac{e^{-(\varphi-\varphi_0)^2/\Phi^2}}{e^{-(\varphi+\varphi_0)^2/\Phi^2}} = e^{4\varphi\varphi_0/\Phi^2}, & \varphi \leq 0, \\ \frac{e^{-(\varphi+\varphi_0)^2/\Phi^2}}{e^{-(\varphi-\varphi_0)^2/\Phi^2}} = e^{-4\varphi\varphi_0/\Phi^2}, & \varphi \geq 0. \end{cases} \quad (29)$$

При случайном распределении луча зрения относительно диаграммы излучения ожидаемая относительная интенсивность интеримпульса равна

$$\delta = \frac{1}{180} \int_{-90}^{90} \delta(\varphi) d\varphi = \frac{\Phi^2(1 - e^{-360\varphi_0/\Phi})}{360\varphi_0}. \quad (30)$$



**Рис. 44.** Взаимное расположение диаграмм излучения из двух полюсов

Здесь все углы измерены в градусах. Если  $\varphi_0$  увеличивается с ростом периода, то  $\delta$  должно уменьшаться<sup>15</sup>. Наблюдения (табл. 4, рис. 45) согласуются с этим выводом. Положим для оценок  $\varphi_0 \propto P$ , тогда

$$\bar{\delta} = \frac{A}{P} (1 - e^{-P/A}). \quad (31)$$

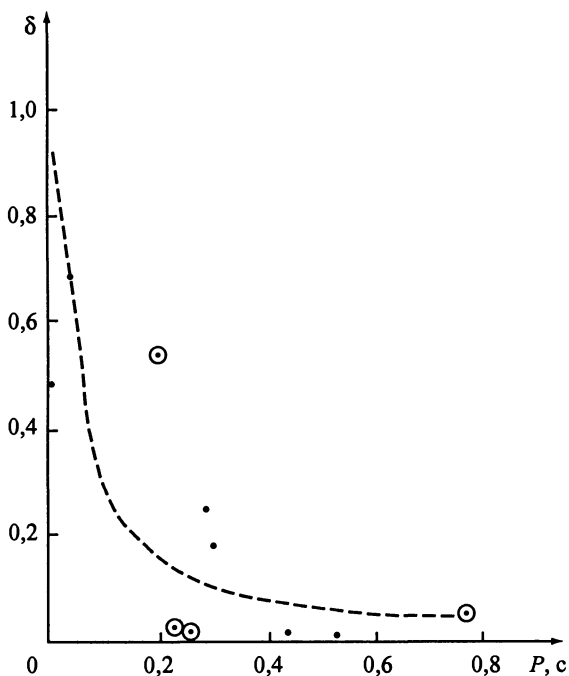
Эта зависимость при  $A = 0,03$  представлена на рис. 45 штриховой линией. Такое значение можно получить, если  $\varphi_0$  изменяется от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  при изменении  $P$  от 0 до 5 с ( $\varphi_0 = 18^\circ P$ ) и  $\Phi = 14^\circ$ , что соответствует  $\Gamma \approx 3,3$  или  $r/r_{LC} = 0,95$ .

Для модели полого конуса ( $W \propto \sqrt{P}$ ) на частоте 400 МГц [198]

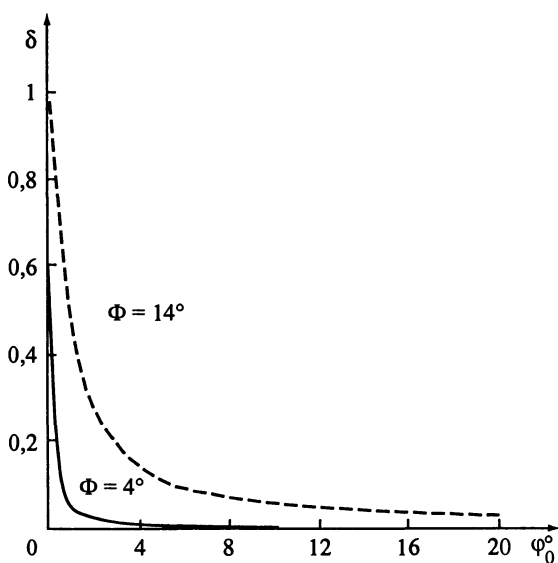
$$W \approx 0,03\sqrt{P} \text{ или } \theta = \pi \frac{W}{P} = \frac{0,1}{\sqrt{P}}. \quad (32)$$

На рис. 46 приведены зависимости  $\delta(\varphi_0)$  для  $\Phi = 14^\circ$  и  $\Phi = 4^\circ$  (в этом случае диаграмма также считалась гауссовой). Видно, что для модели полого конуса уже при  $\varphi_0 = 4^\circ$   $\delta \sim 1\%$ . К тому же вероятность обнаружения интеримпульса равна  $4 \cdot 10^{-3}$ , т.е. из всех пульсаров с  $P > 1$  с только у одного можно ожидать наличие интеримпульса (и, наиболее вероятно, очень слабого). Проведённое рассмотрение показывает, что в рамках предлагаемой концепции удаётся качественно понять наблюдательные данные по интеримпульсам.

<sup>15</sup> При больших  $\varphi_0$  интенсивность в зоне перекрытия (заштрихована на рис. 44) очень мала, и интеримпульс может оказаться за пределами обнаружения с помощью современной аппаратуры.



**Рис. 45.** Зависимость средней относительной интенсивности интеримпульса от периода



**Рис. 46.** Зависимость средней относительной интенсивности интеримпульса от наклона оси диполя к экватору

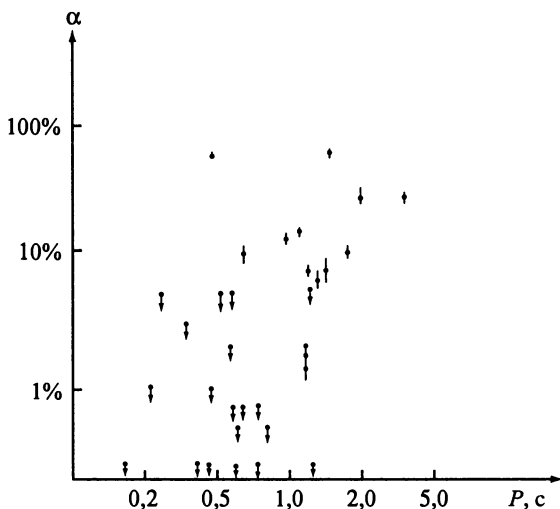


Рис. 47. Доля импульсов с нулевой интенсивностью

Здесь следует подчеркнуть, что появление интеримпульсов возможно также и в случае ротатора, близкого к соосному, когда  $\mu$  и  $\Omega$  почти параллельны друг другу (см. следующую главу).

8) У пульсаров с большими периодами доля времени в состоянии нуллинга (отсутствия наблюдаемых импульсов) больше (рис. 47 [199]), причём возможно скачкообразное увеличение доли импульсов с нулевой интенсивностью при  $P \sim 1$  с.

Если излучение генерируется вблизи светового цилиндра, флуктуации интенсивности вызываются флуктуациями числа частиц и удалённости от светового цилиндра (изменениями величины  $\Gamma$ ). Поскольку, как разумно ожидать, излучающие частицы в этой области присутствуют всегда, полное выключение излучения должно быть очень редким событием. У короткопериодических пульсаров длительные нуллинги действительно не наблюдаются. В модели полярной шапки исходным процессом, определяющим генерацию наблюдаемого излучения, считается каскадное рождение электронно-позитронных пар. Подавление этого процесса приведёт к полному выключению наблюдаемого радиоизлучения. Эффективность его работы значительно ниже у пульсаров с длинными периодами [200]. Поэтому нуллинги у них должны наблюдаться чаще и быть более длительными, что согласуется с известными данными.

9) Возможно, что эволюция короткопериодических и долгопериодических пульсаров протекает в двойных системах перед их разрушением по-разному [201].

Таким образом, результаты наблюдений, а также физические соображения и анализ с помощью методов статистики свидетельствуют о необходимости рассмотрения различных процессов формирования излучения и замедления вращения в пульсарах с короткими ( $P \leq 0,1$  с) и длинными ( $P \sim 1$  с) периодами. В пульсарах с промежуточными значениями  $P$  возможно функционирование сразу двух или более механизмов.

10) Если говорить о типичных представителях двух типов пульсаров, то среди пульсаров с самыми длинными периодами наиболее хорошо изучен PSR B0525+21 ( $P = 3,745$  с). С другой стороны, существует обширная информация о самом короткопериодическом пульсаре PSR B1937+21 с периодом  $P = 1,56$  мс. Эти два объекта можно рассматривать как характерные представители двух различных групп, которые описываются различными моделями и поэтому должны отличаться наблюдаемыми параметрами. Интересно в этом свете сравнить известные для них данные.

Как уже отмечено, у долгопериодических пульсаров, в среднем, должно быть больше изменение позиционного угла линейной поляризации  $\Delta\psi$  в среднем профиле. Наблюдательные данные для пульсаров PSR B0521+21 и PSR B1937+21 полностью соответствуют средней картине (рис. 48). PSR B0525+21 характеризуется регулярным (S-образным) поведением  $\psi(\phi)$  и общим диапазоном изменений  $\Delta\psi \approx 150^\circ$ , в то же время у PSR B1937+21 в главном импульсе  $\Delta\psi < 20^\circ$ .

Рис. 48 показывает, что у PSR B1937+21 наблюдается интеримпульс большой интенсивности в согласии с рассмотренной моделью. Значительная величина  $\delta(-0,5)$  заставляет думать, что угол  $\beta$  между  $\mu$  и  $\Omega$  близок к  $90^\circ$ .

В спектре пульсара PSR B0525+21 намечается максимум в районе 90 МГц [50] и наблюдается излом на частоте 1,5 ГГц [45], в то же время спектр PSR B1937+21 линейен до 26 МГц [65], что можно ожидать при генерации излучения в узком слое вблизи светового цилиндра.

Таким образом, самый короткопериодический пульсар и один из пульсаров с длинными периодами сильно отличаются друг от друга по наблюдаемым параметрам, и эти отличия легко объясняются в рамках рассмотренных выше представлений.

PSR 1937 + 21

PSR 0525 + 21

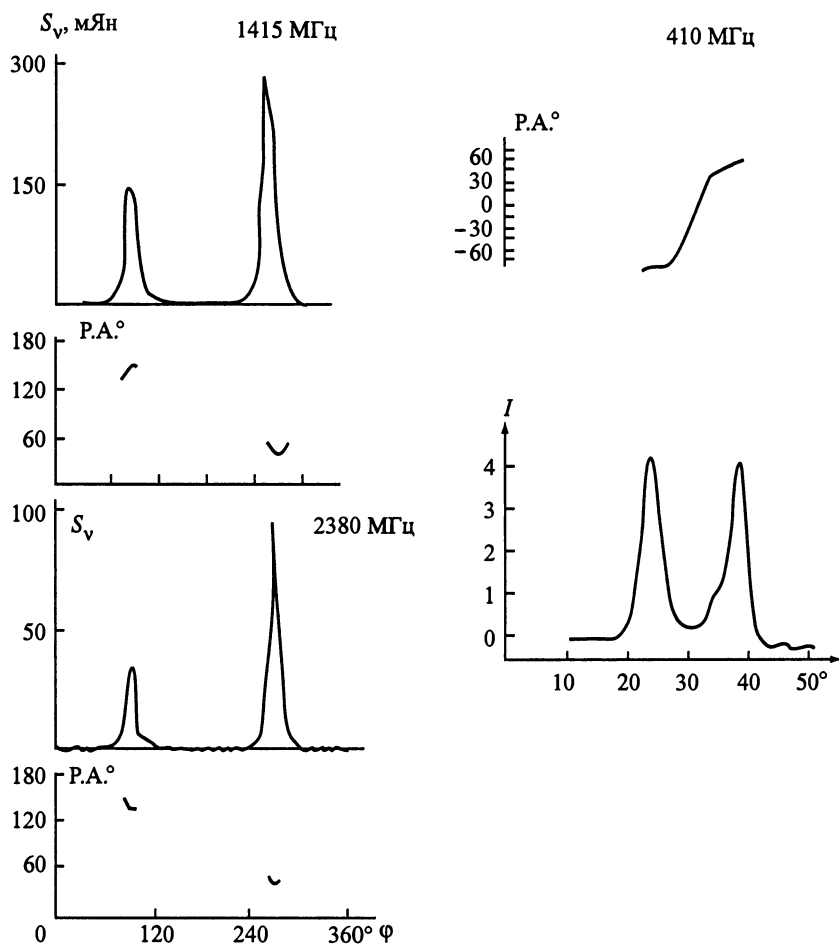


Рис. 48. Типичные представители двух типов пульсаров

Перечисленные особенности характеризуют специфику пульсаров с короткими периодами, связанную с локализацией области формирования излучения и механизма его генерации. Однако следует подчеркнуть, что для обеих групп пульсаров наблюдается общая зависимость от скорости потери энергии вращения,  $L \propto (dE/dt)^{1/3}$  [202], которая свидетельствует об едином первичном источнике энергии во всех пульсарах, определяющем все процессы в магнитосфере.