

Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Astronomia

Lucas G. Barão

O mecanismo de emissão de ventos em fontes compactas de longo período

São Paulo

2024

Lucas G. Barão

O mecanismo de emissão de ventos em fontes compactas de longo período

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para a obtenção do título de Bacharel em Astronomia.

Vertente: Pesquisa Básica

Orientador: Prof. Dr. Jorge Ernesto Horvath

São Paulo

2024

Agradecimentos

Aos meus pais, Adenilson e Zuleide, que sempre se dedicaram em proporcionar-me uma boa formação acadêmica;

Aos amigos de fé: Felipe, Gustavo, Murilo e Thomaz;

Aos companheiros do grupo de pesquisa Gardel;

Ao professor e orientador Jorge Horvath, por me tolerar e ensinar tanto;

E aos colegas de graduação: Gabriel, Gustavo, Nathan, Rafael e outros.

Resumo

Os pulsares, desde sua descoberta, são descritos como sendo Estrelas de Nêutrons que emitem pulsos precisos em rádio devido as suas altas velocidades de rotação e campos magnéticos intensos, num esquema conhecido como *modelo de dipolo magnético*. A contínua detecção de novas fontes, entretanto, apresentou diversos casos que não se enquadram bem nesta visão simplificada, desafiando nosso entendimento quanto aos processos de emissão de energia não-térmica desses objetos. Neste contexto, uma nova variedade de fontes compactas tem surgido e despertado interesse nos últimos tempos, visto que são caracterizadas por períodos de rotação extremamente longos (até milhares de segundos), tal que deveria, a princípio, impossibilitar qualquer tipo de emissão coerente.

Como uma alternativa para explicar tais fontes, apresentamos aqui o *modelo misto*, que considera não só o efeito já conhecido de dipolo magnético, mas também a emissão de um vento de partículas relativísticas pela estrela, contribuindo para sua desaceleração. Com isso, provamos que tal modelo é capaz de explicar como tais objetos atingiram suas posições atuais no diagrama $P\dot{P}$. Um segundo problema examinado neste trabalho é a evolução do campo magnético destes pulsares, visto que suas estimativas de idade coincidem com as escalas de tempo previstas para que efeitos de decaimento sejam relevantes. Dessa forma, implementamos também ao *modelo misto* um decaimento exponencial do campo, baseado no trabalho de Mendes (2017), o que se provou útil para uma melhor descrição da evolução deste objetos lentos.

Por fim, estudamos também quais seriam os mecanismos de emissão eletromagnética provocadas pelo vento, atribuindo-a à interação Síncrotron entre tais partículas e o campo magnético nas regiões distantes da estrela. Concluimos, com isso, que esta hipótese é capaz de explicar as emissões coerentes em rádio observadas destas fontes.

Abstract

Pulsars, since their discovery, have been described as neutron stars that emit precise radio pulses due to their high rotational speeds and intense magnetic fields, in a framework known as the *magnetic dipole model*. However, the continuous detection of new sources has presented various cases that do not fit well within this simplified view, challenging our understanding of the non-thermal energy emission processes of these objects. In this context, a new variety of compact sources has emerged and sparked interest recently, characterized by extremely long rotation periods (up to thousands of seconds), which should, in principle, prevent any type of coherent emission.

As an alternative to explain such sources, we present here the *mixed model*, which considers not only the already known effect of the magnetic dipole but also the emission of a wind of relativistic particles from the star, contributing to its deceleration. Thus, we show that this model is capable of explaining how such objects have reached their current positions in the $P\dot{P}$ diagram. A second issue examined in this work is the evolution of the magnetic field of these pulsars, since their estimated ages coincide with the timescales predicted for decay effects to be relevant. Therefore, we also implement an exponential decay of the field into the *mixed model*, based on the work of Mendes (2017), which proved useful for a better description of the evolution of these slow objects.

Finally, we also study the mechanisms of electromagnetic emission caused by the wind, attributing it to the synchrotron interaction between such particles and the magnetic field in the distant regions of the star. We conclude that this hypothesis is capable of explaining the coherent radio emissions observed from these sources.

Lista de Figuras

2.1	Imagens em raios-x, capturadas pelo <i>Chandra X-ray Observatory</i> , dos pulsares do Caranguejo e Vela, respectivamente. É perceptível, em ambos objetos, a intensa emissão de fótons de alta frequência nas regiões equatoriais e polares. Imagens coletadas de https://chandra.harvard.edu/photo/	27
2.2	Diagrama $P\dot{P}$, apresentando as posições dos pulsares de rádio (pontos pretos) e Magnetares (triângulos roxos), assim como as linhas de campo magnético constante (linhas cinzas) e a <i>linha de morte</i> (linha tracejada preta, baseada em Chen e Ruderman (1993)) para o modelo de dipolo magnético. As fontes de longo período são mostradas como estrelas coloridas, e suas trajetórias, no modelo misto, são mostradas como as linhas tracejadas coloridas; sendo o vale a região que separa os objetos dominados pelo dipolo (curto período) para aqueles dominados pelos ventos (longo período). Figura retirada de Horvath et al. (2024).	30
3.1	Campo magnético como função da temperatura superficial do pulsar. A curva azul é um ajuste exponencial da forma $B(T) = B_0 \cdot e^{\frac{T-T_0}{h}}$, servindo como indicador que há alguma correlação entre tais propriedades. Dados coletados de Haberl (2007) e Beznogov e Yakovlev (2015).	32
3.2	Evolução do campo magnético por Dissipação Ôhmica <i>limitada</i> , como descrito em Mendes (2017).	35

3.3	Diagrama $P\dot{P}$ com diversas trajetórias de pulsares, para valores fixos de a e b , mas diferentes valores de τ_{ohm} . A curva tracejada é para um pulsar sem decaimento, enquanto as curvas sólidas variam a escala de decaimento de 2 Manos (vermelha) até 50 Manos (azul). Os pontos pretos são cinco dos pulsares lentos apresentados em (1.2).	36
4.1	Relação entre o produto da frequência típica observada com a largura de um pulso com a luminosidade nesta frequência. Esta é uma maneira de determinar se a emissão detectada é coerente ou incoerente. Os losangos pretos são as fontes de longo período. Imagem adaptada de Hurley-Walker et al. (2022).	39
4.2	Frequências de emissão Síncrotron para as fontes de longo período, calculadas usando a equação 4.1 e considerando o fator de Lorentz $10 < \gamma < 100$	41
4.3	Energia coerente dissipada por uma fonte compacta como função do seu período de rotação. As curvas tracejadas coloridas indicam diferentes valores de campo magnético, enquanto que os triângulos pretos são cada um das fontes.	43

Lista de Tabelas

1.1	Valores de período de rotação e <i>Braking Index</i> para quatro célebres pulsares. Dados coletados de Hamil et al. (2015) e Olausen et al. (2010). Verificamos que nenhum deles aproxima-se do valor <i>canônico</i> $n = 3$, esperado pelo modelo de Gold e Pacini (Equação 1.1).	21
1.2	Quantidades observadas e inferidas para as oito fontes de longo período. A energia rotacional foi calculada usando a relação $I\Omega\dot{\Omega}$, e o campo magnético pela relação do modelo de dipolo magnético 1.2. <i>Ar Scorpii</i> é o único objeto confirmado como uma Anã Branca Pulsada. Dados retirados de Dong et al. (2024), Beniamini et al. (2023) e D’Aì et al. (2016).	25
2.1	Valores de L_p calculados usando a Equação (2.2) para um conjunto de pulsares com valor de <i>Braking Index</i> conhecidos. Em todos os casos consideramos $r_0 = 10^6$ cm, $I = 10^{45}$ g cm ² e $\alpha = 0.6$	28
2.2	Valores de campo magnético calculados usando os modelos canônico e misto. O objeto <i>AR Scorpii</i> foi removido, visto que é uma Anã Branca. Em todos os casos, foram considerados $r_0 = 10^9$ cm, $I = 10^{45}$ cm ² e $\alpha = 0.6$	29
3.1	Estimativa da idade para alguma das Fontes de Longo Período, usando tanto o modelo de dipolo magnético puro quanto o modelo misto de ventos relativísticos (Equação 3.1).	33
4.1	Valores de luminosidade em rádio e energia dissipada, calculada pela Equação 4.5, para cada uma das fontes de longo período, com exclusão de <i>Ar Scorpii</i> e <i>1E 161348-5055</i> , por não possuírem valores em rádio determinados.	42

Sumário

1. <i>Introdução</i>	19
1.1 Um resumo sobre Pulsares	19
1.2 Classes de Estrelas de Nêutrons	20
1.2.1 PSR e mPSR	21
1.2.2 CCOs	22
1.2.3 XDINS	22
1.2.4 RRATS	23
1.2.5 Magnetares	23
1.3 Um novo mistério: as fontes compactas de longo período	23
2. <i>A hipótese dos ventos relativísticos</i>	27
2.1 O modelo misto	27
3. <i>A questão do campo magnético</i>	31
3.1 Formação e evolução	31
3.2 O campo magnético das fontes de longo período	32
4. <i>O mecanismo de emissão de pulsos dos ventos relativísticos</i>	37
4.1 Aceleração de partículas	37
4.2 A radiação síncrotron	38
5. <i>Conclusões</i>	45
<i>Referências</i>	47

Introdução

1.1 Um resumo sobre Pulsares

Teorizados pela primeira vez por Baade e Zwicky (1934) como objetos remanescentes de supernovas com massa suficiente para que a força gravitacional superasse as forças de sustentação nuclear, as Estrelas de Nêutrons (EN) só foram observadas, de fato, mais de trinta anos depois, em 1967, pelo famoso trabalho de Jocelyn Bell e Antony Hewish et al. (1979), com a detecção de uma estranha fonte periódica de rádio extremamente precisa entre as estrelas de Vega e Altair. Logo após o anúncio deste objeto, Thomas Gold (1969) e Franco Pacini (1968) relacionaram estes pulsos com as estrelas de Baade e Zwicky, modelando que as emissões de rádio detectadas deveriam ser emitidas como resultado do freamento da estrela, devido à rotação de seu campo magnético, sendo a energia cinética de rotação a própria fonte da radiação eletromagnética. Essa teoria foi logo consagrada em 1969, com a detecção do pulsar do Caranguejo.

Trabalhos subsequentes contribuíram para o modelo *canônico* dos pulsares. Goldreich e Julian (1969) apontaram para o fato de que o campo elétrico induzido pelo campo magnético (de intensidade $\gtrsim 10^9$ G) seria suficiente para arrancar elétrons e íons da superfície, constituindo uma região em torno da estrela preenchida por uma densidade de corrente j_{GJ} suficiente para manter a condição de magneto-hidrodinâmica ideal ($\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$) e cuja dinâmica é dominada pelo campo magnético (ordens de grandeza maior que o campo gravitacional local). Por tal motivo, esta região é chamada Magnetosfera, onde também as linhas de fluxo de campo magnético rotacionam junto da estrela. Este fenômeno ocorre até uma determinada distância $R_{LC} \equiv \frac{c}{\Omega}$, sendo Ω a velocidade de rotação da estrela, que define a região conhecida como Cilindro de Luz (*Light Cylinder*). A partir dessa distância,

as linhas de campo, para manterem sua corrotação com a estrela, deveriam ultrapassar a velocidade da luz. Por esse motivo, as linhas que vão além do Cilindro de Luz divergem para o infinito, sendo um possível caminho para a emissão de partículas.

Matematicamente, todo este processo é resumido pela equação que relaciona a desaceleração da estrela (*spin-down energy*) com a energia emitida pelas partículas aceleradas sujeitas a um dipolo magnético:

$$\dot{E}_{rot} = \dot{E}_{dip} \rightarrow I\Omega\dot{\Omega} = \frac{B_0^2 r_0^6 \Omega^4 \sin(\chi)}{6\mu_0 c^3}, \quad (1.1)$$

sendo B_0 , r_0 e I , respectivamente, o campo magnético, raio e momento de inércia da EN (todos considerados constantes) e χ o ângulo de inclinação entre o eixos rotacional e magnético. As únicas duas variáveis detectáveis são o período de rotação, que é diretamente associado com o período dos pulsos de rádio, e sua primeira derivada \dot{P} . Dessa equação é possível definir o Índice de Freamento (*Braking Index*) como

$$n = 2 - \frac{P\ddot{P}}{\dot{P}^2},$$

que será igual a três para o caso em que toda a energia rotacional de fato é convertida em radiação eletromagnética. Entretanto, o estudo de pulsares célebres, como o pulsar do Caranguejo e o pulsar da Vela, determinaram valores muito distintos para este parâmetro (vide Tabela 1.1), evidenciando que este modelo não é suficiente para explicar com clareza quais os processos de perda de energia das EN. Além disso, é muito bem conhecido que em diversos casos, a energia rotacional perdida pela estrela, calculada usando a fórmula do lado esquerdo da Equação 1.1, é ordens de grandeza menor que aquela detectada em rádio, sugerindo que não conhecemos parte considerável da fonte energética do pulsar. Ainda assim, este continua sendo o modelo mais utilizado pela comunidade astrofísica, visto que é suficiente para explicar o comportamento de mais de 3000 fontes de rádio detectadas até hoje. Mas, a detecção de fontes lentas de rádio com períodos muito maiores que o esperado provocaram um revés neste cenário, fazendo-se necessário questionar e revisar tal modelo.

1.2 Classes de Estrelas de Nêutrons

As contínuas observações de EN, desde sua descoberta, revelaram-se mais imprevisíveis que o esperado, com a identificação de objetos peculiares que desafiam nosso entendimento

Pulsar	P (s)	n
Caranguejo	0.033	2.51
Vela	0.089	1.4
PSR J1846-0258	0.324	2.16
PSR J1734-3333	1.169	1.1

Tabela 1.1 - Valores de período de rotação e *Braking Index* para quatro célebres pulsares. Dados coletados de Hamil et al. (2015) e Olausen et al. (2010). Verificamos que nenhum deles aproxima-se do valor *canônico* $n = 3$, esperado pelo modelo de Gold e Pacini (Equação 1.1).

sobre os mecanismos de emissão e evolução dessas estrelas. A seguir, faremos uma breve revisão das classes mais importantes de Estrelas de Nêutrons descobertas.

1.2.1 PSR e mPSR

Os pulsares de rádio (*PSR*) são a classe mais abundante de ENs conhecidas, com mais de 3000 objetos detectados (Manchester et al., 2005), com períodos da ordem de décimos a alguns segundos, e sendo os exemplos melhores descritos pelo modelo de dipolo magnético de Gold e Pacini. A determinação do campo magnético, pela relação

$$B_p = 3.2 \cdot 10^{19} (P\dot{P})^{1/2} \text{ G}, \quad (1.2)$$

deduzida diretamente da Equação 1.1, indica valores entre $10^8 - 10^{14}$ G. Supõe-se que estes pulsares velhos eventualmente ultrapassem a “*linha de morte*”, uma região do diagrama $P\dot{P}$ onde apagam e deixam de emitir pulsos de rádio. O trabalho de Chen e Ruderman (1993) baseia, fisicamente, esta “*linha*” na hipótese que a desaceleração do pulsar, em determinado momento, causa uma ineficiência na produção de pares elétrons-pósitrons das calotas polares da estrela, reduzindo a concentração de cargas livres na magnetosfera e decrescendo também a intensidade energética do pulso, tal que passe a ser “*invisível*” para nós.

Já os pulsares de milissegundos (*mPSR*), como o nome sugere, são ENs com períodos de rotação extremamente curtos (1 – 10 ms) e baixo campo magnético ($10^8 - 10^{10}$ G, deduzida da Equação 1.2). A maioria destes objetos encontra-se em sistemas binários, o que fundamenta a ideia que seus períodos ultracurtos sejam alcançados devido à *reciclagem* de pulsares ordinários (Bisnovatyi-Kogan e Komberg, 1974), i.e., a partir do processo de

acréção de matéria da companheira, há uma transferência de momento angular para a EN, acelerando sua rotação e reativando a produção de pares e emissão eletromagnética.

1.2.2 CCOs

Os Objetos Compactos Centrais (*CCOs*) são um conjunto de ENs associadas com remanescentes de Supernova, observadas indiretamente devido à emissão térmica (predominante em raios-x) emitida pelo próprio remanescente, mas sem atividade pulsada (Popov, 2023). Acredita-se que a ausência de emissões de rádio aconteça devido ao campo magnético estar soterrado pela própria matéria recapturada da Supernova que gerou a EN. São conhecidos alguns poucos casos destes objetos, e a estimativa de período e primeira derivada (devido à variação no fluxo de raios-x detectados) sugere que sejam ligeiramente mais rápidos que os pulsares de rádio, condizente com a tese de serem objetos jovens, com idade característica da ordem de milhares de anos.

1.2.3 XDINS

As *X-ray Dim Isolated Neutron Stars* (abreviadas para *XDINS*), são um grupo pequeno de ENs isoladas próximas (distâncias da ordem de 100 pc) e observadas pela emissão térmica de Corpo Negro (Popov, 2023). Os representantes mais conhecidos são os Sete Magníficos (Haberl, 2007), *Calvera* e 4XMM J022141.5-735632 (Pires et al., 2022). Dado que EN formam-se com temperaturas superficiais da ordem de 10^{11} K, acredita-se que o processo de esfriamento predominante nos primeiros $\approx 10^4$ anos seja por emissão de neutrinos, até que as temperaturas caiam em duas ordens de grandeza. Logo após, a emissão de fótons deveria esfriar a estrela para temperaturas $\lesssim 10^4$ K num período de um milhão de anos (Yanagi et al., 2020). Entretanto, os XDINS (e algumas outras EN) evidenciam que este processo deve ser mais lento que o esperado, dado que suas estimativas de idade e temperatura não condizem com o esperado. Dessa forma, o estudo dessas EN isoladas é essencial para a análise de suas evoluções térmicas, mas cuja ausência de novas detecções (sobretudo devido ao débil fluxo detectado) limita nosso entendimento dessa família de objetos.

1.2.4 RRATS

Rotating Radio Transient Sources são pulsares de rádio cuja emissão ocorre de forma esporádica (mas em fase), de modo que pulsos sucessivos são separados por períodos de horas ou até mesmo dias (McLaughlin et al., 2006). Daqueles RRATS com período (da ordem de segundos) e primeira derivada calculados, conclui-se que estes podem ser a população majoritária do disco da Galáxia, quase totalmente invisíveis e cujo processo físico que aciona o pulso é ineficiente, sendo um estado de transição entre pulsares ordinários e EN isoladas.

1.2.5 Magnetares

Os *Magnetares* são um dos tipos mais extremos de pulsares, visto que, diferentes dos casos ordinários, são observadas, majoritariamente, em raios-x ou raios gama. Além disso, a emissão nestas altas frequências é muito maior que a energia rotacional ($\dot{E}_{rot} = I\Omega\dot{\Omega}$), indicando que essa não é a fonte energética que sustenta as emissões, mas antes, a própria energia contida no campo magnético, que pode ser estimada grosseiramente como:

$$E_{mag} = \frac{4}{3}\pi R_{NS}^3 \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) = 1.7 \cdot 10^{47} B_{15}^2 \text{ erg.}$$

Essa hipótese é corroborada analisando seus períodos longos (> 1 s) e valores de primeira derivada ($\dot{P} \sim 10^{-10}$ s/s), resultando em campos magnéticos extremos entre $10^{14} - 10^{15}$ G. Por esses motivos, os Magnetares são associados aos fenômenos de *Soft Gamma-ray Repeaters (SGRs)* e *Anomalous X-ray Pulsars (AXPs)* (Gavriil et al., 2002), visto que uma fonte energética dessa magnitude é suficiente para explicar as ejeções em altas frequências da ordem de $L \sim 10^{35}$ erg/s.

1.3 Um novo mistério: as fontes compactas de longo período

A última meia década foi caracterizada pela descoberta de objetos anômalos com períodos de rotação ultra longos e pulsos de rádio espaçados desde dezenas até milhares de segundos. A análise da morfologia dos pulsos e suas intensidades ($L \sim 10^{26}$ erg/s) indicam que tais fontes são Estrelas de Nêutrons, mas cujas velocidades de rotação lentas deveriam ser incapazes de emitir qualquer sinal eletromagnético.

De fato, o primeiro membro detectado desta classe foi o pulsar PSR GPM J1839-10, conhecido desde 1988 e com período $P = 1860$ s. Visto que permaneceu durante décadas como o único objeto deste tipo, pouco foi feito para entendê-lo. No entanto, a série de descobertas recentes, como Hurley-Walker et al. (2022), Hurley-Walker et al. (2023) e Rea et al. (2023), expandiu o número de objetos para oito (vide Tabela 1.2), uma quantidade ainda baixa, porém reveladora de uma classe totalmente nova de estrelas. A emissão de rádio destas fontes desafia os modelos clássicos de pulsares de rádio e Magnetares, e suas energias rotacionais não são grandes o suficiente para mantê-los ativos, sendo que todos os objetos se encontram próximos ou além da “linha de morte”.

Dessa forma, foram propostas duas principais soluções: a primeira é não considerar que tais objetos sejam EN, mas antes Anãs Brancas Pulsadas, como apresentado em Coelho e Malheiro (2014) e Zhang e Gil (2005). São conhecidas ao menos dois casos do tipo, as estrelas *AR Scorpii* (Vide a última linha da Tabela 1.2) e *AE Aquarii*, porém ambas estão em sistemas binários, tal que as condições de emissão dos pulsos é mais complexa (e provavelmente diferente) que as encontradas em EN (Otoniel et al., 2017). De fato, não há nenhum caso confirmado de Anã Branca *isolada* que emita algum tipo de pulso análogo aos pulsares. Porém, a semelhança entre períodos de rotação é aplicado como motivação para tal comparação. A segunda hipótese, e que aqui será desenvolvida, consiste em adotar outros mecanismos de perda de energia rotacional, além daquela gerada pelo torque do campo magnético; mais especificamente, a perda de energia por partículas relativísticas ejetadas pela estrela.

À vista disso, neste trabalho apresentaremos o *modelo misto*, uma equação dinâmica que implementa esta perda de energia, indicando como tal hipótese contribui para entender as Fontes de Longo Período. Também investigaremos outras duas questões: o fenômeno de decaimento do campo magnético aplicado a estes objetos e qual deve ser o mecanismo de emissão associado ao vento.

Objeto	P (s)	\dot{P} (s s ⁻¹)	$\log \dot{E}_{rot}$ (erg s ⁻¹)	$\log B$ (G)
ASKAP J1935+2148	3225	$< 1.2 \times 10^{-10}$	26.14	16.30
GPM J1839-10	1318	$< 3.6 \times 10^{-13}$	24.79	14.84
GLEAM-X J1627	1090	$< 6 \times 10^{-10}$	28.47	16.51
CHIME J0630+25	421	$< 9 \times 10^{-13}$	26.67	14.79
J0901-4046	76	2.2×10^{-13}	28.30	14.11
J0250+5854	23.5	2.7×10^{-14}	28.91	14.41
1E 161348-5055	24012	$< 1.6 \times 10^{-9}$	24.65	17.30
Ar Scorpii	117	$< 3.9 \times 10^{-13}$	26.17	—

Tabela 1.2 - Quantidades observadas e inferidas para as oito fontes de longo período. A energia rotacional foi calculada usando a relação $I\Omega\dot{\Omega}$, e o campo magnético pela relação do modelo de dipolo magnético 1.2. *Ar Scorpii* é o único objeto confirmado como uma Anã Branca Pulsada. Dados retirados de Dong et al. (2024), Beniamini et al. (2023) e D’Ài et al. (2016).

A hipótese dos ventos relativísticos

2.1 O modelo misto

A ideia de pulsares perderem parte de suas energias através da aceleração de partículas está presente desde os trabalhos de Gold (1969) e Goldreich e Julian (1969), mas cuja relevância fora poucas vezes considerada, tendo em vista que o modelo de dipolo era suficiente para explicar as pulsações. Porém, observações em raios-x de algumas EN próximas, como é o caso do pulsar do Caranguejo e da Vela, evidenciam emissões em altas frequências relevantes nas regiões polares e equatoriais da estrela (vide Figura 2.1). Tais emissões são associadas com o choque das partículas relativísticas aceleradas na magnetosfera da estrela com o gás interestelar, gerando fótons pelo processo de Compton Inverso.

Não obstante, modelos básicos para a caracterização dos ventos assumem que as partículas são aceleradas na magnetosfera do pulsar e escapam pelas linhas de campo magnético abertas, com a dissipação associada a uma *luminosidade de partículas* L_p (Harding et al.,

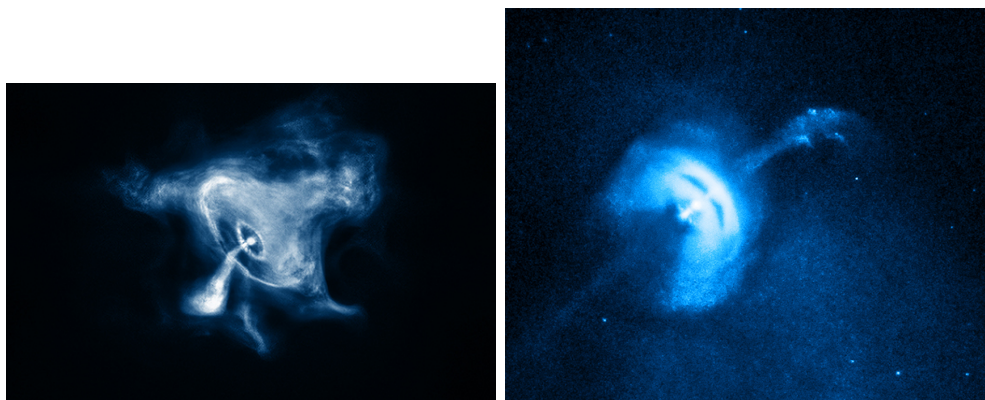


Figura 2.1: Imagens em raios-x, capturadas pelo *Chandra X-ray Observatory*, dos pulsares do Caranguejo e Vela, respectivamente. É perceptível, em ambos objetos, a intensa emissão de fótons de alta frequência nas regiões equatoriais e polares. Imagens coletadas de <https://chandra.harvard.edu/photo/>.

Objeto	n	$\log L_p$ (erg s ⁻¹)	$\log L_x$ (erg s ⁻¹)
Crab	2.51	37.60	36.21
PSR J1846-0258	2.16	37.84	35.23
Vela	1.4	36.70	31.48
PSR J1734-3333	1.1	35.27	33.53

Tabela 2.1 - Valores de L_p calculados usando a Equação (2.2) para um conjunto de pulsares com valor de *Braking Index* conhecidos. Em todos os casos consideramos $r_0 = 10^6$ cm, $I = 10^{45}$ g cm² e $\alpha = 0.6$.

1999). Dessa forma, a evolução dinâmica da EN, levando em conta tanto a emissão de dipolo magnético quanto o vento relativístico (por este motivo, denominado *modelo misto*), é

$$I\dot{P} = (1 - \alpha) \frac{4\pi^2 \mu^2}{P} + \alpha \sqrt{L_p \mu P}, \quad (2.1)$$

onde $\mu = \frac{B_0 r_0^3}{\sqrt{6c^3}}$ é o momento magnético da estrela e α é a fração de energia carregada pelo vento, tal que $L_{tot} = (1 - \alpha)\dot{E}_{dm} + \alpha\dot{E}_v$. Uma segunda interpretação para α , e originalmente usada por Harding et al. (1999) é caracterizá-lo como o *duty cycle*, que seria a fração de tempo em que os ventos permanecem ativos durante o tempo de vida do pulsar. Como uma forma de checar a consistência deste modelo, podemos determinar o valor da luminosidade de partículas a partir de valores mensuráveis. Para isso, utilizamos a Equação 2.1 e a Equação (12) em Allen e Horvath (1997), o que resulta

$$L_p = \left(\frac{I\dot{P}(3 - n)}{2\alpha\mu P} \right)^2. \quad (2.2)$$

Usando os valores disponíveis de *Braking Index* de Pulsares conhecidos, podemos calcular qual seria seus valores de L_p , como apresenta a Tabela 2.1. Vemos que para todos os casos, a luminosidade de partículas estimada é, ao menos, uma ordem de grandeza maior que a luminosidade detectada em raios-x, um resultado esperado, visto que a eficiência de conversão de uma para outra não deve ser absoluta e parte da energia carregada pelo vento é “invisível” para nós.

Ademais, com este novo modelo, também é possível reconstruir a trajetória das fontes de longo período ao longo do diagrama $P\dot{P}$, supondo que todas estejam numa fase evolutiva atual onde os ventos relativísticos sejam dominantes, assim como representa a Figura 2.2. Desta forma, fica claro como o modelo misto é eficiente para explicar como tais objetos

Objeto	$\log B_{dp}$ (G)	$\log B_{mm}$ (G)
ASKAP J1935+2148	16.30	12.76
GPM J1839-10	14.84	9.11
GLEAM-X J1627	16.51	14.49
CHIME J0630+25	14.79	12.75
J0901-4046	14.11	11.50
J0250+5854	14.41	9.73
1E 161348-5055	17.30	11.15

Tabela 2.2 - Valores de campo magnético calculados usando os modelos canônico e misto. O objeto *AR Scorpæi* foi removido, visto que é uma Anã Branca. Em todos os casos, foram considerados $r_0 = 10^9$ cm, $I = 10^{45}$ cm² e $\alpha = 0.6$.

foram parar tão além da “linha de morte”, sendo que esta noção deixa de fazer sentido nessa nova abordagem, por levar em conta apenas a dissipação pelo processo dipolar. Vale ressaltar que o campo magnético é considerado constante (para fins de simplificação) e cujo valor é estimado pela equação

$$B = -\frac{\sqrt{6}c^3}{r_0^3} \left(\frac{\sqrt{L_P\alpha}P^2 - P\sqrt{L_P\alpha^2P^2 + 16\pi^2\frac{(1-\alpha)I\dot{P}}{P}}}{8\pi^2(1-\alpha)} \right), \quad (2.3)$$

deduzida de forma análoga àquela do modelo canônico. A tabela 2.2 apresenta uma comparação entre os valores de campo magnético calculados com cada modelo, sendo perceptível como decrescem substancialmente para o caso que inclui perda por vento.

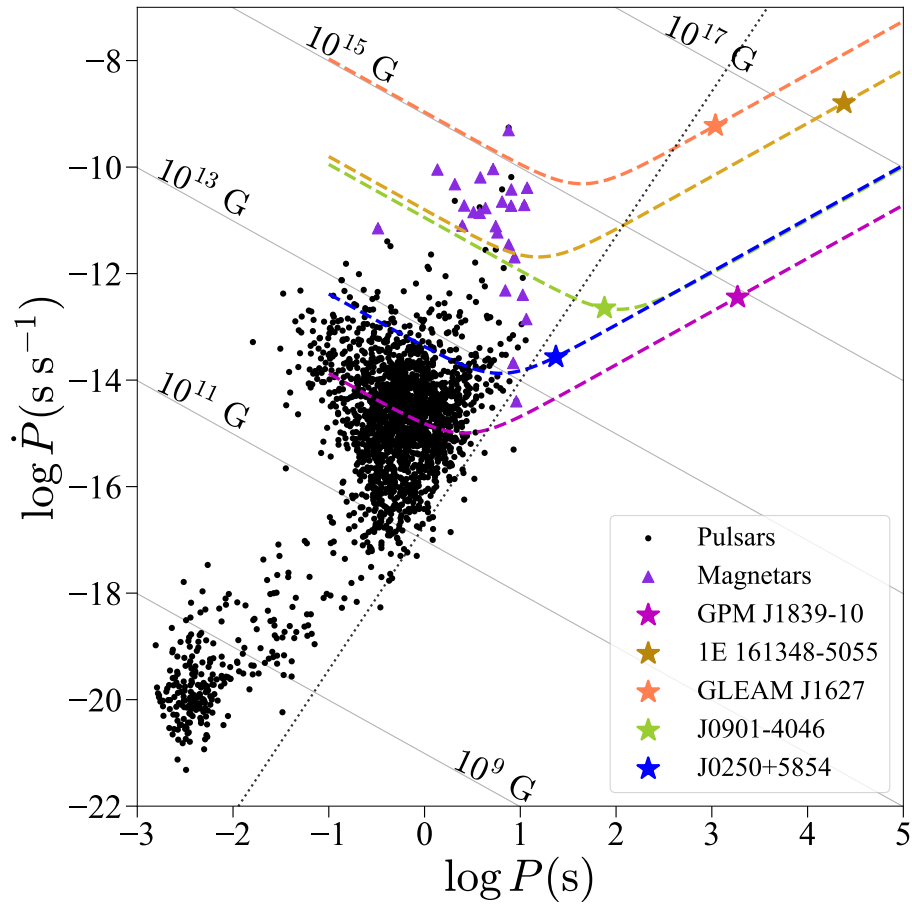


Figura 2.2: Diagrama $P\dot{P}$, apresentando as posições dos pulsares de rádio (pontos pretos) e Magnetares (triângulos roxos), assim como as linhas de campo magnético constante (linhas cinzas) e a *linha de morte* (linha tracejada preta, baseada em Chen e Ruderman (1993)) para o modelo de dipolo magnético. As fontes de longo período são mostradas como estrelas coloridas, e suas trajetórias, no modelo misto, são mostradas como as linhas tracejadas coloridas; sendo o vale a região que separa os objetos dominados pelo dipolo (curto período) para aqueles dominados pelos ventos (longo período). Figura retirada de Horvath et al. (2024).

A questão do campo magnético

3.1 Formação e evolução

A origem do alto campo magnético de ENs é um problema à parte da astrofísica de objetos compactos, dado que a verificação e confirmação de prognósticos depende do sucesso observacional das fontes, muitas vezes um procedimento complexo ou, quando não, impossível com a tecnologia atual. Ainda assim, algumas teorias quanto aos mecanismos de formação se provaram promissoras. A primeira delas é a origem por campo fóssil, como consequência da conservação do fluxo magnético da superfície da estrela progenitora (Igoshev e Kholtygin, 2011). É fácil provar que, por este processo, o campo magnético da EN seria $B_{NS} = B_S \cdot \left(\frac{R_S}{R_{NS}}\right)^2$, sendo B_S e R_S , respectivamente, o campo magnético e raio da progenitora. Entretanto, alguns detalhes, como o fato da EN ser formada somente pelo conteúdo do caroço, e não por toda a estrela massiva (o que invalida utilizar o raio da estrela na equação acima) enfraquece tal ideia. A segunda teoria sugere a formação por efeito dínamo durante a fase de proto-EN, devido à alta convecção térmica entre o núcleo e as regiões mais externas, o que poderia elevar o campo magnético poloidal até $5 \cdot 10^{16}$ G (Igoshev et al., 2021). Além disso, a recaptura de parte da matéria expulsa durante a explosão (processo chamado *fall-back accretion*) poderia “soterrar” o campo magnético, resultando numa diminuição na intensidade do campo, que eventualmente reemergiria de volta à superfície num tempo entre 10^4 e 10^6 anos (Chevalier, 1989).

Quanto à evolução temporal, os principais processos que afetam o campo magnético da crosta de ENs são a Dissipação Ôhmica e o Efeito Hall (Mendes, 2017), mas, outras relações muito mais complexas podem ser modeladas, que envolvem, por exemplo, uma evolução magneto-térmica da estrela (vide Pons e Geppert (2007) e Pons et al. (2009)).

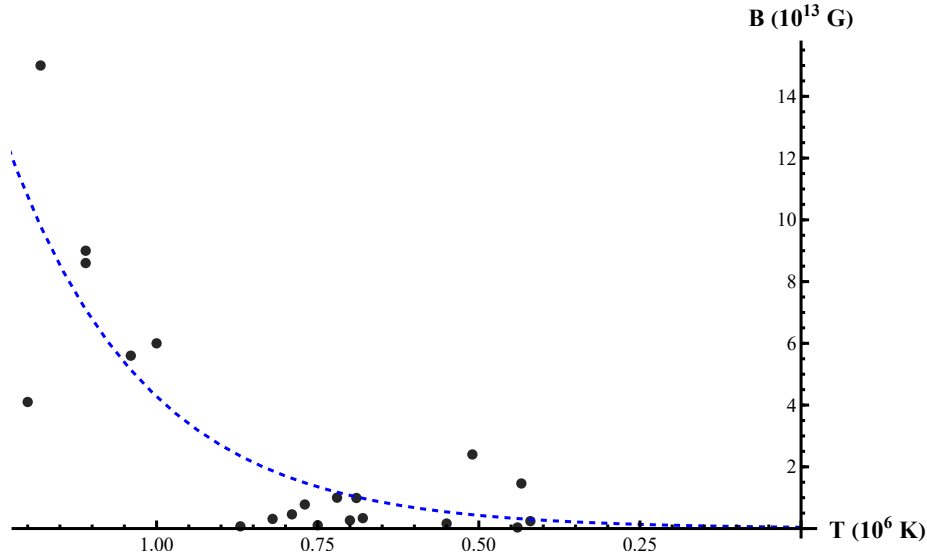


Figura 3.1: Campo magnético como função da temperatura superficial do pulsar. A curva azul é um ajuste exponencial da forma $B(T) = B_0 \cdot e^{\frac{T-T_0}{h}}$, servindo como indicador que há alguma correlação entre tais propriedades. Dados coletados de Haberl (2007) e Beznogov e Yakovlev (2015).

Quanto a isso, uma forma de verificarmos se existe, de fato, alguma relação entre tais propriedades (campo magnético e temperatura) é estudar os Sete Magníficos (vide Seção 1.2.4) e outras ENs cuja temperaturas superficiais podem ser estimadas indiretamente (Beznogov e Yakovlev, 2015). A Figura 3.1 apresenta um gráfico do campo magnético como função da temperatura, assim como a curva exponencial que melhor se ajusta a tais dados. A escolha desta curva não possui, a princípio, nenhum significado físico, mas serve como indicador que há, de fato, alguma relação de proporcionalidade entre B e T . Ainda assim, é difícil determinar, com isso, a evolução temporal do campo, tendo em vista a necessidade primária de determinar qual a taxa de esfriamento das ENs, uma questão ainda em aberto.

3.2 O campo magnético das fontes de longo período

Um outro problema que cerca os pulsares lentos são suas idades, visto que não é esperado que ENs nasçam com períodos maiores que alguns segundos, apontando para a possibilidade das fontes lentas serem alguns dos pulsares isolados mais velhos já observados. Usando o modelo de dipolo magnético puro, a *idade característica* da fonte pode ser estimada como $\tau_{dm} = \frac{P}{2\dot{P}}$, partindo do princípio que $P \gg P_0$, uma hipótese que é inegavelmente válida para as fontes lentas. Já para o modelo misto, definindo a e b como os

Objeto	τ_{dm} (Myr)	τ_{mm} (Myr)
GPM J1839-10	82	11000
GLEAM J1627	0.03	0.8
J0901-4046	5.33	3.40
J0250+5854	13.82	17.4
1E 161348-5055	0.24	106.8

Tabela 3.1 - Estimativa da idade para alguma das Fontes de Longo Período, usando tanto o modelo de dipolo magnético puro quanto o modelo misto de ventos relativísticos (Equação 3.1).

coeficientes da Equação 2.1, e resolvendo-a analiticamente, determinamos:

$$t(P) = \frac{1}{2b} \ln \left(\frac{bP^2 + a}{bP_0^2 + a} \right), \quad (3.1)$$

com valores estimados apresentados na Tabela 3.1. Verificamos que as idades destas estrelas, pelo modelo misto, são da ordem de milhões de anos (alcançando até mesmo bilhões de anos, como é o caso do objeto GPM J1839-10, comparável à própria idade da Galáxia!), uma escala de tempo em que considerar o campo magnético constante não é mais plausível (Pons e Geppert, 2007), e indicando que modelos descritivos de tais objetos, para serem minimamente precisos, devem levar em conta algum efeito de decaimento.

Vale enfatizar que esta expressão de idade é extremamente sensível aos parâmetros usados, tal que, a mínima variação dos valores de L_p e B podem alterar significativamente esta estimativa. Além disso, dada a dependência linear em P do modelo do vento relativístico, a evolução temporal do Pulsar por este mecanismo é altamente ineficiente, de forma que, para atingirem períodos da ordem de 10^3 s, devem evoluir por tempos de, aproximadamente, 10^6 anos, sendo esta uma questão já presente no artigo de Harding et al. (1999), uma vez que o modelo diverge para $\alpha \rightarrow 1$.

Voltando ao problema do campo magnético, o trabalho de Mendes (2017), focado em investigar o campo magnético de sistemas *spiders*, verificou que, durante a fase inicial sem interações com a companheira, a EN permanece com um campo magnético aproximadamente constante, até sofrer um rápido decaimento de até duas ordens de grandeza, puramente por Dissipação Ôhmica, durante um tempo de 10^5 anos, sendo a curva de decaimento, dessa forma, descrita por uma função exponencial. Nesse caso, a Dissipação Ôhmica é descrita pela equação (Konar e Bhattacharya, 1999)

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{-c^2}{4\pi} \vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\sigma} \vec{\nabla} \times \vec{B} \right), \quad (3.2)$$

sendo σ a condutividade térmica da crosta, um parâmetro que depende, principalmente, da *impureza*, i.e., a fração de íons presentes na superfície. Essa equação pode ser desenvolvida para determinarmos uma escala de tempo do decaimento ôhmico τ_{ohm} , o que simplifica a equação para

$$\frac{dB}{dt} = \frac{-B}{\tau_{ohm}} \rightarrow B(t) = B_0 \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_{ohm}}\right), \quad (3.3)$$

resultando, assim, no fenômeno de decaimento exponencial. Entretanto, como apontado por Mendes (2017) e Zhang et al. (1994), esta redução (exclusivamente devida à Dissipação Ôhmica) não seria total, mas sim *limitada*, tal que o campo magnético não se reduziria para menos de 1% do campo inicial. Outro resultado importante destes trabalhos é a determinação de um campo magnético mínimo $B_{min} \sim 2 \cdot 10^8$ G, que se mantém por períodos da ordem de bilhões de anos, e que, possivelmente, está relacionada com a temperatura superficial da estrela, que também permanece quase constante por tempos extensos.

Assim, para uma melhor descrição das fontes de longo período, podemos considerar uma evolução do campo magnético da forma $B(t) = B_0(0.99 \cdot \exp(\frac{-t}{\tau_{ohm}}) + 0.01)$. A Figura 3.2 mostra exatamente como este campo magnético evolui, mantendo-se praticamente constante até um tempo da ordem de τ_{ohm} , passando por um decaimento exponencial rápido e permanecendo constante novamente. Substituindo esta equação em 2.1, encontramos uma Equação Diferencial Ordinária que não possui solução analítica, mas que pode ser estimada numericamente utilizando o método de Runge-Kutta de quarta ordem. A Figura 3.3 apresenta um teste útil que pode ser feito a partir deste resultado, verificando como a trajetória das fontes de longo período são afetadas para diferentes valores de escala de decaimento τ_{ohm} . Uma vez que o campo magnético não reduz indefinitivamente, mesmo ENs que já tenham passado completamente pelo processo de decaimento não alcançam a região das Anãs Brancas Pulsadas (caracterizadas por campos da ordem de 10^8 G), sugerindo que tais populações não se sobrepõem.

Por fim, observando novamente as idades, e considerando que estas estimativas não sejam tão discrepantes do valor real, podemos afirmar que todos os Pulsares de longo período

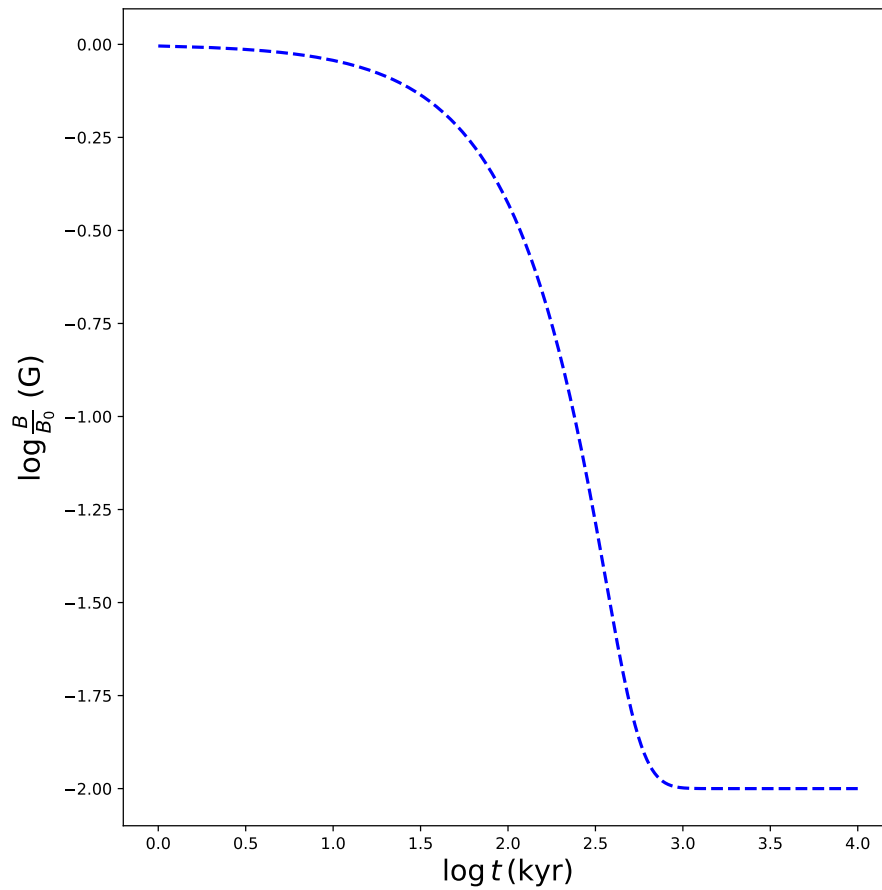


Figura 3.2: Evolução do campo magnético por Dissipação Ôhmica *limitada*, como descrito em Mendes (2017).

já passaram pelo processo de decaimento, e seus campos magnéticos iniciais deveriam ser cerca de duas ordens de grandeza maior. Percebemos assim que o decaimento exponencial proposto por Mendes (2017) contribui no entendimento deste pulsares lentos, visto que, mesmo considerando este efeito de redução do campo magnético, as trajetórias evolutivas ainda alcançam as regiões habitadas por tais objetos.

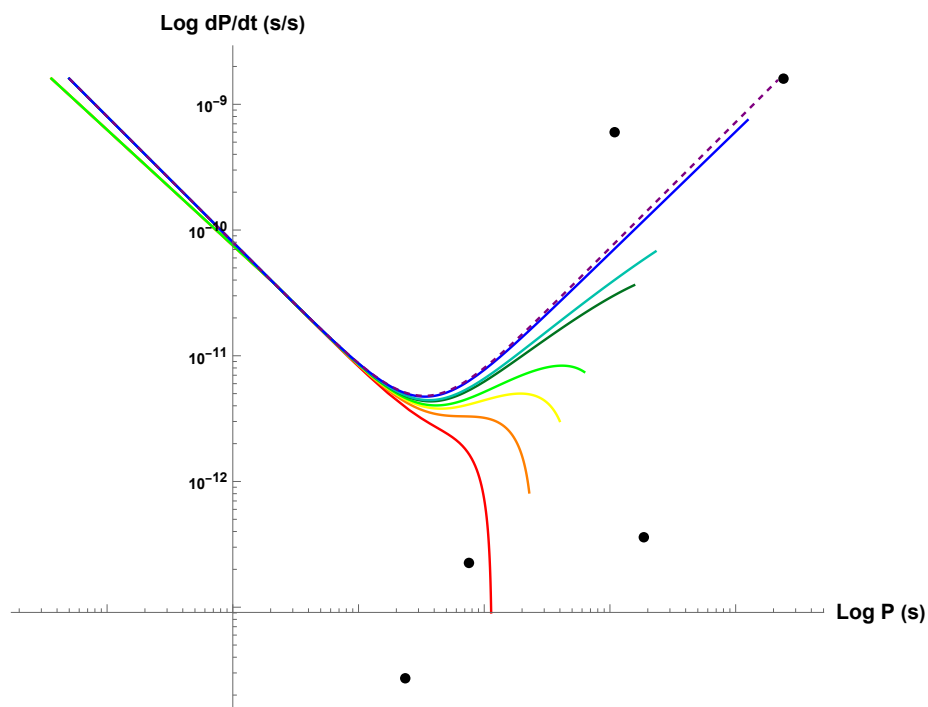


Figura 3.3: Diagrama $P\dot{P}$ com diversas trajetórias de pulsares, para valores fixos de a e b , mas diferentes valores de τ_{ohm} . A curva tracejada é para um pulsar sem decaimento, enquanto as curvas sólidas variam a escala de decaimento de 2 Manos (vermelha) até 50 Manos (azul). Os pontos pretos são cinco dos pulsares lentos apresentados em (1.2).

O mecanismo de emissão de pulsos dos ventos relativísticos

4.1 Aceleração de partículas

No capítulo 2 desenvolvemos o modelo misto que considerava a emissão de ventos como hipótese *ad hoc* e provamos sua eficiência em descrever as fontes de longo período; mas agora faz-se necessário determinar, mais precisamente, quais seriam os processos de emissão de partículas e como são gerados os pulsos das fontes.

Alguns trabalhos sugerem que o ângulo χ entre os eixos de rotação e campo magnético do pulsar (vide Equação 1.1) aumenta ao longo de 10^5 anos, e o trabalho de Zhang (2021) aponta para um divisão, no diagrama PP , entre pulsares com eixos de campo magnético e rotação alinhados e ortogonais, sendo que essa condição interfere diretamente no campo elétrico acelerador de partículas da Magnetosfera. Tendo em vista os resultados de idade das fontes de longo período do capítulo anterior, é plausível considerar que as fontes de longo período seriam melhor representadas como rotadores ortogonais. Entretanto, soluções analíticas desse modelo são poucas e de difícil manipulação (vide Mestel et al. (1999)), tal que a busca por uma descrição da emissão dos ventos a partir de primeiros princípios seria trabalhosa e demorada. Por essa razão, uma primeira abordagem, mais simplificada, e que pode ser utilizada como referência para trabalhos futuros, seria tratar o mecanismo de emissão por uma descrição “semi-analítica”, somando modelos já conhecidos com hipóteses ponderadas e determinando qual seria os aspectos da aceleração de partículas relativísticas.

O modelo mais promissor já elaborado para descrever este mecanismo é o *striped wind* (Coroniti, 1990). Segundo o autor, os pulsos seriam formados por radiação Síncrotron,

na região equatorial da estrela, pela interação de uma corrente de plasma (*current sheet*) com o campo magnético da região do cilindro de luz. Os fótons gerados por este processo seriam detectáveis num cone estreito de abertura $\propto \gamma^{-1}$, sendo γ o fator de Lorentz das partículas do vento. A aplicação às fontes de longo período esbarra no fato dos pulsos serem muito estendidos no tempo, de duração de minutos, de forma que a *current sheet* seria desfavorecida como sítio da geração dos pulsos. O trabalho de Contopoulos et al. (2014), mesmo que dedicado à análise de um pulsar alinhado, encontrou um resultado relevante para nossa discussão: ao adaptar as condições de contorno da *current sheet*, determinou que 60% das linhas de campo magnético que ultrapassam o cilindro de luz divergem para o infinito, carregando as partículas aceleradas pelo potencial elétrico do *polar cap*, enquanto que as demais 40% convergem à corrente laminar, preenchendo essa região com partículas que são aceleradas pelo campo elétrico local até altos fatores de Lorentz. Vale ressaltar que essa divisão entre porcentagens poderia ser uma pista para os valores do parâmetro α do modelo misto (Equação 2.1). Nesse sentido, as partículas que escapam pelas linhas abertas seriam responsáveis pelas emissões em rádio, enquanto àquelas aceleradas pela corrente laminar, por adquirirem maior fator de Lorentz γ , estariam associadas as perdas de energia em energias mais altas. Por fim, a análise numérica feita por Pétri (2012) estabelece uma conexão entre o *striped wind* com a magnetosfera de um rotador ortogonal, relacionando diretamente as partículas aceleradas pela corrente laminar equatorial com as emissões de partículas.

Cabe destacar que sabemos que as fontes emitem em rádio por um mecanismo coerente, onde há uma emissão em fase. O diagrama geral da Figura 4.1 mostra sua semelhança com o caso dos pulsares ordinários. Isto é importante para nossa modelagem a seguir.

4.2 A radiação síncrotron

O modelo *striped wind* é capaz de explicar as emissões em altas frequências dos pulsares, mas tem dificuldades em descrever os pulsos de rádio. Aqui, faremos uma análise considerando que o mecanismo responsável pela emissão continue sendo por radiação Síncrotron, mas provocada sobre partículas que escapam pelas linhas de campo magnético das regiões polares da estrela, tal que o potencial acelerador não seja intenso o suficiente para que as partículas atinjam altos valores de fator de Lorentz. Esta hipótese é consistente com a

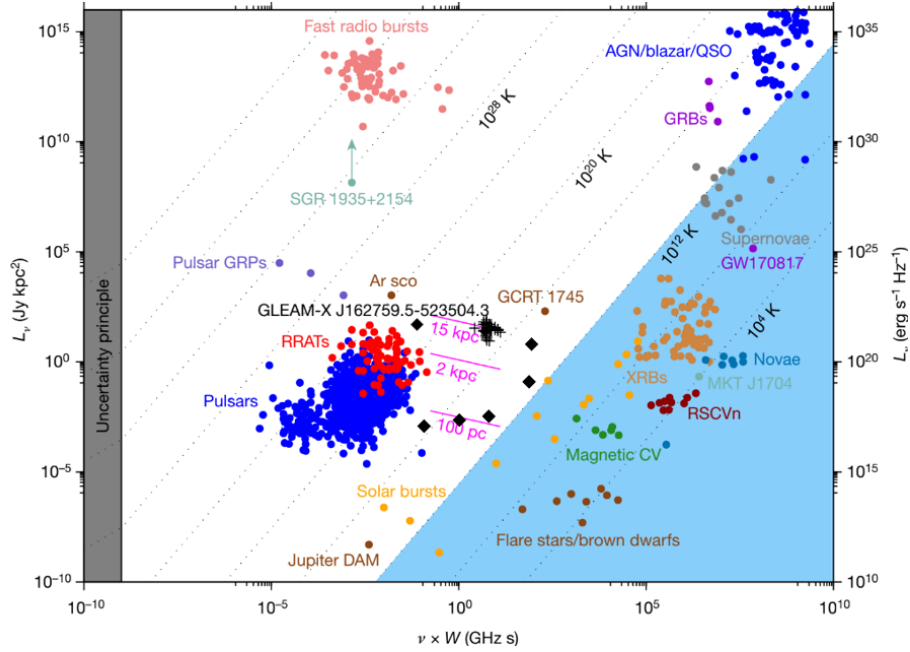


Figura 4.1: Relação entre o produto da frequência típica observada com a largura de um pulso com a luminosidade nesta frequência. Esta é uma maneira de determinar se a emissão detectada é coerente ou incoerente. Os losangos pretos são as fontes de longo período. Imagem adaptada de Hurley-Walker et al. (2022).

localização das fontes de longo período além da “linha de morte” ordinária, visto que não deveriam emitir pelo mecanismo tradicional, por serem lentas e seus pulsos serem muito anômalos.

Produzir emissões de rádio pela ação das partículas do vento é possível, e já mostramos que nossa identificação leva ao vento ser o agente fundamental para elas. Dessa forma, um primeiro passo importante é determinar qual é a banda do espectro eletromagnético que corresponde as emissões dos ventos gerada pela radiação Síncrotron. Segundo Novokhatski (2012), a frequência observada de um fóton emitido por um elétron que passa por este efeito é

$$\nu = \frac{3}{2} \gamma^2 \nu_g = \frac{3e\gamma^2 B}{4\pi m_e}, \quad (4.1)$$

Sendo e e m_e , respectivamente, a carga e a massa de repouso do elétron e γ seu fator de Lorentz. O campo magnético, nesse caso, deve ser aquele sentido pelo elétron na região de emissão. Fundamentando-se no modelo de *striped wind* e em Contopoulos et al. (2014), isto corresponde a região logo após o cilindro de luz. Assim, podemos fazer uma estimativa de qual seria o campo magnético nessa região lembrando que $B \propto r^{-2}$, tal que

$$B_{LC} \approx B_0 \frac{r_0^2}{R_{LC}^2} = B_0 r_0^2 \frac{4\pi^2}{c^2 P^2} \approx 1.1 \text{ G} \cdot \left(\frac{B_0}{10^{12} \text{ G}} \right) \cdot \left(\frac{200 \text{ s}}{P} \right)^2. \quad (4.2)$$

Dessa forma, percebemos que, para um pulsar com longo período de rotação, o campo magnético na região do cilindro de luz é reduzido a alguns poucos Gauss, e resulta propenso para emissões na banda de rádio. Baseado no trabalho de Sob'yanin (2023), tomamos como hipótese que o fator de Lorentz dos elétrons que escapam da estrela pode ser alto, mas na região da emissão seria reduzido a $\gamma \propto 10 - 100$. Alternativamente, seria possível produzir o vento com fatores de Lorentz menores, mas, para constatar-se isto, seria necessário trabalhar com as soluções analíticas de magnetosfera, que, como comentado na seção anterior, não são o cerne deste trabalho. Ainda assim, prosseguimos em calcular quais as frequências de emissões das fontes de longo período (vide Figura 4.2), concluindo que essa estimativa, de fato, é suficiente para explicar as emissões de rádio da maioria das fontes, com exceção dos objetos GPM J1839-10 e 1E 161348-5055, cuja banda de emissão cai na região de Mhz.

Por fim, devemos determinar a potência coerente das fontes, que estaria diretamente relacionada com suas luminosidades em rádio. Para isso, precisamos antes calcular qual seria o escoamento de partículas da estrela, e uma aproximação moderada é considerar que 60% (valor baseado em Contopoulos et al. (2014)) da densidade de corrente de Goldreich-Julian escapa como partículas relativísticas (velocidade $v \approx c$) pelos dois cones de emissão da estrela (norte e sul) e cujas dimensões são da ordem do cilindro de luz. Mais precisamente, os cones estão determinados pelas linhas abertas, que ocupam uma calota polar bem ampla tal como mostrado em Contopoulos et al. (2014).

Dessa forma, determinamos que o fluxo de partículas é

$$N \sim 0.6 \cdot j_{GJ} \frac{2V_c}{e} = \frac{\Omega B R_{LC}^3}{5ec^2}. \quad (4.3)$$

O mecanismo Síncrotron têm uma componente incoerente e uma coerente (proporcional a N^2). A componente incoerente seria a contribuição para a emissão difusa próxima da estrela, e a coerente, muito mais afastada da EN, a que produz os pulsos longos. Segundo Novokhatski (2012), a potência incoerente emitida seria

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \omega_0^2 \gamma^4 \frac{e^2}{c^2}, \quad (4.4)$$

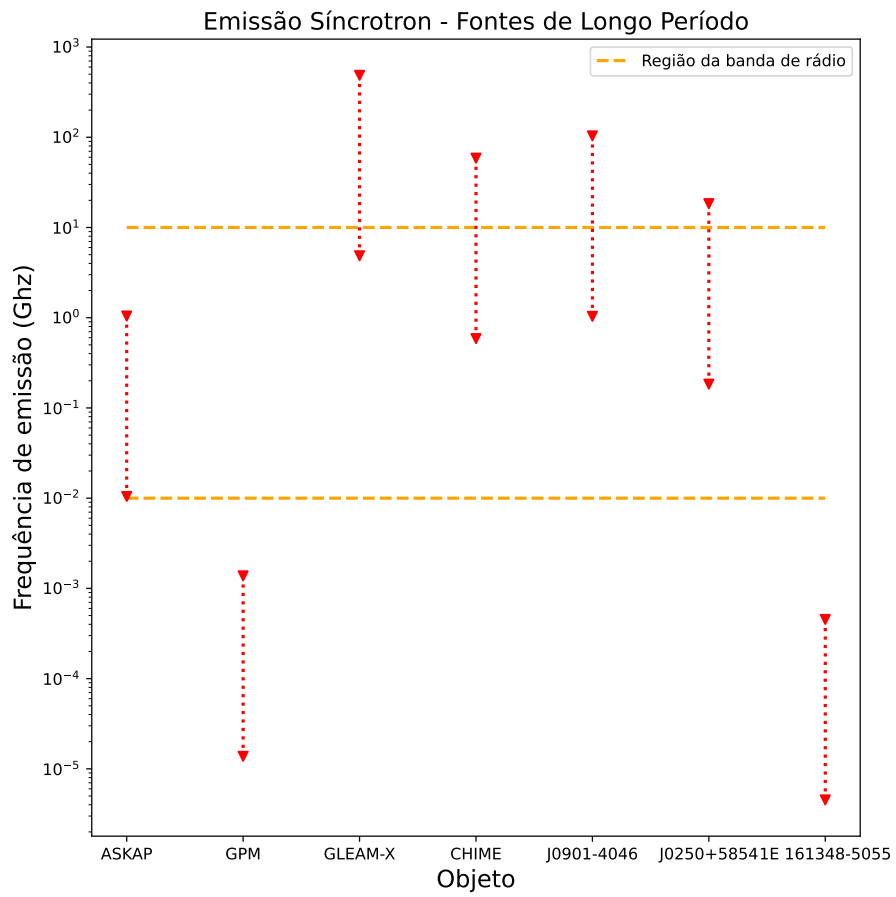


Figura 4.2: Frequências de emissão Síncrotron para as fontes de longo período, calculadas usando a equação 4.1 e considerando o fator de Lorentz $10 < \gamma < 100$.

Objeto	$\log L_r$ (erg s ⁻¹)	$\log dE/dt$ (erg s ⁻¹)
ASKAP J1935+2148	30.2	28.75
GPM J1839-10	28.0	19.5
GLEAM-X J1627	31.6	34.0
CHIME J0630+25	26.3	29.8
PSR J0901-4046	25.0	27.5
PSR J0250+5854	26.5	23.5

Tabela 4.1 - Valores de luminosidade em rádio e energia dissipada, calculada pela Equação 4.5, para cada uma das fontes de longo período, com exclusão de *Ar Scorpui* e *1E 161348-5055*, por não possuírem valores em rádio determinados.

sendo ω_0 a chamada frequência de revolução da partícula. Já a energia coerente dissipada pode ser determinada como

$$\frac{dE_{coh}}{dt} \approx \Omega^2 R_{LC}^6 \left(\frac{e^2 B_{LC}^8}{m_e^2 c^8 \gamma^2} \right)^{1/3}, \quad (4.5)$$

sendo B_{LC} determinado pela Equação 4.2 e $R_{LC} = \frac{c}{\Omega}$. A Tabela 4.1 apresenta uma comparação entre as luminosidades de rádio detectadas e a estimativa de potência coerente dissipada, enquanto a Figura 4.3 mostra o comportamento da Equação 4.5 em função do período de rotação da estrela, assim como as posições das fontes de longos período. Percebemos que essa estimativa de potência coerente é suficientemente funcional para explicar as emissões em rádio destes pulsares, aproximando-se do valor real em quase todos os casos, com exceção, novamente, do objeto *GPM J1839-10*.

Por último, atribuímos o período observado à rotação do objeto, a exemplo do que acontece nos pulsares ordinários. Os períodos extremos já foram associados à *precessão* da estrela de nêutrons (Ekşi e Şaşmaz, 2022), mas isto leva a problemas sérios para os modelos físicos do interior estelar. Segundo nosso modelo, estaríamos observando a região do vento (um cone amplo) entrar e sair da linha de visada.

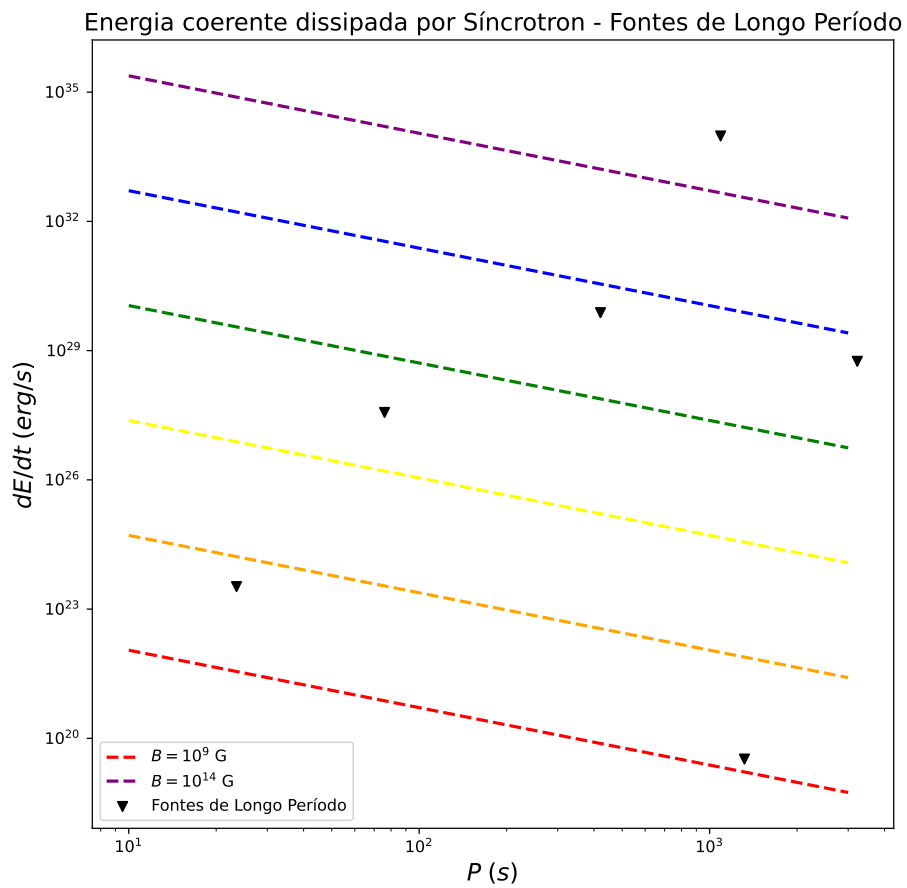


Figura 4.3: Energia coerente dissipada por uma fonte compacta como função do seu período de rotação. As curvas tracejadas coloridas indicam diferentes valores de campo magnético, enquanto que os triângulos pretos são cada um das fontes.

Conclusões

O estudo de pulsares revelou grupo de objetos com características que desafiam os modelos dinâmicos mais simples e, até então, satisfatórios para explicar grande parte dos objetos conhecidos. Nesse contexto, um novo conjunto de fontes emisoras de rádio marcadas por longos períodos de rotação surgiu para intrinchar ainda mais nosso entendimento desses fenômenos. Apresentamos, neste trabalho, uma alternativa para explicá-los, utilizando, para isso, um modelo dinâmico misto, que considera tanto a emissão por freagem de dipolo magnético quanto a emissão por ventos de partículas relativísticas, mostrando que é uma forma efetiva de explicar pulsares com períodos tão longos.

Ademais, também ponderamos quanto ao comportamento do campo magnético destas fontes, visto que suas estimativas de idade apontam para um tempo em que efeitos de decaimento já são expressivos. Como primeira tentativa de aprimorar o modelo misto, consideramos um decaimento exponencial *limitado* do campo, baseado, principalmente, no trabalho de Mendes (2017), que caracteriza tal fenômeno por Dissipação Ôhmica, mostrando que sua implementação garante uma descrição admissível das fontes de longo período e, certamente, mais realista que o modelo misto com campo magnético constante.

Quanto ao mecanismo de aceleração de partículas, constatamos que a emissão de um vento de partículas com fator de Lorentz alto interagindo com o campo magnético distante da EN é capaz de produzir energia coerente, através do fenômeno de radiação Síncrotron, suficiente para explicar as faixas e intensidades de emissão em rádio detectadas pelas Fontes.

O próximo objetivo deve ser analisar os modelos analíticos completos de magnetosfera, tanto para o caso do pulsar alinhado quanto ortogonal, e determinar quais são as propriedades do vento emitido, como o potencial acelerador, fator de Lorentz, número de

partículas ejetadas, região de emissão e etc. Dessa forma, nosso modelo terá maior rigor em determinar se, de fato, são os ventos relativísticos os responsáveis pelas emissões das fontes de longo período.

Referências Bibliográficas

- Allen M., Horvath J. E., Glitches, torque evolution and the dynamics of young pulsars, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1997, vol. 287, p. 615
- Baade W., Zwicky F., On super-novae, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 1934, vol. 20, p. 254
- Beniamini P., Wadiasingh Z., Hare J., Rajwade K., Younes G., van der Horst A., Evidence for an abundant old population of Galactic ultra-long period magnetars and implications for fast radio bursts, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2023, vol. 520, p. 1872
- Beznogov M., Yakovlev D., Statistical theory of thermal evolution of neutron stars, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2015, vol. 447, p. 1598
- Bisnovatyi-Kogan G., Komberg B., Pulsars and close binary systems, *Soviet Astronomy*, Vol. 18, p. 217, 1974, vol. 18, p. 217
- Chen K., Ruderman M., Pulsar death lines and death valley, *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 402, no. 1, p. 264-270., 1993, vol. 402, p. 264
- Chevalier R. A., Neutron star accretion in a supernova, *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 346, Nov. 15, 1989, p. 847-859., 1989, vol. 346, p. 847
- Coelho J. G., Malheiro M., Magnetic dipole moment of soft gamma-ray repeaters and anomalous X-ray pulsars described as massive and magnetic white dwarfs, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 2014, vol. 66, p. 14

- Contopoulos I., Kalapotharakos C., Kazanas D., A new standard pulsar magnetosphere, *The Astrophysical Journal*, 2014, vol. 781, p. 46
- Coroniti F., Magnetically striped relativistic magnetohydrodynamic winds-The Crab Nebula revisited, *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 349, Feb. 1, 1990, p. 538-545., 1990, vol. 349, p. 538
- D’Aì A., Evans P., Burrows D., Kuin N., Kann D., Campana S., Maselli A., Romano P., Cusumano G., La Parola V., et al., Evidence for the magnetar nature of 1E 161348-5055 in RCW 103, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2016, vol. 463, p. 2394
- Dong F. A., Clarke T., Curtin A. P., Kumar A., Stairs I., Chatterjee S., Cook A. M., Fonseca E., Gaensler B., Hessels J. W., et al., The discovery of a nearby 421~ s transient with CHIME/FRB/Pulsar, arXiv preprint arXiv:2407.07480, 2024
- Ekşi K. Y., Şaşmaz S., A precessing magnetar model for GLEAM-X J162759. 5-523504.3, arXiv preprint arXiv:2202.05160, 2022
- Gavriil F. P., Kaspi V., Woods P., Magnetar-like X-ray bursts from an anomalous X-ray pulsar, *Nature*, 2002, vol. 419, p. 142
- Gold T., Rotating neutron stars and the nature of pulsars, *Nature*, 1969, vol. 221, p. 25
- Goldreich P., Julian W. H., Pulsar electrodynamics, *Astrophysical Journal*, vol. 157, p. 869, 1969, vol. 157, p. 869
- Haberl F., The magnificent seven: magnetic fields and surface temperature distributions, *Astrophysics and Space Science*, 2007, vol. 308, p. 181
- Hamil O., Stone J. R., Urbanec M., Urbancová G., Braking index of isolated pulsars, *Physical Review D*, 2015, vol. 91, p. 063007
- Harding A. K., Contopoulos I., Kazanas D., Magnetar spin-down, *The Astrophysical Journal*, 1999, vol. 525, p. L125
- Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D., Frederick Scott P., Collins R. A., , 1979 in , *A Source Book in Astronomy and Astrophysics, 1900–1975*. Harvard University Press pp 498–504

-
- Horvath J., de Sá L. M., Rocha L. S., Chinen G. Y., Barão L. G., de Avellar M. G., Evolution of long-period compact radio sources driven by winds, arXiv preprint arXiv:2402.06866, 2024
- Hurley-Walker N., Rea N., McSweeney S., Meyers B., Lenc E., Heywood I., Hyman S., Men Y., Clarke T., Coti Zelati F., et al., A long-period radio transient active for three decades, *Nature*, 2023, vol. 619, p. 487
- Hurley-Walker N., Zhang X., Bahramian A., McSweeney S., O'Doherty T., Hancock P., Morgan J., Anderson G., Heald G., Galvin T., A radio transient with unusually slow periodic emission, *Nature*, 2022, vol. 601, p. 526
- Igoshev A., Kholtygin A., Statistics of magnetic fields and fluxes of massive OB stars and the origin of neutron star magnetic fields, *Astronomische Nachrichten*, 2011, vol. 332, p. 1012
- Igoshev A. P., Popov S. B., Hollerbach R., Evolution of neutron star magnetic fields, *Universe*, 2021, vol. 7, p. 351
- Konar S., Bhattacharya D., Magnetic field evolution of accreting neutron stars III, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1999, vol. 308, p. 795
- McLaughlin M. A., Lyne A., Lorimer D., Kramer M., Faulkner A., Manchester R., Cordes J., Camilo F., Possenti A., Stairs I., et al., Transient radio bursts from rotating neutron stars, *Nature*, 2006, vol. 439, p. 817
- Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., Hobbs M., The Australia telescope national facility pulsar catalogue, *The Astronomical Journal*, 2005, vol. 129, p. 1993
- Mendes C., *Evolução do Campo Magnético em Binárias Relativísticas*, 2017
- Mestel L., Panagi P., Shibata S., Model pulsar magnetospheres: the perpendicular rotator, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1999, vol. 309, p. 388
- Novokhatski A., , 2012 Technical report Coherent synchrotron radiation: theory and simulations.. Citeseer

- Olausen S., Kaspi V., Lyne A., Kramer M., Xmm-newton x-ray observation of the high-magnetic-field radio pulsar psr j1734–3333, *The Astrophysical Journal*, 2010, vol. 725, p. 985
- Otoniel E., Lobato R., Malheiro M., Franzon B., Schramm S., Weber F., White dwarf pulsars and very massive compact ultra magnetized white dwarfs. In *International Journal of Modern Physics: Conference Series* , vol. 45, 2017, p. 1760024
- Pacini F., Rotating neutron stars, pulsars and supernova remnants, *Nature*, 1968, vol. 219, p. 145
- Pétri J., The pulsar force-free magnetosphere linked to its striped wind: time-dependent pseudo-spectral simulations, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2012, vol. 424, p. 605
- Pires A. M., Motch C., Kurpas J., Schwobe A. D., Valdes F., Haberl F., Traulsen I., Tubin D., Becker W., Comparat J., et al., XMM-Newton and SRG/eROSITA observations of the isolated neutron star candidate 4XMM J022141. 5- 735632, *Astronomy & Astrophysics*, 2022, vol. 666, p. A148
- Pons J., Miralles J., Geppert U., Magneto-thermal evolution of neutron stars, *Astronomy & Astrophysics*, 2009, vol. 496, p. 207
- Pons J. A., Geppert U., Magnetic field dissipation in neutron star crusts: from magnetars to isolated neutron stars, *Astronomy & Astrophysics*, 2007, vol. 470, p. 303
- Popov S. B., The zoo of isolated neutron stars, *Universe*, 2023, vol. 9, p. 273
- Rea N., Hurley-Walker N., Pardo-Araujo C., Ronchi M., Graber V., Zelati F. C., De Martino D., Bahramian A., McSweeney S. J., Galvin T. J., et al., A long-period radio transient active for three decades: population study in the neutron star and white dwarf rotating dipole scenarios, *arXiv preprint arXiv:2307.10351*, 2023
- Sob'yanin D., Ultraslow PSR J0901-4046 with an ultrahigh magnetic field of 3.2×10^{16} G, *Physical Review D*, 2023, vol. 107, p. L081301

-
- Yanagi K., Nagata N., Hamaguchi K., Cooling theory faced with old warm neutron stars: role of non-equilibrium processes with proton and neutron gaps, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2020, vol. 492, p. 5508
- Zhang B., Gil J., GCRT J1745–3009 as a transient white dwarf pulsar, *The Astrophysical Journal*, 2005, vol. 631, p. L143
- Zhang C.-M., Wu X.-J., Yang G.-C., The crust screen model for the magnetic field of binary X-ray sources, *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 283, p. 889 (1994), 1994, vol. 283, p. 889
- Zhang F., A magnetospheric dichotomy for pulsars with extreme inclinations, *Universe*, 2021, vol. 7, p. 455