Pulsares

Alberto Carramiñana

Tonantzintla, 17 - 26 de marzo 1998

## 1 Descubrimiento e identificación de los pulsares

Descubiertos fortuitamente en 1967 en estudios de centelléo interestelar que mostraron una señal localizada con periodicidad de 1.337 segundos [18].

Desde los 30s predicciones de estrellas de neutrones:

- Chandrasekhar (1931) [9] estudió el colapso de una enana blanca y predice la formación de estrellas mas compactas,
- Baade & Zwicky (1934) [1] propusieron la existencia de estrellas de neutrones, su formación en explosiones de supernovas y estimaron el radio en 10 km.
- Oppenheimer & Volkoff (1939) [24] hicieron el primer cálculo de la estructura de una estrella de neutrones.
- Pacini (1967) [25] propuso la emisión de ondas de radio por estrellas de neutrones en rotación y que este tipo de emisión podría generar la fuente de energía de la nebulosa del Cangrejo.

La identificación con estrellas de neutrones en rotación ([15], [16], [26]):

- modelo de faro explica la emisión en pulsos altamente regulares,
- todos los períodos aumentan con el tiempo ($\dot{P} \geq 0$, con una sola excepción), de acuerdo con rotación y disipación,
- descubrimiento de los pulsares de Vela y Crab elimina la opción de enanas blancas,

- Cangrejo: frenado del pulsar y tiempo característico $\sim$ edad de la nebulosa corrobora hipótesis de Baade & Zwicky. El balance energético del pulsar coincide con las "necesidades" de la nebulosa.

Pulsaciones no pueden acomodar períodos largos y no se esperan que sean tan regulares como se observó.

Algunas referencias generales son el libro de Lyne ([21]; muy completo), el de Beskin ([5]; enfocado a modelaje) y las memorias del último coloquio de la IAU sobre el tema ([19]).

# 2 Generalidades

## 2.1 Pulsos y el modelo de faro

Los pulsos son típicamente 5% en fase y variables, lo cual dificulta la búsqueda. Se requiere sumar algunos cientos de pulsos para obtener un perfíl estable. Tienen fuerte polarización lineal y su cambio de orientación a lo largo del pulso indica que su origen es cercano al polo magnético de la estrella. El modelo de faro (fig.1) explica en forma natural la regularidad de los pulsos. Considerando que el haz puede tener cualquier tipo de estructura, hoy en día subsiste el debate de si observamos el pulso de uno o los dos polos.

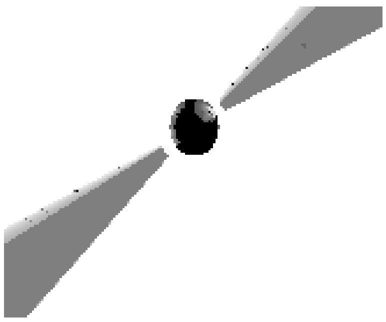

Figura 1: Modelo de faro: ver la animación en la página de pulsares de Bonn

Se ha observado un alto grado de estructura en pulsos: un pulso se divide en subpulsos (escala de $\sim 100\mu$s) que a su vez pueden ser divididos en micropulsos (escala $\lesssim \mu$s). Los mecanismos propuestos para la emisión de radio, basados en perturbaciones en un plasma electrón - positrón, pueden explicar estructura en el rango de 10-1000 ns.

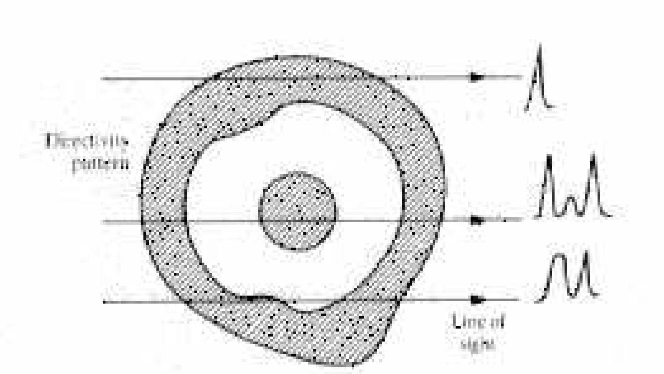

Figura 2: Emisión de pulsos sencillos o múltiples en el modelo de faro [5]

### 2.2 Períodos y sus derivadas

Descubrimiento del frenado del pulsar dió la primera estimación de edad, $\tau = P/2\dot{P}$, cantidad que se conoce como tiempo dinámica. La medición generalizada de $\dot{P}$ resultó en el diagrama $P - \dot{P}$ que es considerado como un diagrama de la evolución del frenado de los pulsares.

Estos objetos tienen un alto contenido de energía rotacional:

$$E_{rot} = \frac{1}{2} I \Omega^2 \approx 5.8 \times 10^{48}\,\mathrm{erg} (P/33\mathrm{ms})^{-2}, \tag{1}$$

que se disipa rápidamente:

$$\tau = P/2\dot{P} \approx 1245\,\text{años}\ (P/33\mathrm{ms})\,(4.2 \times 10^{-13}/\dot{P}) \tag{2}$$

y con alta tasa suficiente para explicar las luminosidades de estos objetos:

$$\dot{E}_{rot} = I\Omega\dot{\Omega} \approx 4.4 \times 10^{38}\,\mathrm{erg \cdot s^{-1}}\,(\dot{P}/4.2 \times 10^{-13})\,(P/33\mathrm{ms})^{-3}, \tag{3}$$

### 2.3 Modelo dipolar: estimación de campos magnéticos

El modelo dipolar magnético:

$$\dot{E}_{rot} = -\frac{2|\ddot{\vec{d}}|^2}{3c^3} \;\Rightarrow\; I\Omega\dot{\Omega} = -\frac{2B^2 \sin\alpha^2 R^6 \Omega^4}{3c^3} \tag{4}$$

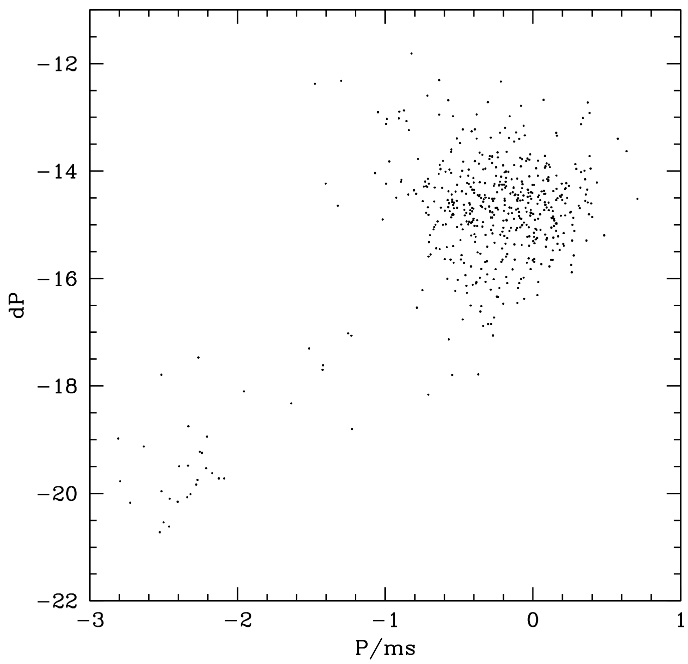


Figura 3: Diagrama $P - \dot{P}$ para 540 radio pulsares

permite una estimación de $B \sin(\alpha)$ a partir de cantidades bien medidas ($P$, $\dot{P}$) y cantidades que creemos conocidas ($R = 10\,\mathrm{km}$, $I = 10^{45}\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{cm}^2$), dando $B \approx 3.20 \times 10^{19}$ Gauss $\sqrt{\mathrm{P\dot{P}/s}}$. El modelo dipolar predice una ley de frenado $\dot{\Omega} \propto \Omega^3$ y, considerando un dipolo en el vacio, que la emisión en frecuencias múltiplos de $\Omega$, lo cual no es el caso.

Los valores deducidos para $B$ son consistentes con colapso estelar conservando flujo magnético y con mediciones "directas" por líneas de ciclotrón en estrellas acretantes con estrella de neutrones, como por ejemplo Her X-1.

# 3 La población de pulsares

Nos referimos especificamente a los pulsares jóvenes, recién formados, excepto en la sección de pulsares de milisegundos.

Las estadísticas son afectadas por sesgos de detección. Los pulsares (observados) son objetos distribuidos en el plano Galáctico, aunque con alta dispersión en $z$ ($\sim$ 260 pc), jóvenes, con campo magnético intensos y una reserva (y tasa de pérdida) de energía rotacional suficiente para explicar toda su emisión.

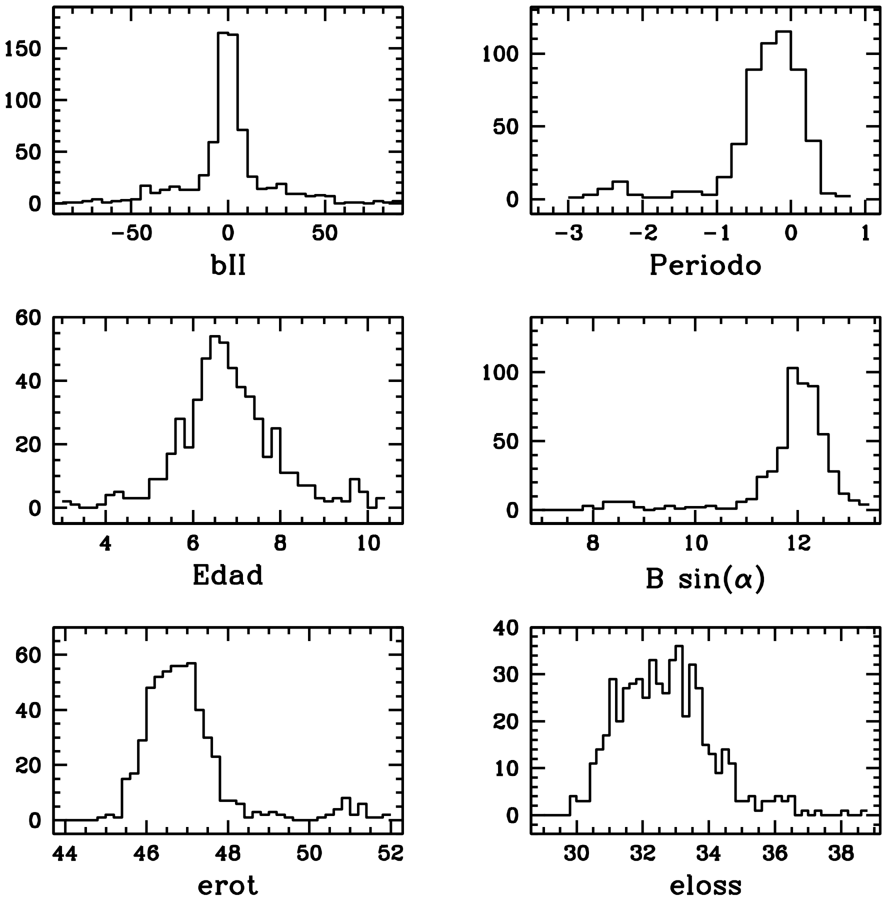


Figura 4: Distribuciones de latitud Galáctica, período, edad, campo magnético energía rotacional y pérdidas para la población de los pulsares del catálogo de Princeton

Tabla 1: Principales censos de pulsares.

| Censo | Frecuencia (MHz) |
|---|---|
| Molongo 1 | 408 |
| Jodrell Bank 1 | 408 |
| Arecibo 1 | 430 |
| Molongo 2 | 408 |
| Green Bank 1 | 400 |
| Green Bank 2 | 400 |
| Jodrell Bank 2 | 1400 |
| Green Bank 3 | 400 |
| Arecibo 2 | 430 |
| Parkes 1 | 1520 |
| Arecibo 3 | 430 |
| Parkes 70 | 436 |
| Arecibo 4a-4f | 430 |
| Green Bank 4 | 370 |

### 3.1 Censos y búsquedas

Pulsos individuales solo son observables para unos cuantos pulsares. En t'erminos de frecuencia, la sensitividad máxima se da aproximadamente a 400 MHz, con flujos típicos de algunos mJy. Los principales censos aparecen en la Tabla 1.

La búsqueda de la señal periódica requiere análisis de Fourier. Como las señales no son senoidales y se distribuye en varios armónicos. Se emplean pruebas estadísticas sobre varios armónicos y búsqueda a distintas frecuencias incluyendo la medida de dispersión como parámetro libre.

Períodos cortos son particularmente difíciles. El número de intentos estadísticos es $\propto T/P_{min}$, siendo $T$ el tiempo de integración y $P_{min}$ el período mas corto a buscar. Se requiere un compromiso entre exposición, cobertura, rango de períodos accesibles.

En particular las búsquedas específicas de pulsares de milisegundos han aumentado el número de 4 en 1991 a 35 en 1996. Se han realizado también búsquedas espcíficas en cúmulos globulares, remanentes de supernova ([7],[6]), fuentes no identificadas de rayos gama [23], etc...

## 3.2 Distribución en la Galaxia

Se conocen 768 pulsares distribuidos preferentemente en el plano de la Galaxia, aunque con dispersión relativamente alta en $z$ (mediana $\sim 260$ pc). Efectos de selección hacen que la detección se de preferentemente en un cuadrante de la Galaxia.

Métodos para estimar distancias:

- por medida de dispersión,
- paralaje anual mediante interferometría,
- paralaje del pulso cuando la llegada del pulso se mide con $\mu$s (se mide la curvatura del frente, solo para pulsares cercanos),
- absorción de HI $\rightarrow$ calibración para distancias con medida de dispersión.

Distribución cinética muestra altas velocidades, en promedio hasta $\sim 450$ km/s y con extensión hasta $\gtrsim 1000$ km/s, implicando que 25% de los pulsares conocidos escaparán de la Galaxia. Se interpretan en términos de altas velocidades al nacer (*kick*). Definiendo la edad cinemática,

$$t_{cin} \equiv z/v \,,$$

la cual es del orden de varios $10^6$ años, y por tanto mucho menor que el tiempo que permanecen activos los pulsares, es posible estimar una población total de 500,000 pulsares y tasa de nacimiento de uno cada $60^{+60}_{-30}$ años, comparable a la tasa de explosiones supernovas.

## 3.3 Pulsares de milisegundos y binarios

Son mas dificiles de encontrar por tener períodos mas cortos, $P \lesssim 10$ ms y ser intrínsecamente mas débiles. Tienen edades mucho mayores, comparables con el tiempo de Hubble, y campos magnéticos $\sim 10^9$ Gauss. Aunque se conocen pocos, la población total es probablemente comparable a la de los pulsares tradicionales. Una buena proporción (en 1993 todos menos siete) de los pulsares milisegundos se han encontrado en cúmulos globulares como 47 Tucanea y Terzan 5.

Existe una fuerte correlación entre pulsares de milisegundos y binarios, en el sentido de que prácticamente todos los pulsares binarios son de milisegundos, el recíproco no siendo cierto. La existencia del llamado pulsar "viuda negra", PSR B1957+20, sistema binario eclipsante en el cual la estrella de neutrones ha acretado casi por completo a su compañera, una enana blanca de 0.025 $M_\odot$, ilustra como un sistema binario puede dar lugar a un pulsar rápido aislado.

El origen de los pulsares de milisegundos y binarios se atribuye al "reciclado" de la estrella de neutrones durante una fase de acreción a una compañera, en cuyo cas ose trata de objetos mas relacionados con las binarias de rayos X de baja masa (LMXRB) que con los pulsares aislados. La observación de señales cuasiperiódicas por debajo de 1 ms en LMXRB como Sco X-1 por el satélite de rayos X RXTE apoyan esta idea.

# 4 Mediciones temporales

## 4.1 Antes de empezar: correcciones

Para remover el efecto Doppler del movimiento orbital de la Tierra alrededor del Sol se refiere el tiempo de llegada del pulso al baricentro del sistema solar. La operación es basicamente un producto entre dos vectores, posición de la Tierra y coordenadas del pulsar.

El proceso de corrección es mas fino y debe tomarse en cuenta segundos añadidos por UTC ("leap seconds"), posición del observatorio en la Tierra (o en órbita) y en casos extremos (pulsares de milisegundos) el retrazo de Einstein por la curvatura de la trayectoria de fotones en el campo gravitacional del Sol.

El pulsar PSR B1937+21 ([2]) representa una referencia de tiempo tan buena o mejor que el TAI (Tiempo Atómico Internacional). Su período es una de las cantidades físicas medidas experimentalmente con mayor precisión:

$$P = 0.001\,557\,806\,448\,8724 ... \,\mathrm{s}\,.$$

Su estabilidad, a lo largo de unos veinte años, es mayor que 1 parte en $10^{13}$. Mediciones VLBI de la posición, con un error de 3 mas, comparadas con estimaciones por la medición del pulso (mejor solución al baricentrado) sirven para depurar efemerides planetarias (posición de la Tierra).

La viabilidad de un estándar de referencia de tiempo basado en pulsares es un tema de estudio.

### 4.2 Efemerides

Las efemérides de un pulsar contienen la solución de una serie de parámetros de posición y frecuencia, $(\alpha, \delta, t_0, \nu, \dot{\nu}, \ddot{\nu})$, que mejor ajustan los tiempos de llegada de los pulsos, reduciendo la información temporal a una fase:

$$\phi(t) = \nu(t - t_0) + \frac{1}{2!}\dot{\nu}(t - t_0)^2 + \frac{1}{3!}\ddot{\nu}(t - t_0)^3 \,, \tag{5}$$

referida al baricentro del sistema solar (de donde la necesidad de incluir la posción del pulsar). El ajuste nunca es perfecto y la diferencia entre los datos y el ajuste se denominan residuos. En algunos casos los residuos estan dentro del error experimental, aun despueś de una o dos décadas de observación. En otros hay diferencias físicas que se denominan “timing noise”.

Tanto Crab y Vela han sido monitoreados diariamente desde hace mas de quince años, dando lugar a efemérides continuas y altamente confiables.

### 4.3 Tiempo dinámico e índices de frenado

Tiempo dinámico $\tau \equiv P/2\dot{P}$ como estimación (se considera cota superior) de tiempo vida del pulsar.

Cuando se conoce la segunda derivada de la frecuencia se puede definir el índice de frenado:

$$n \equiv \frac{\Omega\ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2} \,. \tag{6}$$

Se tienen cuatro mediciones que no concuerdan exactamente con el modelo dipolar ($n = 3$), según la Tabla2. Aun así los valores son suficientemente cercanos a $n = 3$ como para considerar que el frenado dipolar es una buena primera aproximación.

La presencia de momentos multipolares implicaría $n \geq 3$. El que los índices estén por debajo de 3 se interpreta en términos de líneas de campo magnético abiertas, aceleración de partículas, vientos, evolución del campo magnético u otros procesos. No hay acuerdo al respecto.

En el caso de PSR B1509-58 se ha medido también $\dddot{\nu}$, que a su vez entra en la defición de un segundo índice de frenado $m \equiv \dddot{\nu}\, \nu^2/\dot{\nu}^3$.

| Pulsar | $n$ |
|---|---|
| Crab | 2.509±0.001 |
| PSR B1509-58 | 2.838±0.001 |
| PSR B0540-69 | 2.01±0.02 |
| PSR B0833-45 | 1.4±0.2 |

Tabla 2: Indices de frenado medidos

#### 4.3.1 Glitches

Decremento discontinuo del período intepretado como un sideramoto. Se han observado 45 glitches en un número relativamente bajo de pulsares ($\sim 20$) jóvenes, entre ellos Vela y Crab. Se interpreta como desacoplamiento entre corteza y capas interna de la estrella de neutrones resultando en cambios súbitos del momento de inercia. Los glitches corresponden a cambios relativos de la frecuencia $\Delta\Omega/\Omega$ generalmente del orden de $10^{-8}$, aunque para Vela son del orden de $10^{-6}$.

#### 4.3.2 Planetas

Residuos temporales en PSR B1257+12 pueden ser removidos al suponer este pulsar en movimiento debido a planetas orbitando a su alrededor [31]. Estos "planetas" son comparables a la Tierra en tamaño, lo que de alguna manera ejemplifica la precisión del "timing". Existe ya una extensa literatura acerca del origen y otras cuestiones físicas relacionadas.

Figura 5: Tamaño estimado para los planetas alrededor de PSR B1257+12.

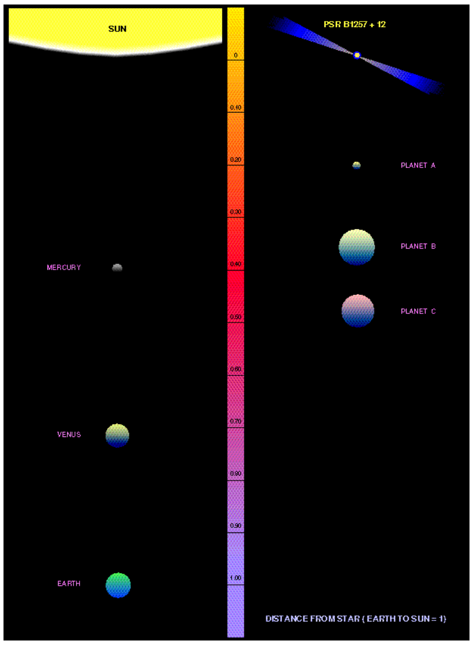


Figura 6: El sistema de planetas alrededor de PSR B1257+12, comparado con el sistema solar.

## 4.4 El pulsar binario PSR B1913+16

El pulsar binario es un test ideal para las teorías de la gravitación: un reloj de alta precisión en un campo gravitacional intenso. A primer orden se miden los parámetros clásicos de la órbita (período orbital, semieje mayor, excentricidad, ...). El seguimiento del pulso desde 1974 ha permitido medir parámetros relativistas con gran precisión, como la precesión del perihelio y el decaimiento de la órbita por emisión de radiación gravitacional, el cual ocasionará el colapso de ambas estrellas y la producción de un gamma-ray burst dentro de 300 millones de años. Los resultados concuerdan con relatividad general. También se obtienen las masas de las dos estrellas, $1.42 \pm 0.06$ $M_\odot$ y $1.41 \pm 0.6$ $M_\odot$, las cuales concuerdan con las masas predichas por los modelos de estructura de estrellas de neutrones.

Existen alrededor de otros ocho pulsares binarios con efectos relativistas medibles, aunque casi todos a un nivel menor que en PSR B1913+16. En particular PSR B1855+09 permite una medición mas precisa de uno de los parámetros post-Keplerianos que corresponden a la expansión a primer

| | |
|---|---|
| $P$ | 0.059030 s |
| $\dot{P}$ | $8.63\times10^{-18}$ |
| $P_{orb}$ | 0.323 dias |
| $e$ | 0.6171 |
| $a \sin i$ | 2.34 seg-luz |
| $\dot{\omega}$ | $4.22^{\circ}$ yr$^{-1}$ |

Tabla 3: Parámetros del pulsar binario PSR B1913+16

orden de la relatividad general alrededor de la dinámica Newtoniana. El conjunto de pulsares binarios "relativistas" ha permitido medir estos cuatro parámetros con incertidumbres fraccionales entre $10^{-1}$ y $10^{-5.5}$.

# 5 Interacción con el medio interestelar

## 5.1 Dispersión de ondas electromagnéticas en el MI

En un plasma con densidad de electrones $n_e$ las ondas electromagnéticas se propagan a una velocidad (de grupo):

$$v_g \equiv \frac{\partial \omega}{\partial k} = c\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega}}\,, \tag{7}$$

donde $\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2/m$ es la frecuencia de plasma. El resultado neto es un cambio en el tiempo de recorrido de la señal que depende de su frecuencia:

$$t_\omega = \frac{r}{c} + \frac{2\pi e^2}{m_e \omega^2}\mathcal{D} \tag{8}$$

donde

$$\mathcal{D} \equiv \int_0^r n_e\, ds =< n_e > r\,, \tag{9}$$

se conoce como la medida de dispersión. Para pulsares con distancia conocida es posible estimar $< n_e >\approx 0.03\,\mathrm{cm}^{-3}$. A veces se toma este valor como canónico para una primera estimación de distancias a pulsares.

El contar con una población de mas de 700 pulsares ha permitido hacer un mapa de la distribución de $n_e$ en la Galaxia [30]. Mas recientemente la variabilidad de $n_e$ en escalas de ... ha permitido estudiar material interestelar

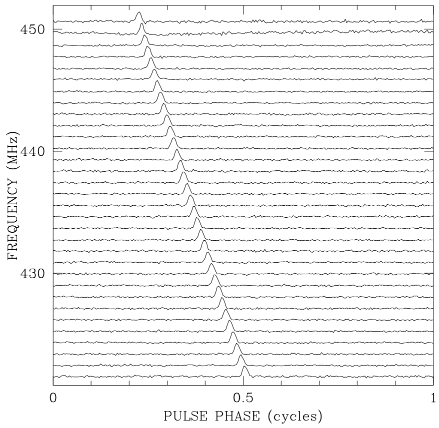


Figura 7: Ejemplo de la dispersión del pulso de un pulsar en distintos canales de frecuencia [12].

que pasa enfrente del pulsar: su distribución de tamaño sigue una ley de Kolmogorov.

La rotación de Faraday funciona en forma similar. El vector de polarización de la radiación rota con dependencia en la frecuencia de la radiación. esto permite estimar la medida de rotación:

$$\mathcal{R} \equiv \int_0^r n_e B_{||} ds \,, \tag{10}$$

que dividido por $\mathcal{D}$ nos da un valor promediado del campo magnético en la Galaxia: $< B_{||} > \approx 3\,\mu$G.

## 5.2 Pulsares y remanentes de supernova

Aunque hay pocas asociaciones pulsar - remanente de supernova ("pleriones") estudios como [14] sugieren que se observa el número esperado (de hecho un pequeño exceso) y no hay contradicción al respecto. Existen varias asociaciones tentativas (nótese la importancia de la *kick velocity* que se evaluan en términos de:

- concordancia en estimaciones de edades,
- concordancia en estimaciones de distancias,

- viabilidad de la velocidad transversa requerida,
- evidencia de iteracción entre pulsar y remanente,
- dirección del movimiento propio del pulsar en relación a la posición del remanente.

Observaciones de rayos X han mostrado mas casos de pulsares asociados a nebulosas brillantes en X (ej PSR B1823-13), interpretadas como nebulosas con emisión sincrotrón inducida por electrones relativistas inyectados por el pulsar.

# 6 Energética y procesos de emisión

## 6.1 Características observacionales

### 6.1.1 Emisión de radio

Observada en todos los pulsares (Geminga siendo una cuasi-excepción). Normalmente con índice espectral $\sim -2$, corte a bajas frecuencias (entre 50 y 300 MHz, aunque con detecciones a 16MHz) y corte a altas frecuencias (1.4 a 10 GHz, aunque hay detecciones a 35 GHz). La emisión tiene alta polarización lineal, incluso hasta el 100%. En el caso particular del Cangrejo se observan pulsos gigantes con potencia $\sim 10^3$ veces mayor que la de un pulso promedio.

Desde el punto de vista energético la emisión de radio representa una pequeña parte del total de la emisión, por lo que generalmente se consideran escenarios para explicar las emisiones de mayor energía y dentro de estos se modela la emisión de radio. Las temperaturas de brillo involucradas no son físicas por lo que se requiere algún mecanismo para lograr una emisión colectiva ("bunch of plasma", mecanismo tipo máser; para una revisón ver [22]).

Hasta hace un par de años la emisión en radio era la regla. La no detección en radio (hasta hace unos meses) de Geminga, la segunda fuente mas brillante del cielo a energías de $\sim$ 1GeV, sugiere una población de pulsares silenciosos en radio que deben ser detectados por su emisión en X o $\gamma$.

### 6.1.2 Emisión óptica

Observada primero en Crab ([10]) y después en Vela, PSR B0540-69, Geminga, PSR B1055-52 y PSR B1509-58. Pulsaciones han sido detectadas en los tres primeros objetos, y posiblemente también en Geminga. Los tres primeros objetos son demasiado brillantes para explicarse mediante la emisión térmica de la estrella (recuerdese que el área de un polo de la estrella tiene unos cuantos $\mathrm{km}^2$) y su origen se atribuye a la magnetósfera.

Abandonado por algún tiempo, hoy en día parece haber un repunte en el interés por estudiar pulsares mediante su emisión óptica. La mayor parte de los mas de 700 radio pulsares no han sido estudiados en el visible.

### 6.1.3 Emisión de rayos X

Observada en 27 pulsares (13 con periodicidad) y 7 pulsares milisegundos (3 periódicos) [4]. La luminosidad en rayos X se correlaciona con $\dot{E}_{rot}$, sugiriendo un origen predominantemente ($\geq 75\%$) magnetosférico. En el caso de pulsares de edad intermedia ($\gtrsim 10^5$ años) se observan dos componentes, una dura y otra suave, que se interpretan respectivamente como emisión térmica originada en el polo de la estrella y una componente producida en la magnetósfera.

La componente térmica, asociada al enfriamiento de la estrella de neutrones, provee el único diagnóstico directo de la estrella de neutrones. Su modelaje requiere hoy en día el incluir los efectos de una atmósfera (de centímetros de ancho!) que modifica el carácter de cuerpo negro de la emisión. Observaciones con AXAF y XMM aportaran espectros mas detallados que permitan checar estos modelos.

### 6.1.4 Emisión de rayos $\gamma$

Aquí entro en mas detalle por razones obvias. Crab, Vela, Geminga, PSR B1706-44, PSR B1055-52, PSR B1951+32, PSR B1509-58 han sido detectados por EGRET y/o COMPTEL a bordo del Compton Gamma-ray Observatory. Las propiedades de Geminga sugieren una población de pulsares radio silenciosos, varios de ellos pudiendo estar entre las fuentes EGRET no identificadas en el plano de la Galaxia (por ejemplo, 2EG J2020+4026 y 2EG J0008+73)

### 6.1.5 Partículas, jets y vientos

Cangrejo: tiempo de vida de electrones en el remanente indica que el pulsar debe proveer a la nebulosa de electrones relativistas. Por otro lado imágenes HST muestran variabilidad en el entorno del pulsar en escalas de tiempo de semanas a meses.

Vela, B1509-58: evidencia de jets en imágenes de rayos X.

## 6.2 Magnetósfera VS estrella

La principal reserva de energía de la estrella es su rotación. Esta junto con el campo magnético da lugar a la magnetósfera, zona donde se generan la gran mayoría de los procesos de emisión, desde las ondas de radio hasta los rayos gama.

Otro tipo de emisión, contribución moenor desde el punto de vista energético pero que provee un importante diagnóstico de la estrella es la emisión térmica de rayos X suaves ($E \sim 1$ keV) que se ha observado de sus polos. Buena parte del estudio de esta emisón está encaminado a deducir la curva de enfriamiento de las estrellas de neutrones, la cual depende de su ecuación de estado. Otro tema extenso...

## 6.3 Modelos: polar cap, outer gap

### 6.3.1 Preliminares

Se parte de un dipolo en rotación en el vacio (fig8), el cual induce campos eléctricos dados por:

$$\vec{E} = -\frac{\vec{\Omega} \times \vec{r}}{c} \times \vec{B}\,, \tag{11}$$

del orden de $10^{10}$ a $10^{12}$ V cm$^{-1}$ que corresponden a voltajes $\gtrsim 10^{16}$ V$\Omega R_*^2 B/c$.

[17] demostraron que la superficie de la estrella de neutrones no puede ser una equipotencial del voltaje que representa a $\vec{E}$. De ahí se requiere que cargas salgan de la estrella llenando la vecindad con una densidad de carga:

$$\rho = -\frac{\vec{\Omega} \cdot \vec{B}}{2\pi c}\,, \tag{12}$$

que contraresta el campo eléctrico. Se forma una magnetósfera, acotada por el cilíndro de luz -superficie donde las líneas de campo magnético girarían con

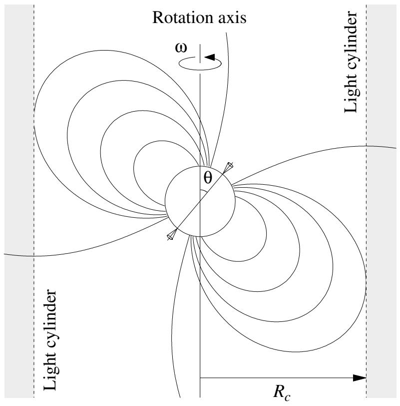


Figura 8: Modelo pictórico de un pulsar conm configuración de campo magnético dipolar y el cilindro de luz[8].

la velocidad de la luz en una aproximación clásica–, con zonas separadas de cargas positiva y negativa. El tamaño del cilindro de luz ($\approx$ magnetósfera) está dado por $R_{LC} = c/\Omega$. La imagen típica es de líneas de campo magnético cerradas dentro del cilindro y abiertas afuera. Por estas últimas pueden escapar partículas previamente aceleradas.

Los dos modelos a continuación requieren la aceleración de partículas a lo largo de líneas de campo magnético por una componente de campo eléctrico $E_{\|} \neq 0$, que generalmente se postula pero basta con que sea una fracción pequeña del campo inducido en el vacio. Una vez acelerados los $e^{\pm}$ se tiene algún proceso de emisión (sincrotrón al propagarse en líneas de campo curvas o Compton inverso de fotones de relativamente baja energía) dando lugar a la formación de una cascada electromagnética. Los modeles difieren en el sitio de aceleración y emisión, asi como en los procesos de emisión. Estos a su vez dan diferencias en predicciones de espectros, beaming, forma de pulsos, etc etc.

### 6.3.2 El modelo del polar cap

En el modelo del polar cap la aceleración de partículas se da en una región justo por encima del polo magnético de la estrella. Los $e^{\pm}$ emiten rayos gama por sincrotrón (una versión del modelo) o por efecto Compton inverso de fotones térmicos emitidos por la estrella. Estos fotones producen pares $e^{\pm}$ en el campo magnético de la estrella cuando:

$$(E_\gamma/m_e c^2)(B/B_{cr}) \gtrsim 1\,, \tag{13}$$

donde el campo magnético crítico es $B_{cr} \equiv m_e^2 c^3/e\hbar \approx 4.414 \times 10^{13}$ Gauss. Aun cuando el fotón puede tener energías varios órdenes de magnitud por encima de $m_e c^2$, la estructura basicamente dipolar del campo magnético ($B \propto R^{-3}$) implica que esta condición se cumplirá principalmente cerca de la estrella.

La combinación de producción de pares en el campo magnético y emisión de fotones por sincrotrón o Compton inverso da lugar a una cascada electromagnética donde el número de electrones y fotones crece rapidamente. La terminación y el espectro de fotones de esta cascada están determinadas por la competencia de los distintos procesos de emisión y absorción. En particular, la región exacta donde se da la aceleración es un parámetro libre y al fijarla en uno o dos radios estelares por encima de la superficie es posible explicar haces de emisión de 20° o 30° y un espectro extendiendose hasta 5 GeV.

### 6.3.3 El modelo del outer gap

De acuerdo a este modelo (o familia de modelos) la aceleración se produce en la región de carga nula (es decir $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$) que intersecta a la última línea cerrada del campo magnético (es decir el borde el cilindro de luz). Las partículas son aceleradas a lo largo de las líneas de $\vec{B}$ y al moverse en una trayectoria curvada (aceleración $\neq 0$) radian. Dado que los $e^{\pm}$ alcanzan factores de Lorentz de $10^6$ o mayores emiten fotones gama (en algunos modelos outer gap la emisión puede ser por Compton inverso de fotones térmicos de la estrella). Estos fotones producen pares $e^{\pm}$ por interacción con fotones de menor energía, siendo la condición necesaria $E_1 E_2 \geq 2(m_e c^2)^2$, maximizandose la sección eficaz cerca de la igualdad. En particular fotones de 1 GeV producen pares con fotones de 1 keV, y fotones de 1 TeV con fotones ópticos. Aquí el campo magnético de la estrella es suficientemente débil como para permitir que fotones producidos no sean absorbidos.

En modelos como el de [28], varias componentes espectrales son creadas en las cascadas electromagnéticas. En particular, la componente sincrotrón abarca del visible a los rayos $\gamma$ suaves y la radiación de curvatura corresponde a los rayos $\gamma$ duros.

## Apéndice: páginas de pulsares en el web

- MPIfR pulsar group: http://www.mpifr-bonn.mpg.de/pulsar/
- Radio Pulsar Newsletter Home Page: http://www.physics.usyd.edu.au/rcfta/psrnews/psrnews.html
- Radio Pulsar Resources: http://pulsar.princeton.edu/rpr.shtml
- Radio Surveys: http://wwwpks.atnf.csiro.au/databases/surveys/surveys.html
- Pulsars at Jodrell Bank: http://www.jb.man.ac.uk/~pulsar/

## Referencias


[1] W. Baade and F. Zwicky. On super-novae. Proc. Nat. Acad. Sci., 20:254-259, 1934.

[2] D. C. Backer, S. R. Kulkarni, C. Heiles, M. M. Davis, and W. M. Goss. A millisecond pulsar. Nature, 300:615-618, 1982.

[3] Backer D.C. & Hellings R.W., 1986, ARAA 24, 537

[4] W. Becker & J. Trümper. The X-ray luminosity of rotation powered pulsars. A & A 326, 628 (1997)

[5] Beskin VS, Gurevich AV, Istomin YaN, 1993, "Physics of the pulsar magnetosphere", ed. Cambridge University Press

[6] J. D. Biggs and A. G. Lyne. A search for radio pulsars in globular clusters, supernova remnants, and transient x-ray sources. MNRAS, 1996. In press.

[7] J. D. Biggs, A. G. Lyne, and S. Johnston. A search for millisecond pulsars in globular clusters and transient X-ray sources. In J. Hunt and B. Battrick, editors, Procedings of the 23rd ESLAB Symposium on two topics in X-ray astronomy, pages 293-299, Noordwijk, 1989. ESA.

[8] B.W. Carroll & D.A. Ostlie. Modern Astrophysics. ed Addison Wesley, 1993.

[9] S. Chandrasekhar. The maximum mass of ideal white dwarfs. ApJ, 74:81, 1931.

[10] W. J. Cocke, M. J. Disney, and D. J. Taylor. Discovery of optical signals from pulsar NP 0532. Nature, 221:525-527, 1969.

[11] Cordes J.M., Weisberg J.M., Frail D.A., Spangler S.R., 1991, Nature 354, 121

[12] Cordes, J.M., 1998, por aparecer Proc "Interstellar Turbulence" The Second Guillermo Haro conference.

[13] Frail DA, Weisberg JM, Cordes JM, Mathers C 1994, ApJ 436, 144

[14] Gaensler B.M., Johnston S., 1995, MNRAS 277, 1243

[15] T. Gold. Rotating neutron stars as the origin of the pulsating radio sources. Nature, 218:731-732, 1968.

[16] T. Gold. Rotating neutron stars and the nature of pulsars. Nature, 221:25-27, 1969.

[17] Goldreich P. & Julian W.H. Pulsar electrodynamics. ApJ 157, 869, 1969.

[18] A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, and R. A. Collins. Observation of a rapidly pulsating radio source. Nature, 217:709-713, 1968.

[19] Proc IAU Col 160, "Pulsars: problems and progress", 1996, ed Johnston S., Walker M.A., Bailes M., ASP Conf Ser 105

[20] M. I. Large, A. E. Vaughan, and B. Y. Mills. A pulsar supernova association. Nature, 220:340-341, 1968.

pulsars in globular clusters. ApJ, 460:L41-L44, 1996.

[21] A. G. Lyne and F. G. Smith. Pulsar Astronomy. Cambridge University Press, 1990.

[22] D.B. Melrose. Collective Plasma Radiation Processes. ARAA 29, 31 (1991)

[23] D.J. Nice & R.W. Sayer. A survey of EGRET sources for pulsed radio emission. ApJ 476, 261 (1997)

[24] J. R. Oppenheimer and G. Volkoff. On massive neutron cores. Phys. Rev., 55:374-381, 1939.

[25] F. Pacini. Energy emission from a neutron star. Nature, 216:567-568, 1967.

[26] F. Pacini. Rotating neutron stars, pulsars, and supernova remnants. Nature, 219:145-146, 1968.

[27] D. W. Richards and J. M. Comella. The period of pulsar NP 0532. Nature, 222:551-552, 1969.

[28] R.W. Romani. Gamma-Ray pulsar radiation processes. ApJ 470, 469 (1996)

[29] D. H. Staelin and E. C. Reifenstein, III. Pulsating radio sources near the Crab Nebula. Science, 162:1481-1483, 1968.

[30] J. H. Taylor and J. M. Cordes. Pulsar distances and the Galactic distribution of free electrons. ApJ, 411:674-684, 1993.

[31] Wolszczan A & Frail D 1992, Nature 255, 145 "A planetary system around the millisecond pulsar PSR B1257+12"

[32] Taylor J.H. & Cordes J. 1993, Astrophys. J, 411, 674