

## パルサーによる重力波の検出

隈本 宗輝 (熊本大学大学院 自然科学研究科)

### Abstract

重力波観測の方法は KAGRA などに代表される地球上で直接的に観測する方法の他にも、従来の観測でも使われている電波望遠鏡を利用した観測方法もある。それは Pulsar Timing Array(PTA) と呼ばれ、パルサーを利用する。次世代の電波望遠鏡 SKA を利用することで今まで不可能であった重力波の影響を観測できる感度を得ることが出来ると考えられている。しかし、重力波をパルサーを利用して観測する際にいくつかの問題を生ずる。この問題を解決し、SKA の観測にも利用可能なプログラムの開発を行っている現状を紹介する。

## 1 Introduction

重力波の直接検出において有効的な手段として、Pulsar Timing Array(PTA) がある。パルサーの最も顕著な特徴は正確な周期性にある。パルサーからの放射はパルサーの回転によってパルスとして、観測されその周期の誤差は原子時計程度である。重力波がパルサー-地球間を通過すると重力波の影響によって、地球でのパルスの到来時刻 (AoT) が変化するので重力波の存在を直接的に観測する方法として確立している。しかし、パルスの到来時刻は重力波の影響のみならず他の影響にもよる。そもそも、通常の信号 (normal pulse) はノイズに埋もれていて観測することが出来ない。またパルサーと地球間に存在する星間物質によって、周波数ごとにパルスの伝搬が遅延する影響や信号が散乱される影響も存在する。そのため、まず時間毎に観測したパルサーの信号をフーリエ変換して周波数毎の情報に直す。遅延を修正した後逆フーリエ変換して時間毎の信号に戻す遅延修正 (De-dispersion) を行う。パルスの周期の分かっているパルサーからの信号を周期ごとに分割し畳み込む (Folding) ことで、パルス部分を足し合わせて鋭くし、ガウシアン分布のノイズ部分は打ち消し合わせて小さくする。また、周期の分からないパルサーについては今回は取り扱わないが、私たち自身でパルサーの周期を精密に決め、TEMPO2 を用いて観測所での周期を太陽系重心座標の周期へと変換し、処理を行わなければならないことがある。以前に観測

したデータを高速に処理し、遅延の効果を除いた上で畳み込みを行うプログラムを作成し、実際の観測データからパルスを再現する。

## 2 Methods

### 2.1 Pulsar

PTA の観測ではパルサーを利用する。強い磁場 ( $\sim 10^8 - 10^{13}$  G) を持ち高速に自転する ( $P \sim 10^3 - 10$  sec) 中性子星は強い異方性を持った放射を出す。そのためパルスした放射を観測することになり、これをパルサーと呼んでいる。電波  $\sim \gamma$  線まで様々な波長の電磁波を短い周期で定期的に放射する天体の総称である。中性子星は、中性子の縮退圧と重力が釣り合って形を保っていて、質量が太陽程度で半径が 10km 程度の天体で超新星爆発の残骸として生まれる。磁化した高速回転中性子星は磁極付近から放射を行っていると考えられ、相対論的ビーミング効果によって細く絞られる。放射が地球の方向を向いたときにのみパルスとして観測することができる。パルサーの最も顕著な特徴のひとつは、自転の周期で正確にパルスがやってくることで、そのため精密な時計としての役割を果たしている。パルサーの周期は  $P = 1[\text{ms}] \sim \text{数 } 10[\text{s}]$  程度であると知られているが、この周期は時間とともに伸びている。その変化率は  $dP/dt = 10^{-20} \sim 10^{-9}$  程度であり、これは中性子星の回転エネルギーの変化によるものと解釈し

ている。回転エネルギーを放射エネルギーに変換して放射を行っている。そのため、観測日によってパルサーの周期は変化しており、観測時間内にもスピンドアウンの効果が影響しないかどうかは確認する必要がある。

## 2.2 Propagation Effect

### 2.2.1 dispersion

パルサーから発せられた信号は星間空間中のプラズマ中を伝搬して届くので、プラズマから分散遅延 (dispersion) を受ける。この分散遅延効果によって同時刻に発せられた電磁波は、周波数によって到着時刻が異なる。プラズマの基礎方程式を用いてこの効果について説明する。

プラズマの基礎方程式は

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\frac{q}{m} \vec{E} - \frac{q}{mc} \vec{u} \times \vec{B} \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{B} - \frac{\partial \vec{E}}{c \partial t} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} = -\frac{4\pi}{c} n_0 q \vec{u} \quad (2)$$

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{c \partial t} = 0 \quad (3)$$

を用いる。これを  $\vec{u}$ 、 $\vec{E}$ 、 $\vec{B}$  が平面波として連立して解を求め、プラズマ振動数  $\omega_{pe}$  を用いる。

$$-i\omega(\omega^2 - \omega_{pe}^2 - k^2 c^2) = 0 \quad (4)$$

$$\omega = \sqrt{\omega_{pe}^2 + k^2 c^2} \quad (5)$$

よって、群速度は

$$\frac{\partial \omega}{\partial k} = c \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2} \quad (6)$$

角振動数  $\omega$  を持ち電磁波のパルスが距離  $L$  を伝搬するのに要する時間  $T$  は、

$$T = \int_0^L \frac{ds}{\left(\frac{\partial \omega}{\partial k}\right)} = \frac{L}{c} + \frac{q^2}{2\pi m c} \frac{1}{f^2} DM \quad (7)$$

DM は Dispersion Measure である。周波数の異なるパルス ( $f_1$ 、 $f_2$ ) を考えると、同時刻に放射された電磁波の到来時刻差は

$$\Delta t = \frac{q^2}{2\pi m c} \left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2}\right) DM \quad (8)$$

である。

### 2.2.2 Scatter Broadening

パルサーからの信号が星間空間のプラズマ内を通過する時、屈折率の変化によって散乱効果を受ける。幾何学的に下図を用いてこの効果について説明する。屈折角  $\theta$  は波長  $\lambda^2$  に比例し、伝搬時間  $\tau$  は  $\theta^2$  に比例するので、パルス形状は時間と共に広がっていく。

$$\tau \propto \theta^2 \propto \lambda^4 \quad (9)$$

低周波ほど大きく影響され広がり、高周波ではあまり広がらないことが分かる。

## 2.3 TEMPO2

長時間のデータを畳み込んで (Folding)、通常ノイズに埋もれて見えないパルスを観測しようとする際に非常に精密な周期を決定する必要がある。そのパルサーの正確な周期を決定してくれるサイトや、論文はないので私たち自身で決定する必要がある。最も有名なパルサーである crab pulsar の場合には、JODRELL BANK 観測所が毎月 15 日に発表する crab pulsar の周期を参照して Folding を行う。しかし、JODRELL BANK 観測所の発表する周期は、太陽系重心座標であるから鹿島の 34m 電波望遠鏡で観測した周期と異なる周期を得る。従って、太陽系重心座標を地球の鹿島における周期へと変換する為に TEMPO2 というソフトを用いる。TEMPO2 はパルサーのパラメータと観測所の座標から知りたい時刻への変換を行う。crab pulsar 以外のパルサーにおいては自ら周期を決定する必要がある。だいたいの周期でデータを Folding し、パルスの位相がよく一致する周期を精度よく決定しなければならない。

## 3 Observations

今回のデータは 2010 年 12 月 5 日 16 時 32 分から 30 分間の観測を行ったデータを用いた。crab pulsar の場合においては、 $DM \sim 56.835 [pc/cm^3]$ 、観測周波数は L Band を使い、 $f_1 = 1405 [MHz]$  で  $f_2 = 1435 [MHz]$  であるので、分散遅延効果は

$$m_e = 0.91 \times 10^{-27} [g] \quad (10)$$

$$q = 4.8 \times 10^{-10} [esu] \quad (11)$$

$$c = 3.00 \times 10^{10} [cm/s] \quad (12)$$

として、

$$\Delta t = 4.95 [ms] \quad (13)$$

となる。また、Scattering の効果は十分高周波なので、Dispersion の効果に比べて無視できるほど小さいと考えられる。スピンドウン率は 30 分の観測内では  $10^{-15}$  程度であり、観測中に周期の変化はないものと考えられる。

## 4 Results

分散遅延効果を取り除くためにまず、電波源におけるパルス形状を  $P_0(t)$  で表す。これは未知数である。そのフーリエ成分を  $p_0(\omega)$  とする。これらの関係は

$$P_0(t) = \int p_0(\omega) \exp(i\omega t) d\omega \quad (14)$$

である。距離  $L$  はなれた観測者の受信信号の時間波形  $P(t)$  は、既知数で、

$$P(t) = \int p_0(\omega) \exp(i\omega t - i \int_0^L k(\omega, s) ds) d\omega \quad (15)$$

観測者の受信信号  $P(t)$  とそのフーリエ成分  $p_{obs}(\omega)$  は、

$$P(t) = \int p_{obs}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega \quad (16)$$

で関係づけられているので、

$$p_0(\omega) = p_{obs}(\omega) \exp(i \int_0^L k(\omega, s) ds) \quad (17)$$

を得る。観測データから  $p_{obs}(\omega)$  を求め、得た  $p_0(\omega)$  を (14) 式に代入すると、

$$P_0(t) = \int p_{obs}(\omega) \exp(i \int_0^L k(\omega, s) ds) \exp(i\omega t) d\omega \quad (18)$$

となり、Dispersion の効果を受ける前の電波源におけるパルス形状  $P_0(t)$  を得ることが出来る。これをプログラム上で処理した結果の 2 分分を示している。

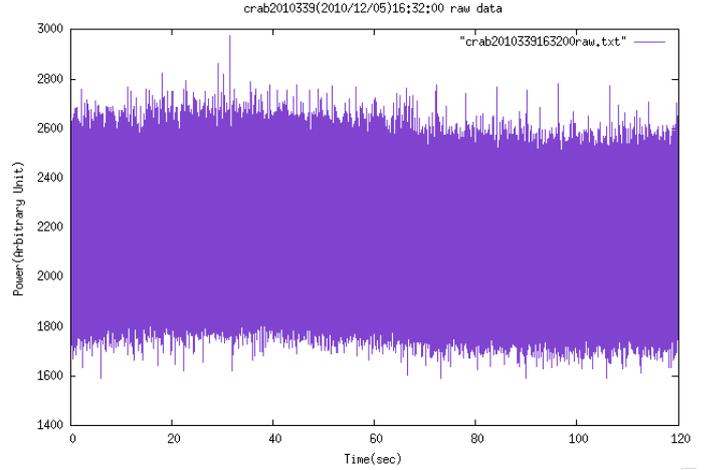


図 1: 生データ

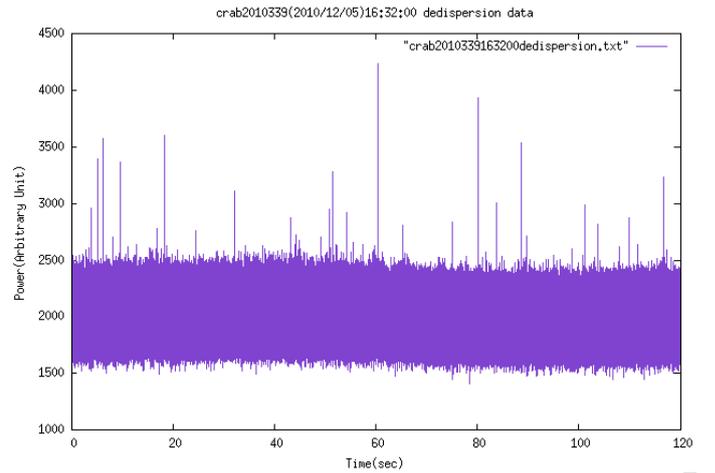


図 2: dispersion 後のデータ

## 5 Conclusion

de-dispersion 後のデータに対して Folding を行い、normal pulse を検出することが今後の課題である。また、SKA でのデータ処理を行うことを見越して、データ処理の高速化を行っていきたいと考えている。

## Acknowledgement

基礎物理学研究所 (研究会番号: YITP-W-15-04) 及び国立天文台、京大基礎物理学研究所からのご支援に感謝いたします。

2015 年度 第 45 回 天文・天体物理若手夏の学校

## Reference

nagata 2011, 東工大修士論文