

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea Triennale in Astronomia

Analisi della variabilità ottica veloce e dei flares della
transitional millisecond pulsar PSR J1023+0038

Relatore:

Prof. Roberto Turolla

Candidato:

Irene Albanese

Correlatori:

Dott. Luca Zampieri

Dott. Paolo Ochner

ANNO ACCADEMICO 2021/2022

Indice

Abstract	1
Introduzione	1
1 PULSAR E STELLE DI NEUTRONI	3
1.1 Storia della scoperta	3
1.2 Caratteristiche generali	4
1.3 Processo di formazione	8
1.4 Meccanismo di emissione	9
1.5 Millisecond Pulsar	11
1.6 Transitional Millisecond Pulsar	11
1.6.1 PSR J1023+0038	11
2 STRUMENTAZIONE	16
2.1 Aqueye+@Copernico e IFI+Iqueye@Galileo	16
2.1.1 Design ottico e sistema di acquisizione di Aqueye+	17
3 ANALISI DATI	20
3.1 Dati acquisiti	20
3.2 Curve di luce	20
3.3 Analisi dei flares	23
4 RISULTATI	28
Conclusioni	34
A Appendice	36
A.1 Osservazioni fotometriche	36
A.1.1 Telescopio dell'osservatorio di Sozzago (Novara)	37
A.1.2 Telescopio dell'osservatorio di Stroncone (Terni)	37
A.2 Osservazioni spettroscopiche	37
A.2.1 Telescopio Galileo	39
A.2.2 Telescopio Copernico	39

Elenco delle figure

1.1	Rappresentazione di una pulsar con le sue linee di campo magnetico. Fonte: nasa.gov	3
1.2	Jocelyn Bell al Mullard Radio Astronomy Observatory e gli appunti sui quali si rese conto di aver osservato per la prima volta nella storia un segnale da una pulsar. Fonte: edu.inaf	4
1.3	Distribuzione in coordinate Galattiche delle radio pulsar. In verde le porzioni del piano galattico osservate da P-ALFA (Pulsar-Arecibo L-band Feed Array). Ogni punto corrisponde ad una pulsar conosciuta, il cui colore ne indica la distanza. Fonte: https://www.naic.edu/alfa/pulsar/	5
1.4	Forma dell'impulso di una pulsar a frequenze radio. In ordinata viene riportata l'intensità di radiazione e in ascissa il tempo. Sebbene l'intensità dell'impulso vari, la sua periodicità è chiaramente visibile. Fonte: http://www.naic.edu/pulsar/gifs/wapp.gif .	6
1.5	Il diagramma $P - \dot{P}$ rappresenta la derivata del periodo di rotazione in funzione del periodo della pulsar. Ogni punto corrisponde ad una pulsar regolarmente monitorata dal telescopio MOST (Molonglo Observatory Synthesis telescope). I cerchi rosa rappresentano le pulsar che si trovano in sistemi binari; i quadrati blu rappresentano pulsar che emettono in modo sporadico (denominate rotating radio transients, RRA-Ts); i triangoli verdi rappresentano le magnetar (stelle di neutroni con campi magnetici enormemente elevati, dell'ordine di 10^{15} G); le stelle gialle rappresentano le pulsar associate ai resti di supernova. Le linee tratto-punto rappresentano linee ad età caratteristica costante, mentre le linee punteggiate rappresentano luoghi dei punti ad intensità del campo magnetico costante (Lower et al. 2020 [23]).	7
1.6	Rappresentazione schematica della magnetosfera di una pulsar (Aliu et al. 2008, [1]). Sono indicate anche le presunte regioni di accelerazione delle particelle, vicino ai poli (<i>polar cap region</i>) oppure nelle regioni intermedie o esterne della magnetosfera (<i>slot and outer gap region</i>).	10
1.7	Rappresentazione schematica dell'interazione del vento della stella di neutroni col suo disco di accrescimento in PSR J1023+0038. Nei punti S1 e S2 sono prodotte brillanti emissioni di sincrotrone. La radiazione osservata è pulsata perché modulata dalla parte otticamente spessa del disco, intercettata solo durante alcune fasi della rotazione della pulsar (Papitto et al. 2019 [27]).	13

1.8	Curva di luce in banda X (in alto) e in banda ottica (in basso) di PSR J1023+0038. La curva di luce in banda X (tra 0.2 e 10 keV) è stata ottenuta il 21 novembre 2014 con la camera EPIC di XMM-Newton, mentre quella in banda B con l'Optical Monitor a bordo dello stesso satellite. Il colore nero rappresenta la modalità alta, il blu rappresenta la modalità bassa e il rosso rappresenta la modalità di flaring (Jaodand et al. 2016 [20]).	14
1.9	Distribuzione delle ampiezze, delle durate e delle aree dei flares delle curve di luce di PSR J1023+0038 ottenute con il satellite Kepler in configurazione K2 (Kennedy et al. 2018 [22]). Sono mostrate anche le interpolazioni con delle leggi di potenza di alcune parti delle distribuzioni (linee arancioni).	15
2.1	Design ottico di Aqueye+ (Zampieri et al. 2015 [38]).	18
2.2	Schema del sistema di acquisizione di Aqueye+ (Zampieri et. al 2015 [38]).	19
3.1	Curva di luce con bin 1 s dell'acquisizione 4 della notte 5 (2018-12-15; vedi Tab. 3.1), con tempo di posa di 1797.0 s ed istante di inizio acquisizione pari a 58467.62834491 [MJD]. La somma del segnale ricevuto su tutti i canali (canale 0) è rappresentata in blu, mentre il canale 9 che monitora il comportamento del cielo è rappresentato in giallo.	22
3.2	Fit lineare del canale 0 della sorgente ($s(t)$, linea arancione) e del canale 9 del cielo ($b(t)$, linea gialla). I parametri del fit sono indicati nell'intestazione.	23
3.3	Il riquadro rosso indica il flare identificato al tempo $\sim 1150 - 1300$ s.	24
3.4	Interpolazione del flare con una funzione gaussiana. La curva di luce della sorgente è rappresentata in blu, la gaussiana calcolata con i parametri iniziali è rappresentata in arancione e quella che corrisponde ai valori ritrovati dal fit è rappresentata in verde.	25
3.5	Flares identificati nella curva di luce prodotta con i dati della prima acquisizione della notte 5 (vedi Tab. 3.1). In rosso i flares ritenuti significativi, in nero quelli scartati a causa dei criteri discussi nel testo.	26
3.6	Esempio di un flare scartato a causa del valore elevato di χ^2 ridotto, perché il fit con una funzione gaussiana singola non è sufficiente per descriverne il comportamento.	27
4.1	Distribuzione delle durate dei flares (in scala logaritmica). La linea continua è una legge di potenza con indice pari a 1.8.	28
4.2	Distribuzione delle ampiezze dei flares (in scala logaritmica). La linea continua è una legge di potenza con indice pari a 0. Le ampiezze sono normalizzate alla media della deviazione standard della curva di luce (240 conteggi s^{-1}).	33
4.3	Distribuzione delle aree (fluence) dei flares (in scala logaritmica). La linea continua è una legge di potenza con indice pari a 1.7.	33

A.1	Curva di luce ottenuta da due telescopi privati. I punti blu corrispondono alle osservazioni dal sito SAS (A12), mentre i punti arancioni corrispondono alle osservazioni dal sito Mpc (589).	37
A.2	Spettri ottenuti nel mese di aprile 2022 con lo spettrografo AFOSC montato al telescopio Copernico (in verde) e lo spettrografo B&C montato al telescopio Galileo (in blu), Asiago.	39

Elenco delle tabelle

3.1	Tabella delle osservazioni di fotometria ottica veloce effettuate con Aqueye+ montato al telescopio Copernico di Asiago, condotte nel mese di dicembre 2018.	21
4.1	Tabella dei flares analizzati e ritenuti significativi secondo i criteri discussi nel Capitolo 3. L'intercetta c_0 e l'inclinazione m sono i parametri fissati della retta (Eq. (3.4)) che tiene conto dell'andamento del cielo e della sorgente su tempi scala lunghi; l'ampiezza A , il centro t_0 , la larghezza σ (con i relativi errori) e il χ^2 ridotto sono i parametri restituiti dal programma <i>Python</i> che esegue l'interpolazione dei flares con la funzione gaussiana di Eq. (3.3).	32
A.1	Tabella delle osservazioni fotometriche effettuate tra aprile e maggio 2022 da due osservatori privati a Sozzago (Novara) e Stroncone (Terni).	36
A.2	Tabella delle osservazioni spettroscopiche effettuate nel mese di aprile 2022 dal Polo astronomico di Asiago, con lo spettrografo B&C montato al telescopio Galileo e con lo spettrografo AFOSC montato al telescopio Copernico.	38

Abstract

Si ritiene che le millisecond pulsar (MSP) siano stelle di neutroni piuttosto vecchie ed in rapida rotazione, formate in sistemi binari ed accelerate fino a periodi di rotazione dell'ordine del millisecondo durante un fase di accrescimento dalla stella compagna. Le MSP sono generalmente osservate in banda X, in sistemi binari alimentati dall'accrescimento, oppure in banda radio, alimentate dall'energia rotazionale della pulsar. Recentemente, alcune MSP, denominate transitional millisecond pulsar, hanno mostrato un comportamento inaspettato, passando dal regime in accrescimento a quello alimentato dalla rotazione o viceversa. PSR J1023+0038 appartiene a questa classe. Sorprendentemente, nel sistema PSR J1023+0038 sono state scoperte pulsazioni ottiche al millisecondo durante la fase di accrescimento. Il meccanismo all'origine di queste pulsazioni è ancora oggetto di dibattito. In questa sorgente si osservano anche variabilità ottica veloce e attività di flaring, che sembrano essere correlate all'attività della pulsar. In questa Tesi sono state analizzate le osservazioni d'archivio di PSR J1023+0038 effettuate con il contatore di fotoni veloce Aqueye+@Copernico, nel tentativo di caratterizzare la variabilità ottica veloce di questa transitional millisecond pulsar. L'analisi è stata integrata con osservazioni spettroscopiche e fotometriche.

Introduzione

In questa Tesi sono stati analizzati i dati ottici della pulsar PSR J1023-0038 ottenuti nel 2018 con il contatore veloce di fotoni Aqueye+ montato al telescopio Copernico dell'INAF - Osservatorio astronomico di Padova, ad Asiago.

Il primo capitolo è dedicato alla descrizione delle pulsar e delle stelle di neutroni. Vengono sinteticamente descritti la storia della loro scoperta ed il loro meccanismo di formazione ed emissione. Alla fine del capitolo vengono descritte le proprietà dell'oggetto di studio di questa Tesi, la pulsar PSR J1023+0038. Nel secondo capitolo vengono brevemente descritti gli strumenti utilizzati per la raccolta dei dati per la fotometria veloce. Nel terzo capitolo sono presentati i procedimenti utilizzati per l'analisi dei dati, in particolare l'analisi dei flares delle curve di luce ottenute dai dati di Aqueye+ acquisiti nel dicembre 2018. Infine, nel quarto capitolo, vengono riportati i risultati ottenuti e confrontati con quanto riportato in letteratura.

1. PULSAR E STELLE DI NEUTRONI

Una stella di neutroni è il risultato di un collasso gravitazionale avvenuto alla fine dell'evoluzione di una stella massiccia di circa $8-10 M_{\odot}$. Sono oggetti estremamente densi e compatti, di massa tipicamente pari a $1.4 M_{\odot}$ e di dimensioni non superiori a 30 km. La densità all'interno di una stella di neutroni raggiunge dunque valori enormemente più elevati rispetto a quelli della materia ordinaria. Le condizioni fisiche all'interno della stella sono tali che gli elettroni si fondono con i protoni, formando neutroni, da cui il nome *stella di neutroni*. Le condizioni estreme alle quali si trova la materia portano le stelle di neutroni ad avere un campo gravitazionale ed un campo magnetico estremamente intensi.

Le stelle di neutroni sono state prima predette teoricamente e poi scoperte osservativamente. Si ritiene che esse siano ciò che rimane da un'esplosione di supernova, come ipotizzato da Baade e Zwicky nel 1934 ([6]) e successivamente modellizzato da Oppenheimer e Volkoff nel 1939 ([26]). La prima conferma diretta dell'esistenza di questi oggetti avvenne con la scoperta delle *pulsar* (Fig. 1.1), stelle di neutroni che ruotano in modo estremamente rapido ed emettono segnali radio periodici. Esse hanno campi elettrici e magnetici così elevati da accelerare particelle cariche ad energie molto elevate.

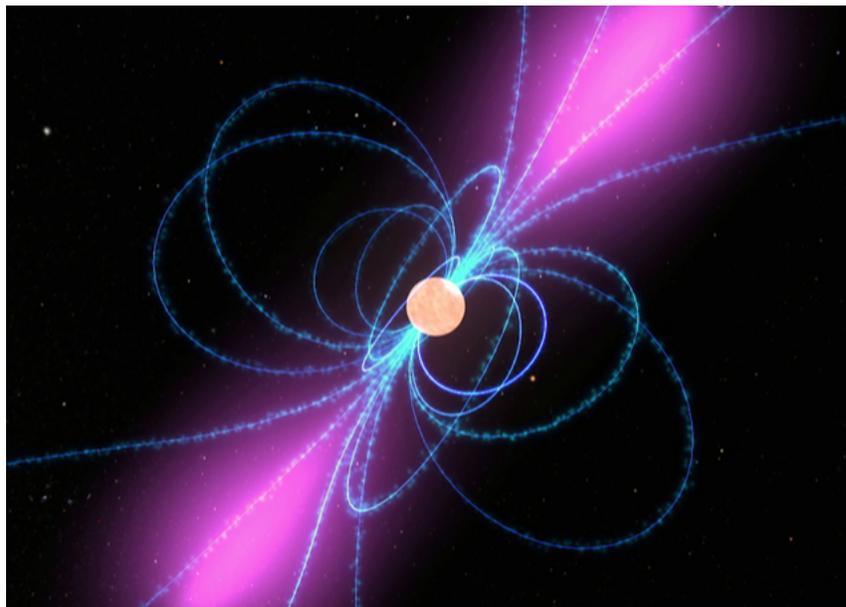


Figura 1.1: Rappresentazione di una pulsar con le sue linee di campo magnetico.

Fonte: nasa.gov

1.1 Storia della scoperta

Le pulsar sono state scoperte casualmente dagli astronomi Antony Hewish e Jocelyn Bell nel 1967 ([10]; Fig. 1.2) mentre utilizzavano il Mullard Radio Astronomy Observatory vicino Cambridge per

studiare radiosorgenti extragalattiche molto compatte attraverso il fenomeno della scintillazione (rapida ed irregolare fluttuazione del segnale emesso da sorgenti lontane quando attraversano nubi di plasma). Il segnale radio osservato consisteva in rapidi impulsi (da cui il nome *pulsating star*) della durata di qualche centesimo di secondo, che si ripetevano con elevatissima precisione ad intervalli dell'ordine del secondo. La scoperta è stata possibile grazie all'utilizzo di un radiotelescopio che lavorava con tempi di integrazione abbastanza brevi, dell'ordine di 0.1 s, a differenza di quanto veniva fatto solitamente (tempi di integrazione dell'ordine di minuti); inoltre, le pulsar emettono generalmente nella banda metrica, e il radiotelescopio operava ad una lunghezza d'onda centrata circa attorno a 3.7 m, mentre la maggior parte dei radiotelescopi di allora lavoravano nella banda decimetrica e centimetrica.

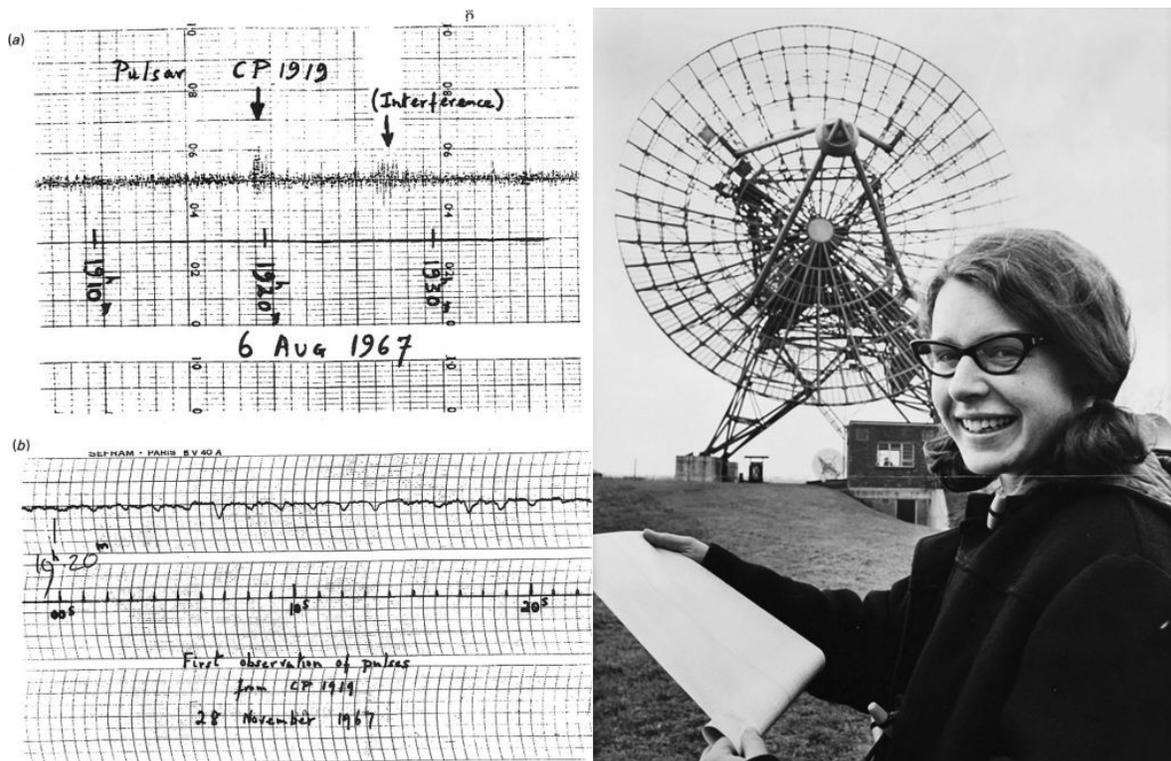


Figura 1.2: Jocelyn Bell al Mullard Radio Astronomy Observatory e gli appunti sui quali si rese conto di aver osservato per la prima volta nella storia un segnale da una pulsar.

Fonte: edu.inaf

1.2 Caratteristiche generali

Al 2022 sono state scoperte migliaia di pulsar ([30]). Vengono tutte identificate con la sigla PSR seguita dalle cifre che indicano le coordinate celesti in ascensione retta e declinazione.

La loro distribuzione è caratterizzata da una forte concentrazione sul piano Galattico e nella direzione del Centro Galattico, come mostrato in figura 1.3.

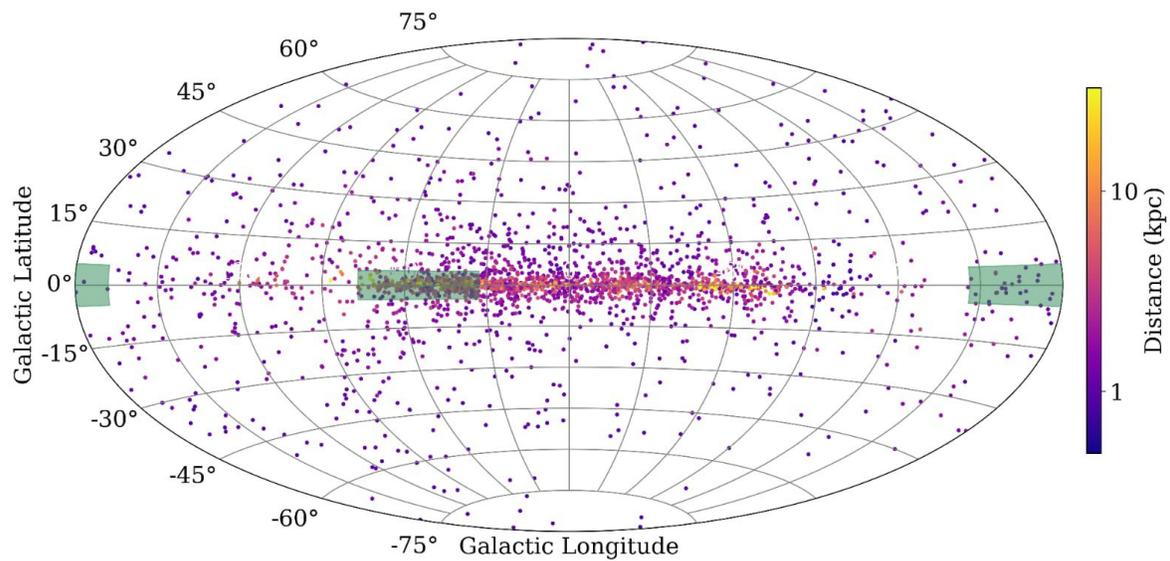


Figura 1.3: Distribuzione in coordinate Galattiche delle radio pulsar. In verde le porzioni del piano galattico osservate da P-ALFA (Pulsar-Arecibo L-band Feed Array). Ogni punto corrisponde ad una pulsar conosciuta, il cui colore ne indica la distanza.

Fonte: <https://www.naic.edu/alfa/pulsar/>

Il campo magnetico delle pulsar è tipicamente dell'ordine di 10^{12} G. La massa è compresa tra 0.2 e $2 M_{\odot}$ ([18]), compressa in un diametro di non più di 30 km, pertanto con valori di densità elevatissimi, fino a 10^{14} g cm $^{-3}$.

Il segnale radio di una pulsar consiste in una serie di impulsi che si ripetono ad intervalli estremamente regolari (vedi Figura 1.4). I valori tipici del periodo sono compresi tra una decina di millisecondi ed una decina di secondi. Se osservati ad alta risoluzione temporale, gli impulsi mostrano sottostrutture, *microimpulsi* variabili della durata di circa 100 μ s ([18]). Si ritiene che tali impulsi siano emessi per *effetto faro* alla frequenza di rotazione della pulsar da particelle relativistiche accelerate nelle regioni polari del campo magnetico della stella.

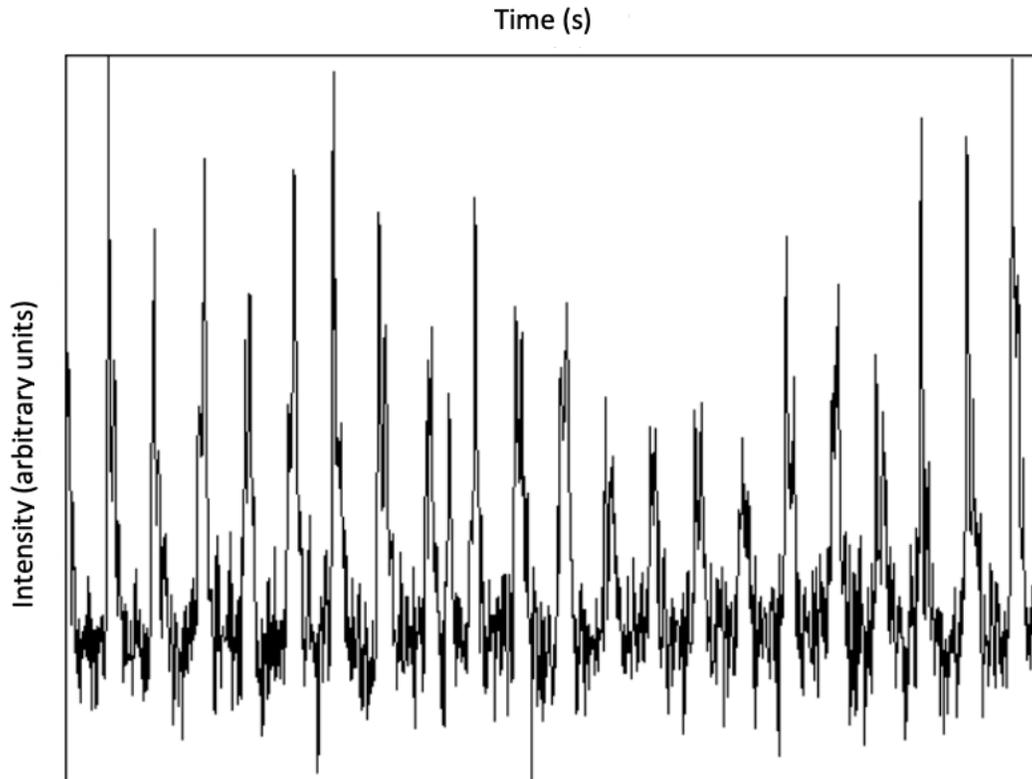


Figura 1.4: Forma dell'impulso di una pulsar a frequenze radio. In ordinata viene riportata l'intensità di radiazione e in ascissa il tempo. Sebbene l'intensità dell'impulso vari, la sua periodicità è chiaramente visibile.

Fonte: <http://www.naic.edu/pulsar/gifs/wapp.gif>

I periodi di rotazione delle pulsar mostrano oscillazioni e lente variazioni sistematiche. Essi aumentano col passare del tempo a causa della perdita di energia cinetica di rotazione che alimenta l'emissione. Il *diagramma* $P - \dot{P}$ consente di visualizzare lo stato evolutivo di una pulsar: esso rappresenta la derivata del periodo di rotazione di una pulsar (\dot{P}) in funzione del periodo stesso (P). Nella successiva Figura 1.5 ogni punto nel diagramma corrisponde ad una pulsar, mentre le linee oblique mostrano la relazione tra P e \dot{P} per emissione di dipolo a campo magnetico costante ([18]) e quelle delle pulsar con *età caratteristica* (τ) fissata. Quest'ultima è definita dalla seguente relazione:

$$\tau = \frac{P}{2\dot{P}} \quad (1.1)$$

L'intensità del campo magnetico in superficie B è data dal modello del rotatore obliquo (Jiang et al. 2013 [21]):

$$B = 3.2 \times 10^{19} (P\dot{P})^{(1/2)} G \quad (1.2)$$

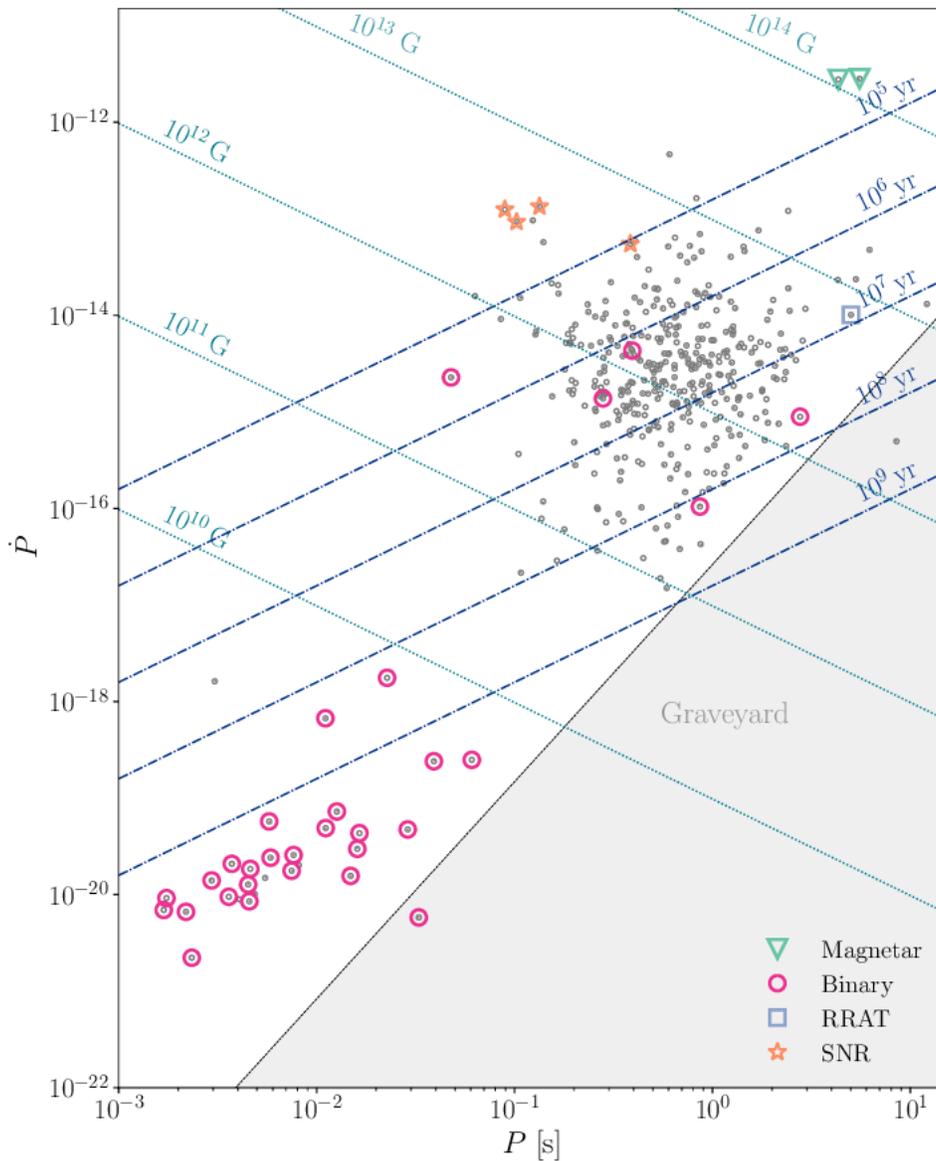


Figura 1.5: Il diagramma $P-\dot{P}$ rappresenta la derivata del periodo di rotazione in funzione del periodo della pulsar. Ogni punto corrisponde ad una pulsar regolarmente monitorata dal telescopio MOST (Molonglo Observatory Synthesis telescope). I cerchi rosa rappresentano le pulsar che si trovano in sistemi binari; i quadrati blu rappresentano pulsar che emettono in modo sporadico (denominate rotating radio transients, RRATs); i triangoli verdi rappresentano le magnetar (stelle di neutroni con campi magnetici enormemente elevati, dell'ordine di 10^{15} G); le stelle gialle rappresentano le pulsar associate ai resti di supernova. Le linee tratto-punto rappresentano linee ad età caratteristica costante, mentre le linee punteggiate rappresentano luoghi dei punti ad intensità del campo magnetico costante (Lower et al. 2020 [23]).

È importante sottolineare che l'età caratteristica di una pulsar non coincide con l'età vera. Quest'ultima si ricava assumendo che le pulsar siano stelle di neutroni che ruotano su sé stesse a velocità elevate

e che col passare del tempo perdano energia cinetica di rotazione, rallentando secondo la seguente legge:

$$\dot{P} = kP^{(2-n)} \quad (1.3)$$

in cui n viene definito il *breaking index* ed assume valori diversi a seconda del meccanismo che domina la perdita di energia rotazionale ([18]). Integrando la precedente equazione (1.3) si ottiene l'età vera (t) di una pulsar:

$$t = \frac{P}{(n-1)\dot{P}} \left(1 - \left(\frac{P_0}{P} \right)^{(n-1)} \right) \quad (1.4)$$

Se $P_0 \ll P$ e $n = 3$, assumendo come modello quello del rotatore obliquo, si ottiene l'età caratteristica τ come in Eq (1.1) (Jiang et al. 2013 [21]).

1.3 Processo di formazione

La radiazione emessa dalle stelle è prodotta dalle reazioni nucleari che avvengono al loro interno. Nelle stelle giovani, la prima reazione nucleare a fornire energia è il bruciamento dell'idrogeno all'interno del nucleo, che produce elio. Quando quasi tutto l'idrogeno disponibile è stato consumato, si innescano reazioni che trasformano l'elio in carbonio. Per stelle di grande massa, superiore a circa $8 M_{\odot}$, questa successione di stati di equilibrio prosegue ininterrottamente con la produzione di elementi chimici sempre più pesanti, fino alla sintesi del ferro ^{56}Fe . A questo punto, la miscela di particelle all'interno del nucleo ha raggiunto la minima energia di legame nucleare possibile, cioè il nucleo di ferro è diventato inerte: non può avere luogo alcuna ulteriore reazione di fusione che libera energia. Quindi la pressione generata dalle reazioni termonucleari non è più in grado di bilanciare la forza gravitazionale. Questo produce una forte instabilità dinamica che fa collassare rapidamente il nucleo su sé stesso (in tempi scala dell'ordine di 10 ms) liberando un'enorme quantità di energia potenziale gravitazionale, fenomeno che innesca l'*esplosione di supernova* ([18]).

A causa delle elevate temperature e densità gli elettroni liberi sono relativistici e vengono catturati dai nuclei pesanti attraverso un processo noto come *decadimento β -inverso*. Di conseguenza la composizione diventa sempre più ricca di neutroni (*neutronizzazione*). Se la temperatura del nucleo in contrazione raggiunge valori vicini a 10^{10} K, l'energia dei fotoni diviene abbastanza elevata da rompere i nuclei pesanti in nuclei più leggeri. In particolare, il ^{56}Fe viene *foto-disintegrato* in particelle α e neutroni attraverso la reazione $^{56}\text{Fe} + \gamma \rightarrow 13^4\text{He} + 4n$.

Quando la densità del nucleo raggiunge valori di circa $10^{14} \text{ g cm}^{-3}$, le forze nucleari repulsive arrestano il collasso, producendo un'onda d'urto che innesca l'esplosione in supernova. Quando l'onda d'ur-

to raggiunge la superficie della stella produce un aumento della sua luminosità fino a circa $10^9 - 10^{10} L_{\odot}$.

Il risultato finale è un nucleo collassato di massa tipicamente pari a circa $1.4 M_{\odot}$. Il nucleo è composto prevalentemente da neutroni e ha un raggio compreso tra circa 15 e 30 km. Esso ruota su sé stesso ad una velocità estremamente elevata poiché mantiene la maggior parte del momento angolare del nucleo della stella prima del collasso ([18]).

Le stelle di neutroni così formate sono destinate a raffreddarsi in tempi scala molto lunghi (milioni di anni). Gli strati più esterni della stella espulsi durante l'esplosione formano i *resti di supernova* che si espandono nel mezzo interstellare circostante per migliaia di anni ([18]).

1.4 Meccanismo di emissione

I primi modelli storicamente proposti per descrivere il meccanismo di emissione delle pulsar erano "pulsazionali" ([18]). Essi hanno ormai solo un valore storico. Il modello attualmente univocamente accettato, in grado di spiegare le osservazioni, è quello della *stella rotante*. Il limite massimo della velocità di rotazione di una stella è imposto dalla forza centrifuga, che deve essere minore della forza gravitazionale alla superficie, per evitare che la stella venga disgregata:

$$\omega_r^2 < \frac{GM}{r^3} \quad (1.5)$$

dove ω_r è la velocità angolare della stella, M la sua massa, r il suo raggio e G la costante gravitazionale. Per i tipici valori di massa e raggio di una stella di neutroni, questa condizione limita il periodo $P = 2\pi/\omega_r$ a qualche ms.

Secondo il *modello del rotatore obliquo*, la stella di neutroni perde energia a spese dell'energia cinetica di rotazione, aumentando quindi il proprio periodo nel tempo. Questo modello assume che la stella di neutroni rotante abbia un campo magnetico di dipolo e che l'asse del dipolo sia inclinato rispetto a quello di rotazione ([18]).

Un'importante conseguenza dell'applicazione di questo modello è che le linee di campo magnetico possono essere chiuse solo all'interno di un cilindro coassiale con l'asse di rotazione della pulsar, con raggio:

$$r_c = \frac{c \cdot P}{2\pi} \quad (1.6)$$

in cui c è la velocità della luce e P è il periodo di rotazione della stella. Ad una distanza dall'asse

di rotazione della pulsar maggiore di r_c , la velocità delle linee di campo magnetico sarebbe superiore a c . Si può allora definire il *cilindro luce* come il cilindro coassiale all'asse di rotazione della pulsar con raggio corrispondente ad una velocità tangenziale delle linee di campo pari a quella della luce ([18]). Le linee di campo magnetico che attraversano la superficie del cilindro luce devono aprirsi e "ritardare" rispetto al moto di rotazione. Si produce quindi un'onda elettromagnetica che si propaga verso l'esterno e causa la perdita di energia ed il rallentamento della pulsar.

La radiazione pulsata di alta energia che osserviamo è però prodotta da particelle relativistiche accelerate nella magnetosfera all'interno del cilindro luce. In presenza di campi magnetici, esse subiscono l'azione della forza di Lorentz che curva la traiettoria dell'elettrone, provocando l'emissione di radiazione dall'ottico-infrarosso fino ai raggi X (Figura 1.6).

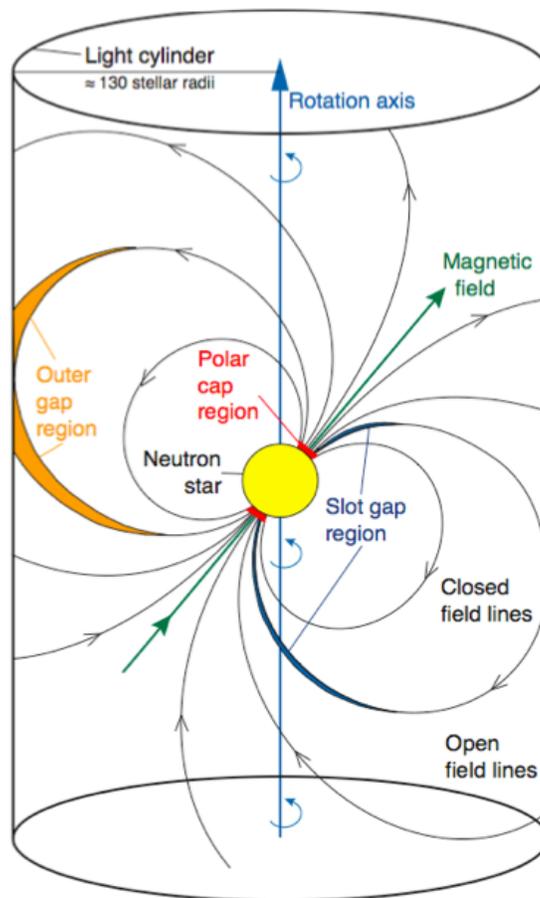


Figura 1.6: Rappresentazione schematica della magnetosfera di una pulsar (Aliu et al. 2008, [1]). Sono indicate anche le presunte regioni di accelerazione delle particelle, vicino ai poli (*polar cap region*) oppure nelle regioni intermedie o esterne della magnetosfera (*slot and outer gap region*).

1.5 Millisecond Pulsar

Una millisecond pulsar (MSP) è una pulsar con un periodo di rotazione dell'ordine del millisecondo. Sono state scoperte nel 1982 da Alpar et al. ([2]) e Backer et al. ([7]), che notarono l'esistenza di una diversa classe di stelle di neutroni con basso campo magnetico, particolarmente vecchie e con periodo di rotazione estremamente piccolo. Esse si trovano spesso in sistemi binari. La conferma dell'esistenza di un legame evolutivo tra questi oggetti e le low-mass X-ray binaries (LMXB)¹ arrivò nel 1998, quando Wijnands e van der Klis ([36]) scoprirono pulsazioni con un periodo di 2.5 ms nella LMXB SAX J1808.4-3658, come previsto dai modelli teorici. La vita di una MSP inizia come normale pulsar che ha perso la maggior parte del campo magnetico. Successivamente, attraverso l'accrescimento di materia ed il trasferimento di momento angolare da parte di una stella compagna in una fase LMXB, la pulsar viene accelerata fino a raggiungere un periodo di rotazione dell'ordine del millisecondo. Questo processo viene chiamato *recycling* ([18]).

1.6 Transitional Millisecond Pulsar

Più di recente, si è scoperto che alcuni di questi sistemi possono cambiare il loro comportamento, passando da una fase alimentata dalla rotazione ad una fase alimentata dall'accrescimento su una scala temporale molto breve, inferiore ad un paio di settimane, mentre la durata della fase stessa può essere di mesi o anni. Nel 2013, Papitto et al. ([28]) scoprirono che una sorgente in precedenza rivelata come una normale millisecond radio pulsar, caratterizzata da pulsazioni radio persistenti e coerenti e alimentata dalla rotazione, cambiò rapidamente le proprietà di emissione diventando una millisecond pulsar a raggi X, alimentata dall'accrescimento. In questo tipo di LMXB la materia è trasferita dalla stella compagna alla stella di neutroni attraverso un disco e poi incanalata verso i poli magnetici, producendo un riscaldamento delle regioni polari e pulsazioni di raggi X alla velocità di rotazione. Le stelle di neutroni in rapida rotazione e debolmente magnetizzate di questi sistemi vengono chiamate *transitional millisecond pulsar* (tMSP) e in genere hanno stelle compagne di massa ridotta, di circa $0.5 M_{\odot}$ (pulsar *redback*²). Attualmente sono tre i sistemi classificati come tMSP (Papitto et al. 2022 [30]): XSS J12270–4859 (Bassa et al. 2014 [9]), IGR J18245–2452 (Papitto et al. 2013 [28]) e l'oggetto di questa Tesi PSR J1023+0038 (Archibald et al. 2009 [4]), che è quello più studiato.

1.6.1 PSR J1023+0038

PSR J1023+0038 (nota anche come AY Sextantis o FIRST J102347.6+003841) è la tMSP più studiata, grazie anche alla possibilità di ottenere dati dettagliati dalle osservazioni visto la sua relativa vicinanza

¹I low-mass X-ray binaries (LMXB) sono sistemi binari particolarmente brillanti nella banda X, in cui l'emissione è prodotta dal trasferimento di materia da una stella (*donor*, solitamente una stella della sequenza principale) all'altra (*accretor*, solitamente una stella compatta come una stella di neutroni o un buco nero).

²Sistemi binari in cui una pulsar è in orbita attorno ad una stella compagna di piccola massa costituiscono una classe di pulsar chiamate "redback".

alla Terra ($d = 1368^{+42}_{-49}$ pc; Deller et al. 2012 [15]). È stata inizialmente classificata come Variabile Cataclismica³ (Bond et al. 2002 [13]). Successive osservazioni effettuate nel 2007 con il Green Bank Telescope hanno mostrato che la sorgente era invece una pulsar radio con periodo di rotazione di 1.69 ms, in orbita attorno ad una stella compagna di piccola massa (circa $0.2 M_{\odot}$), simile ad una stella di sequenza principale, con un periodo di 4.75 ore (Archibald et al. 2009 [4]).

Solo in seguito, dalle osservazioni spettroscopiche, ci si è resi conto che tra il 2000 e il 2001 la sorgente aveva un disco di accrescimento, che sembrava essere assente all'inizio del 2003 (Thorstensen & Armstrong, 2005 [35]) e al momento della rilevazione della millisecond radio pulsar (Archibald et al. 2009 [4]). Nel giugno 2013 si è verificata una transizione inversa, con la scomparsa degli impulsi radio (Bogdanov et al. 2015 [11]) e la ricomparsa del disco di accrescimento, con una forte emissione $H\alpha$ a doppio picco osservata nello spettro ottico (Halpern et al. 2013 [19]; Patruno et al. 2014 [31]; Stappers et al. 2014 [34]), caratteristica tipica dei dischi di accrescimento nelle LMXB.

Questa transizione è stata accompagnata da un aumento della luminosità dei raggi γ di cinque volte, osservato con il Fermi Large Area Telescope (Stappers et al. 2014 [34]) e un aumento del flusso di raggi X, osservato con Swift XRT, di oltre un ordine di grandezza. Inoltre, sono state rivelate pulsazioni di raggi X coerenti, probabilmente prodotte da un processo di accrescimento sulla superficie della stella di neutroni (Archibald et al. 2015 [5]). Sebbene le pulsazioni radio non siano più osservabili, la sorgente ha mostrato un'emissione radio continua relativamente elevata, con una forma spettrale piatta. Questo tipo di emissione è una caratteristica tipica della radiazione di sincrotrone originata da un out-flow, molto probabilmente sotto forma di jet, come avviene nelle LMXB alimentate dall'accrescimento (Deller et al. 2015 [16]).

Durante lo stato LMXB di J1023+0038, la sorgente mostra tre diverse modalità di emissione in banda X:

1. modalità *alta* ($L_X \sim 10^{33}$ erg s⁻¹), nella quale la sorgente trascorre la maggior parte (circa 70-80%) del tempo;
2. modalità *bassa* ($L_X \sim 5 \times 10^{32}$ erg s⁻¹), nella qual trascorre circa il 20% del tempo;
3. modalità *di flaring* ($L_X \sim 5 \times 10^{34}$ erg s⁻¹), nella quale trascorre solo circa il 2% del tempo, caratterizzata dalla presenza di *flares*.

Le pulsazioni di raggi X coerenti sono presenti solo nella modalità alta (Jaodand et al. 2016 [20]).

Durante la modalità alta il flusso radio è minimo, mentre durante la modalità bassa il flusso radio raggiunge un massimo (Bogdanov et al. 2018 [12]).

Nel 2017, Ambrosino et al. ([3]) e successivamente Zampieri et al. (2019, [40]) hanno osservato pul-

³Le Variabili Cataclismiche sono sistemi binari costituiti da una nana bianca e una stella solitamente della sequenza principale che trasferisce materia alla compagna, provocando instabilità nel sistema e significativi outburst.

sazioni ottiche in PSR J1023+0038, indicazione del fatto che una pulsar alimentata dalla rotazione era attiva nel sistema, anche in presenza di un disco di accrescimento. La luminosità pulsata osservata nell'ottico è troppo elevata per essere prodotta dal riprocessamento dell'emissione di raggi X alimentata dall'accrescimento o dell'emissione di ciclotrone da parte degli elettroni in accrescimento incanalati verso i poli magnetici della pulsar.

Anche alle lunghezze d'onda ottiche sembrano esserci tre diverse modalità: bassa, alta e di flaring, come si può notare dalle curve di luce ottiche riportate da Shahbaz et al. (2015 [32]).

Nel 2019, Papitto et al. ([27]) hanno effettuato osservazioni simultanee in banda X e in banda ottica, riportando una forte correlazione che fa pensare ad un comune meccanismo fisico sottostante. In accordo con Ambrosino et al. (2017 [3]), hanno proposto che gli impulsi ottici e di raggi X siano generati per emissione di sincrotrone dallo shock prodotto nell'impatto del vento di particelle relativistiche della pulsar col suo disco di accrescimento, a circa 100 km dalla pulsar, come mostrato in Figura 1.7.

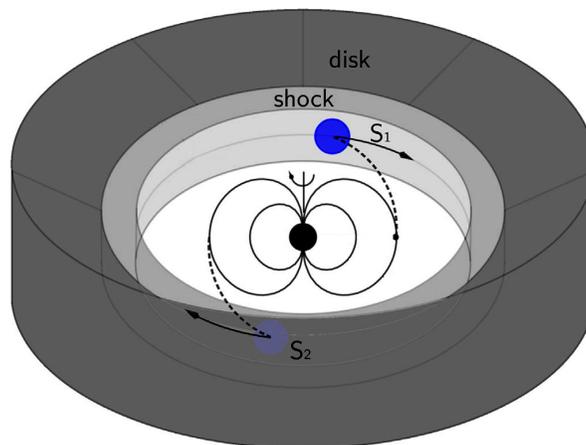


Figura 1.7: Rappresentazione schematica dell'interazione del vento della stella di neutroni col suo disco di accrescimento in PSR J1023+0038. Nei punti S1 e S2 sono prodotte brillanti emissioni di sincrotrone. La radiazione osservata è pulsata perché modulata dalla parte otticamente spessa del disco, intercettata solo durante alcune fasi della rotazione della pulsar (Papitto et al. 2019 [27]).

Nella Figura 1.8 vengono mostrate curve di luce in banda X e in banda ottica, ottenute da osservazioni simultanee eseguite con gli strumenti EPIC e OM sul satellite XMM-Newton il 21 novembre 2014 (inizio osservazione: 56982.797081 MJD⁴; durata osservazione: 35.7 ks. Jaodand et al. 2016 [20]). I tre colori indicano le tre diverse modalità di luminosità: il nero rappresenta la modalità alta; il blu rappresenta la modalità bassa e il rosso rappresenta la modalità di flaring. Si nota che la sorgente trascorre la maggior parte del tempo in modalità alta e che la modalità di flaring si verifica solo occasionalmente. Si nota, inoltre, che c'è una correlazione tra la variabilità in banda ottica e quella in banda X.

⁴MJD indica la modified Julian date ottenuta da JD - 2400000.5, in cui JD è la Julian Date

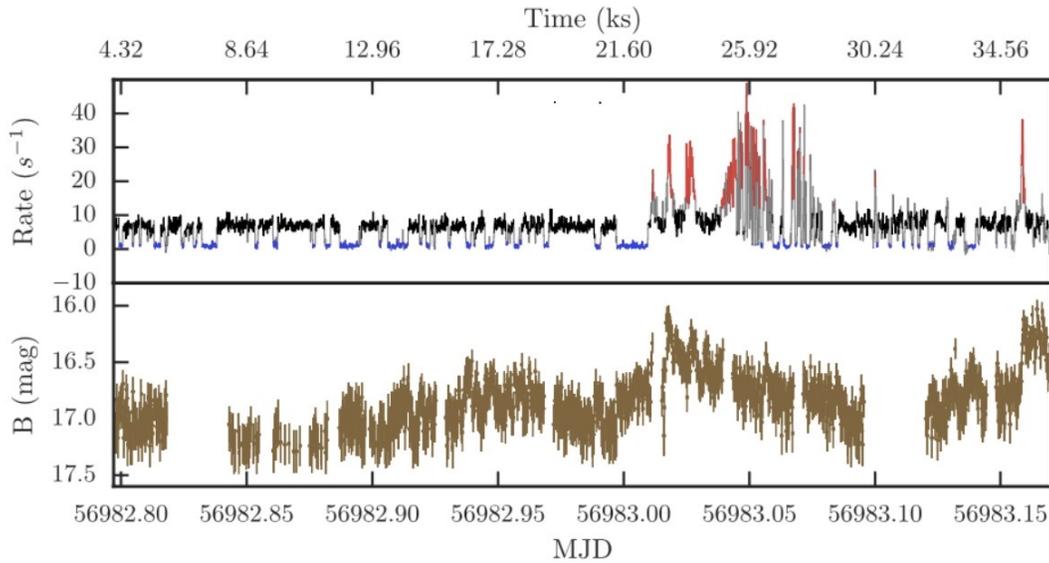


Figura 1.8: Curva di luce in banda X (in alto) e in banda ottica (in basso) di PSR J1023+0038. La curva di luce in banda X (tra 0.2 e 10 keV) è stata ottenuta il 21 novembre 2014 con la camera EPIC di XMM-Newton, mentre quella in banda B con l’Optical Monitor a bordo dello stesso satellite. Il colore nero rappresenta la modalità alta, il blu rappresenta la modalità bassa e il rosso rappresenta la modalità di flaring (Jaodand et al. 2016 [20]).

La modalità di flaring è stata studiata più in dettaglio nel 2018 da Papitto et al. ([29]) e Kennedy et al. ([22]). Entrambi i gruppi di ricerca hanno utilizzato dati di Kepler in configurazione K2 che ha osservato PSR J1023+0038 continuamente per 80 giorni tra maggio e agosto del 2017. Hanno rivelato flares con durate comprese tra un minuto ed alcune ore, mostrando che l’oggetto trascorre in questa modalità circa il 15% del tempo secondo Papitto et al. (2018 [29]) e circa il 20% del tempo secondo Kennedy et al. (2018 [22]), frazione maggiore di quanto riportato precedentemente da Jaodand et al. nel 2016 ([20]) sulla base delle osservazioni in banda X. Alcuni dei risultati da loro ottenuti saranno successivamente confrontati con i risultati ottenuti dalla nostra analisi dei flares nel Capitolo 4.

Kennedy et al. (2018 [22]) hanno calcolato la curva di luce dai dati di Kepler K2 e identificato i flares in modo automatico. I flares sono stati poi interpolati con una funzione gaussiana e i valori ricavati dall’interpolazione sono stati poi utilizzati per la distribuzione delle ampiezze, delle durate e delle aree dei flares. Il comportamento delle distribuzioni è descritto da una legge di potenza con indice α , rappresentato dalle linee arancioni in Figura 1.9. L’analisi dei flares effettuata in questa Tesi è stata condotta in modo simile, come descritto in modo approfondito nel Capitolo 3 e nel Capitolo 4.

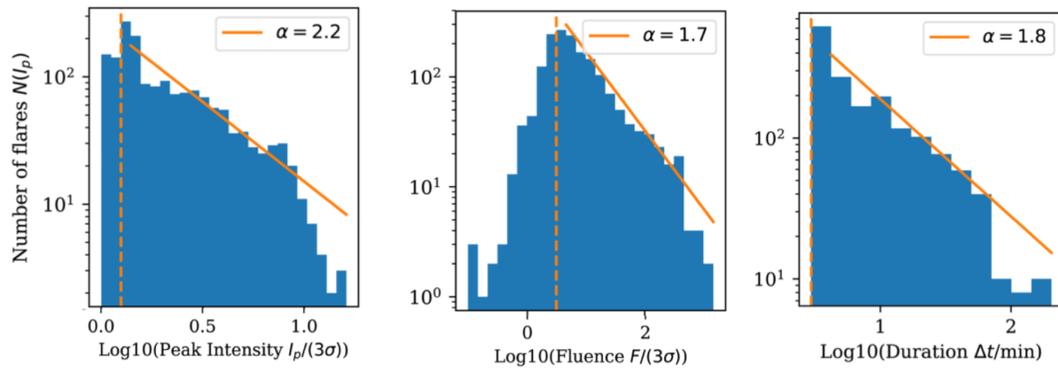


Figura 1.9: Distribuzione delle ampiezze, delle durate e delle aree dei flares delle curve di luce di PSR J1023+0038 ottenute con il satellite Kepler in configurazione K2 (Kennedy et al. 2018 [22]). Sono mostrate anche le interpolazioni con delle leggi di potenza di alcune parti delle distribuzioni (linee arancioni).

2. STRUMENTAZIONE

Le osservazioni della pulsar PSR J1023+0038 analizzate in questa Tesi sono state effettuate con i contatori di fotoni veloci Aqueye+ (Asiago Quntum Eye; Barbieri et al. 2009 [8], Zampieri et al. 2015 [38]) e Iqueye (Italian Quantum Eye; Naletto et al. 2009 [24]).

2.1 Aqueye+@Copernico e IFI+Iqueye@Galileo

L'INAF-Osservatorio Astronomico di Padova e l'Università di Padova sono impegnati nella progettazione, costruzione e messa in esercizio di strumenti ad altissima precisione temporale in banda ottica per applicazioni all'Astrofisica ad Alta Risoluzione e all'Astronomia Quantistica. Sono stati costruiti due strumenti per eseguire il conteggio dei fotoni con una precisione temporale inferiore al nanosecondo, Aqueye+ e IFI+Iqueye. Aqueye+ (Barbieri et al. 2009 [8]; Zampieri et al. 2015 [38]) è regolarmente montato sul telescopio Copernico da 1.8 m ad Asiago, mentre Iqueye (Naletto et al. 2009 [24]) è stato montato su diversi telescopi di classe 4 m in tutto il mondo ed è ora collegato tramite l'interfaccia Iqueye Fiber Interface (IFI; Zampieri et al. 2019 [37]) al telescopio Galileo da 1.2 m di Asiago.

L'origine del progetto AQUEYE+IQUEYE risale al settembre 2005, quando è stata sottoposta all'ESO una proposta per la realizzazione di uno strumento con elevatissima risoluzione temporale per telescopi di grandi dimensioni: QuantEYE (Dravins et al. 2005 [17]). L'obiettivo principale dello studio era dimostrare la possibilità di raggiungere una risoluzione temporale dell'ordine del picosecondo nella banda ottica, necessaria per portare i concetti di Ottica Quantistica nel dominio astronomico.

Partendo dal design di QuantEYE, sono stati realizzati due strumenti simili a conteggio di fotoni, Aqueye+ e Iqueye, dedicati alla fotometria ottica veloce, con un campo visivo di pochi secondi d'arco e la capacità di contrassegnare i fotoni in arrivo con una precisione temporale inferiore al nanosecondo (Barbieri et al. 2009 [8]; Zampieri et al. 2015 [38]; Naletto et al. 2009 [24]). Questa strumentazione è estremamente versatile perché le liste di eventi dei fotoni sono archiviate in una memoria di massa e l'analisi dei dati è interamente eseguita a posteriori. Inoltre, si possono effettuare osservazioni simultanee con telescopi distanti, poiché i segnali sono opportunamente sincronizzati (Zampieri et al. 2019 [37]).

Aqueye+ e Iqueye uniscono l'altissima risoluzione temporale dei rivelatori SPAD (Single Photon Avalanche Photodiode) con un concept ottico a pupilla divisa e un sofisticato sistema di timing. L'elevata efficienza quantistica e il basso jitter temporale, la capacità di contrassegnare e memorizzare il tempo di arrivo di ogni singolo fotone con una risoluzione temporale relativa migliore di 100 ps (precisione

temporale assoluta inferiore a 0.5 ns rispetto all'UTC) e la possibilità di calcolare curve di luce con bin temporali arbitrari, consentono di utilizzare Aqueye+ e Iqueye per effettuare accurate osservazioni di timing ottico di pulsar ed altre sorgenti (e.g. Zampieri et al. 2014 [39], 2019 [40]; Spolon et al. 2019 [33]; Burtovoi et al. 2020 [14]).

Il primo strumento realizzato è stato Aqueye, l'Asiago Quantum Eye, montato sullo strumento AFO-SC (Asiago Faint Object Spectrograph and Camera) al telescopio Copernico di Asiago (Barbieri et al. 2009 [8]). Il secondo passo è stato Iqueye, l'Italian Quantum Eye, progettato per applicazioni a telescopi di classe 4 m (Naletto et al., 2009 [24]). È stato montato sul New Technology Telescope dell'ESO a La Silla, sul Telescopio Nazionale Galileo e sul William Herschel Telescope a La Palma.

Nel 2014 Aqueye è diventato uno strumento indipendente, chiamato Aqueye+ (Naletto et al. 2013 [25]). Ora è controllato da remoto e montato regolarmente al telescopio Copernico da 1.8 m ad Asiago (Zampieri et al. 2015 [38]). L'elettronica di acquisizione è stata spostata in una stanza dedicata e mantenuta in condizioni di temperatura e umidità stabili.

Iqueye è attualmente installato al telescopio Galileo ad Asiago attraverso uno strumento in fibra ottica dedicato (Iqueye Fiber Interface; Zampieri et al. 2019 [37]).

Uno degli obiettivi principali del progetto è eseguire l'astrofisica ottica ad alta risoluzione temporale, dell'ordine o al di sotto del millisecondo, per studiare fenomeni che variano rapidamente in diversi tipi di sorgenti astrofisiche, come pulsar ottiche.

2.1.1 Design ottico e sistema di acquisizione di Aqueye+

L'apertura d'ingresso dello strumento cattura un campo visivo di circa 10 arcsec. Il fascio luminoso attraversa un riduttore di focale e viene poi suddiviso in 4 bracci simmetrici da uno specchio a piramide. Il raggio viene quindi rifocalizzato su quattro SPAD, che hanno un diametro di 100 mm. Di fronte lo specchio a piramide possono essere inseriti pinholes con diametri diversi per adattarsi alle condizioni di visibilità e massimizzare il rapporto segnale/rumore. I vantaggi di questo design a pupilla divisa sono molteplici: consente di recuperare in parte gli effetti dei tempi morti in ogni SPAD, aumentare il tasso di conteggio sostenibile, analizzare ciascun canale in modo indipendente e correlare in modo incrociato le diverse sottopupille. Pertanto, i conteggi dei 4 SPAD possono essere analizzati indipendentemente o sommati durante l'analisi in post-processing, a seconda degli obiettivi scientifici. Una rappresentazione schematica del design ottico è mostrata in Figura 2.1.

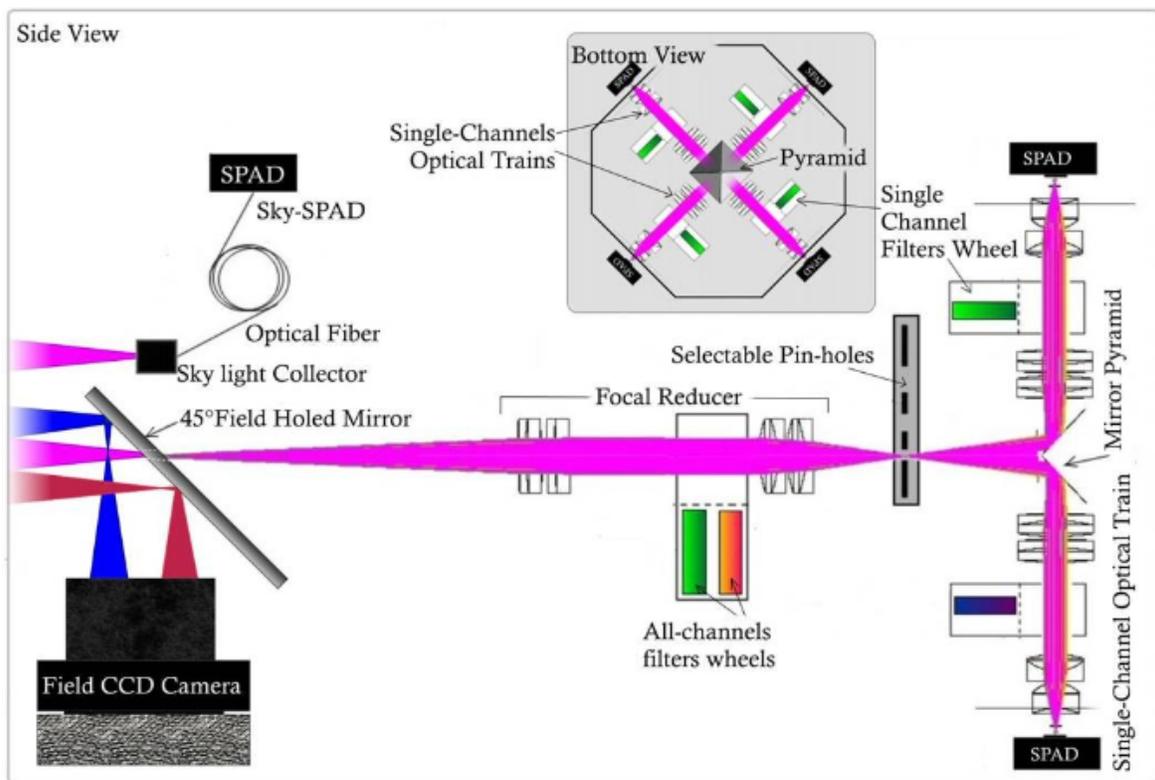


Figura 2.1: Design ottico di Aqueye+ (Zampieri et al. 2015 [38]).

Dagli SPAD, il segnale viene inviato ad un Time To Digital Converter (TDC) e quindi ad un server di acquisizione dedicato (Figura 2.2). Il TDC utilizza un orologio esterno al Rubidio e un GPS per controllare la stabilità dell'orologio. Il TDC contrassegna ogni evento con una risoluzione di 24.4 ps per canale e trasferisce tutti i dati ad un computer esterno tramite una fibra ottica, dove vengono acquisiti i dati. Al termine dell'osservazione i dati vengono archiviati su un server esterno. SPAD E (che controlla il cielo) e la telecamera da campo non erano presenti in Aqueye, ma sono stati successivamente implementati in Aqueye+ (Zampieri et. al 2015 [38]). Il sistema è in grado di contrassegnare e memorizzare il tempo di arrivo di ogni singolo fotone con una risoluzione temporale relativa migliore di 100 ps ed una precisione temporale assoluta inferiore a 0.5 ns rispetto a UTC.

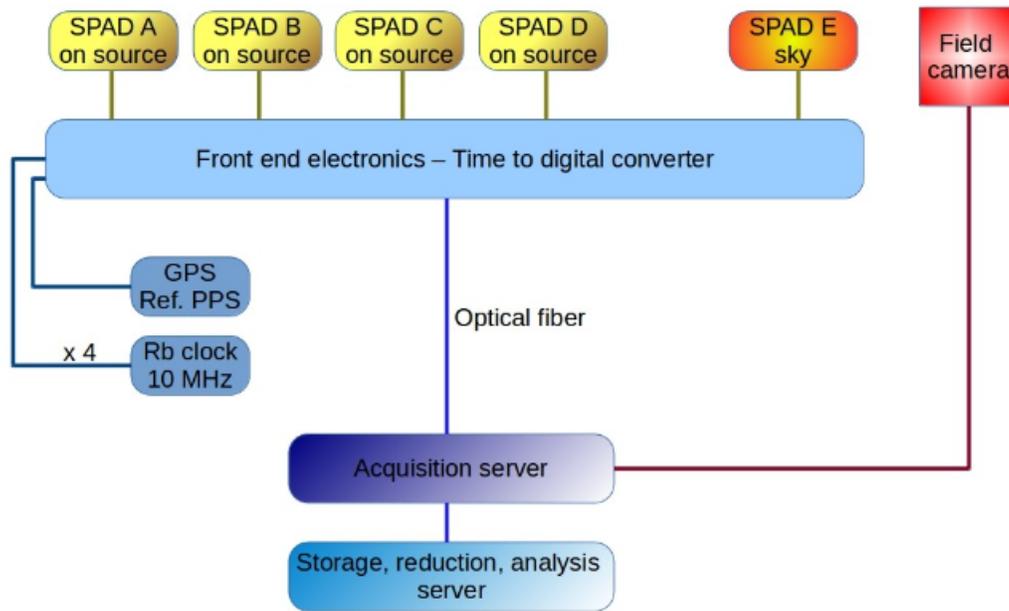


Figura 2.2: Schema del sistema di acquisizione di Aqueye+ (Zampieri et. al 2015 [38]).

3. ANALISI DATI

L'obiettivo di questa Tesi è di analizzare i dati d'archivio della pulsar PSR J1023+0038 acquisiti con il fotometro veloce Aqueye+, montato al telescopio Copernico di Asiago, con l'obiettivo di studiare le proprietà dei flares di durata inferiore al minuto emessi dalla sorgente.

L'analisi è stata inoltre integrata con osservazioni spettroscopiche con lo scopo principale di monitorare lo stato attuale della sorgente e con osservazioni fotometriche (ottenute con camere CCD attraverso un programma pilota) per studiare la fattibilità di future osservazioni congiunte dei flares in fotometria veloce e su tempi scala lunghi (per maggiori dettagli, si veda l'Appendice A).

3.1 Dati acquisiti

Sono state condotte osservazioni durante 6 notti consecutive nel mese di dicembre 2018. Durante ognuna di esse sono state effettuate in media 6 acquisizioni, della durata di circa 30 minuti per acquisizione. La lista delle osservazioni è riportata in Tabella 3.1, nella quale viene indicata la data di ogni acquisizione, l'istante di inizio e la durata. Ognuna di esse viene identificata con il numero della notte e con il numero dell'acquisizione. L'unica acquisizione della sesta notte (2018-12-16) è stata scartata a causa del mal tempo.

3.2 Curve di luce

Il fotometro veloce Aqueye+ conta i fotoni della sorgente e li contrassegna con il loro tempo di arrivo riferito a UTC. In post processing si possono analizzare i dati a seconda dell'obiettivo scientifico. In questa Tesi l'obiettivo è di analizzare i flares nelle curve di luce della millisecond pulsar PSR J1023+0038, per cercare di comprenderne l'origine.

Per produrre le curve di luce sono stati utilizzati i dati di tutti i canali (all channels). È stata prodotta una curva di luce per ogni acquisizione delle 6 diverse notti, attraverso l'uso di un software dedicato (*qsfr*; Zampieri et al. 2015 [38]), con bin 1 s, con lo scopo di analizzare il comportamento della sorgente su tempi scala dell'ordine del secondo. A titolo di esempio, la Figura 3.1 mostra la curva di luce ottenuta dai dati dell'acquisizione 4 della notte 5 (2018-12-15; vedi Tab. 3.1). La somma del segnale di tutti i canali (che d'ora in poi verrà chiamato canale 0) è rappresentata in blu, mentre il canale 9 che monitora il comportamento del cielo è rappresentato in giallo.

N. notte	N. acquisizione	Data (aaaa-mm-gg)	Inizio dell'acquisizione [MJD]	Tempo di acquisizione [s]
1	1	2018-12-11	58463.566076	1798.0
1	2	2018-12-11	58463.588634	1798.0
1	3	2018-12-11	58463.620324	1797.0
1	4	2018-12-11	58463.646262	1798.0
1	5	2018-12-11	58463.670694	1798.0
2	1	2018-12-12	58464.542604	1798.0
2	2	2018-12-12	58464.566655	1797.0
2	3	2018-12-12	58464.590544	2697.0
2	4	2018-12-12	58464.630903	2698.0
2	5	2018-12-12	58464.664745	2698.0
2	6	2018-12-12	58464.706377	1797.0
3	1	2018-12-13	58465.532211	1798.0
3	2	2018-12-13	58465.555764	1798.0
3	3	2018-12-13	58465.579491	1797.0
3	4	2018-12-13	58465.613935	1797.0
3	5	2018-12-13	58465.637998	1797.0
3	6	2018-12-13	58465.663715	1797.0
3	7	2018-12-13	58465.700000	1198.0
4	1	2018-12-14	58466.544583	898.0
4	2	2018-12-14	58466.557523	3598.0
4	3	2018-12-14	58466.614039	1798.0
4	4	2018-12-14	58466.641262	1798.0
4	5	2018-12-14	58466.666493	1798.0
4	6	2018-12-14	58466.701424	1798.0
5	1	2018-12-15	58467.529039	1197.0
5	2	2018-12-15	58467.548125	3598.0
5	3	2018-12-15	58467.592893	1798.0
5	4	2018-12-15	58467.628345	1797.0
5	5	2018-12-15	58467.654306	1798.0
5	6	2018-12-15	58467.679757	1798.0
5	7	2018-12-15	58467.711424	1198.0
6	1	2018-12-16	58468.516840	1798.0

Tabella 3.1: Tabella delle osservazioni di fotometria ottica veloce effettuate con Aqueye+ montato al telescopio Copernico di Asiago, condotte nel mese di dicembre 2018.

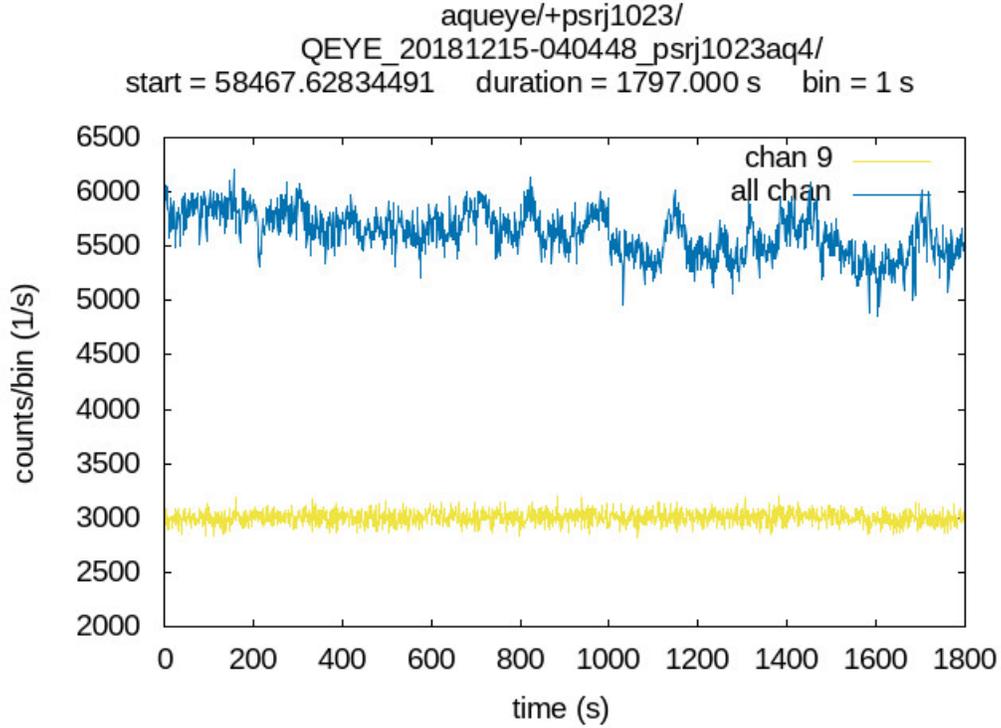


Figura 3.1: Curva di luce con bin 1 s dell'acquisizione 4 della notte 5 (2018-12-15; vedi Tab. 3.1), con tempo di posa di 1797.0 s ed istante di inizio acquisizione pari a 58467.62834491 [MJD]. La somma del segnale ricevuto su tutti i canali (canale 0) è rappresentata in blu, mentre il canale 9 che monitora il comportamento del cielo è rappresentato in giallo.

Il software che produce le curve di luce permette inoltre di effettuare un fit lineare del segnale su entrambi i canali di osservazione, come si può vedere in Figura 3.2. In azzurro è rappresentato il canale 9, mentre in verde è rappresentato il canale 0 dopo aver sottratto il contributo del canale 9 e di conteggi di dark dei detector (curva di luce netta della sorgente). I fit lineari sono rappresentati da linee continue in arancione per il canale 0 e in giallo per il canale 9, e hanno le seguenti espressioni:

$$s(t) = a_1 + b_1(t - t_0) \quad (3.1)$$

$$b(t) = a_2 + b_2(t - t_0) \quad (3.2)$$

Per l'osservazione di Figura 3.1, i parametri ricavati dal fit, con i relativi errori, sono:

$$a_1 = 2019.8 \pm 8.4 \text{ s}^{-1}$$

$$b_1 = -0.2245 \pm 0.0081 \text{ s}^{-2}$$

$$a_2 = 3000.0 \pm 2.9 \text{ s}^{-1}$$

$$b_2 = 0.0014 \pm 0.0028 \text{ s}^{-2}$$

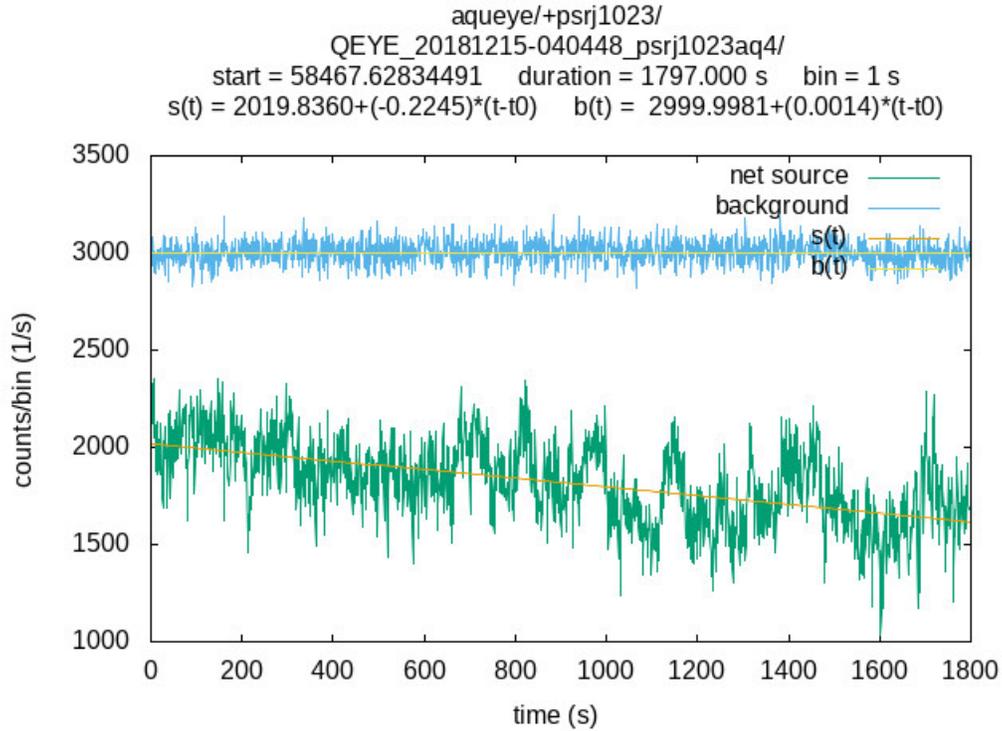


Figura 3.2: Fit lineare del canale 0 della sorgente ($s(t)$, linea arancione) e del canale 9 del cielo ($b(t)$, linea gialla). I parametri del fit sono indicati nell'intestazione.

Si può notare dalla Figura 3.2 che l'andamento del tasso di conteggi del cielo è costante durante tutta l'osservazione, mentre la sorgente mostra significativa variabilità. Le fasi in cui la curva di luce del cielo mostrava un andamento irregolare, causato da condizioni non ottimali, sono state rimosse dall'analisi.

3.3 Analisi dei flares

I flares sono stati identificati come picchi di conteggi con ampiezza superiore alla deviazione standard della curva di luce della sorgente intorno al fit di Eq. (3.1), ~ 240 conteggi s^{-1} . Non è stato necessario sottrarre la modulazione orbitale perché avviene su tempi scala (ore) molto più lunghi dei flares qui analizzati. Facendo riferimento alla Figura 3.1, uno dei flares così identificati si trova a $\sim 1150 - 1300$ s, ed è evidenziato nel riquadro rosso in Figura 3.3.

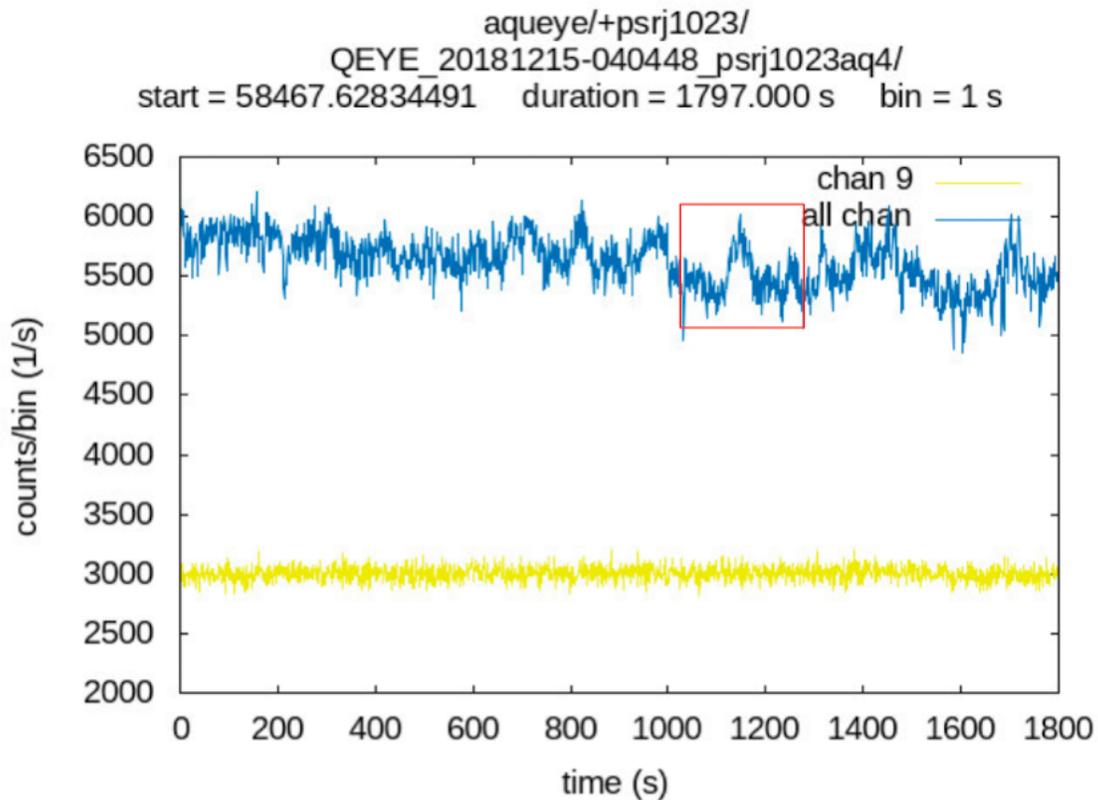


Figura 3.3: Il riquadro rosso indica il flare identificato al tempo $\sim 1150 - 1300$ s.

Ciascun flare è stato analizzato accuratamente eseguendo un'interpolazione con una funzione gaussiana $g(t)$:

$$g(t) = Ae^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.3)$$

in cui A è l'altezza, t_0 il centro e σ la larghezza. Alla gaussiana di Eq. (3.3) è stata aggiunta una retta per tener conto dell'andamento del cielo e della sorgente su tempi scala lunghi:

$$y(t) = c_0 + mt \quad (3.4)$$

in cui c_0 è l'intercetta e m è l'inclinazione. Il fit è stato prodotto con l'utilizzo di un programma *Python* che applica un algoritmo di minimizzazione della funzione χ^2 a partire da stime iniziali dei parametri inseriti manualmente. I parametri liberi del fit sono A , t_0 e σ , mentre i parametri completamente fissati sono l'intercetta c_0 e l'inclinazione m della retta. Il programma produce quindi il fit e restituisce i valori di centro, altezza e larghezza, con i relativi errori, e i valori di χ^2 e χ^2 ridotto (ossia il χ^2 diviso per il numero di gradi di libertà del fit, per il numero di punti meno il numero di parametri liberi). La Figura 3.4 mostra il fit eseguito sul flare identificato in Figura 3.3, in cui la curva di luce della sorgente

è rappresentata in blu, la gaussiana calcolata con i parametri iniziali è rappresentata in arancione e quella che corrisponde ai valori ritrovati dal fit è rappresentata in verde.

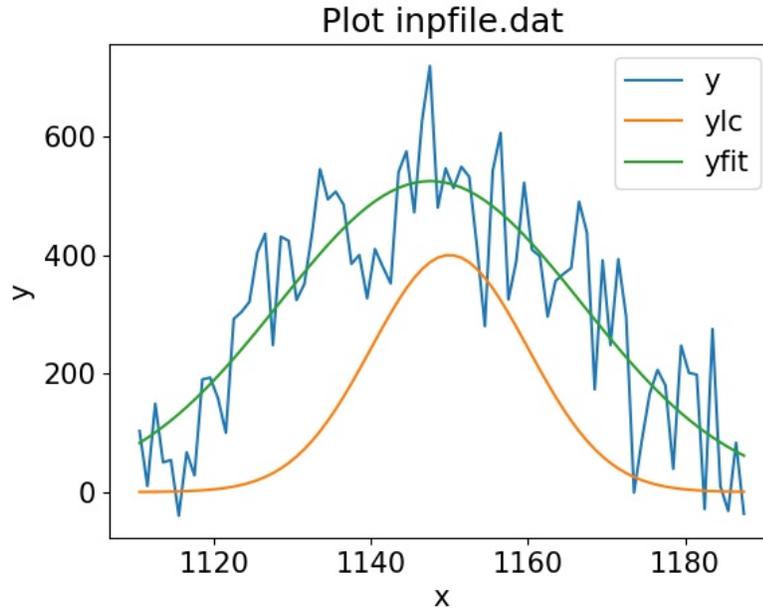


Figura 3.4: Interpolazione del flare con una funzione gaussiana. La curva di luce della sorgente è rappresentata in blu, la gaussiana calcolata con i parametri iniziali è rappresentata in arancione e quella che corrisponde ai valori ritrovati dal fit è rappresentata in verde.

I parametri fissati della retta sono:

$$c_0 = 5300.0 \text{ conteggi s}^{-1}$$

$$m = 0.0 \text{ conteggi s}^{-2}$$

I parametri restituiti dal fit sono:

$$A = 524.8 \pm 21.3 \text{ conteggi s}^{-1}$$

$$t_0 = 1147.6 \pm 0.9 \text{ s}$$

$$\sigma = 19.3 \pm 1.0 \text{ s}$$

È stata inoltre calcolata l'area di ogni picco (*fluence*), definita come:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(t) dt = \sqrt{2\pi} A |\sigma| \quad (3.5)$$

in cui $g(t)$ è la funzione gaussiana di Eq. (3.3).

Un ulteriore parametro utile ai fini di studiare l'oggetto di questa Tesi è la FWHM ottenuta da:

$$FWHM = 2.355\sigma \quad (3.6)$$

in cui σ è la larghezza della funzione gaussiana definita in Eq. (3.3).

L'esempio sopra riportato è uno dei flares significativi. Altri sono stati scartati. I criteri secondo cui i flares sono stati ritenuti significativi sono i seguenti:

1. $\sigma \geq 2.5$ s, perché le curve di luce sono state prodotte con bin 1 s, pertanto un flare con σ dell'ordine di 1-2 s sarebbe sostanzialmente non risolto.
2. $A \geq 240$ conteggi s^{-1} , perché si considerano solo flares di ampiezza maggiore della deviazione standard della curva di luce della sorgente intorno al fit di Eq. (3.1).
3. χ^2 ridotto ≤ 2.5 perché, considerato il numero minimo di punti in un fit (circa una decina), la probabilità che il flare non sia riprodotto dalla gaussiana sia inferiore a 99.7% (3σ level).

La Figura 3.5 mostra tutti i flares identificati nella curva di luce prodotta con i dati della prima acquisizione della notte 5 (vedi Tab. 3.1). In rosso i flares ritenuti significativi, in nero quelli scartati a causa dei criteri sopra discussi.

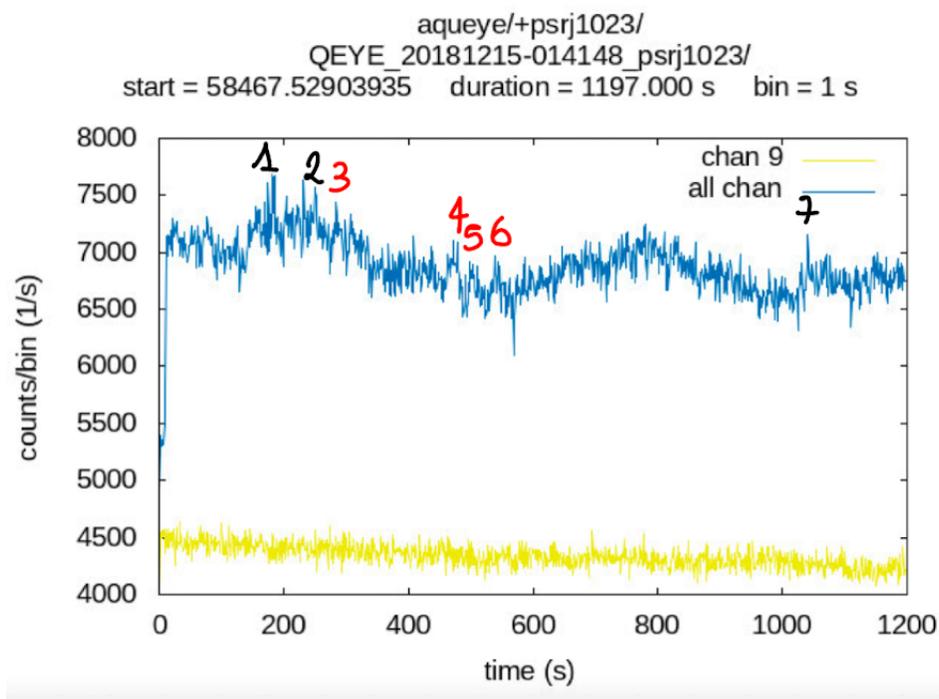


Figura 3.5: Flares identificati nella curva di luce prodotta con i dati della prima acquisizione della notte 5 (vedi Tab. 3.1). In rosso i flares ritenuti significativi, in nero quelli scartati a causa dei criteri discussi nel testo.

Ci sono inoltre stati casi in cui un flare identificato, pur rispettando i primi due criteri, non rispettasse l'ultimo, con dei valori di χ^2 ridotto molto superiori al limite di 2.5. Anche questi sono stati scartati. Un esempio è riportato in Figura 3.6. Questa situazione si verifica tipicamente nel caso di flare dalla struttura complessa, dovuta probabilmente alla sovrapposizione di più flares. Questo tipo di flare

richiede un'analisi più articolata che va oltre gli scopi di questa Tesi.

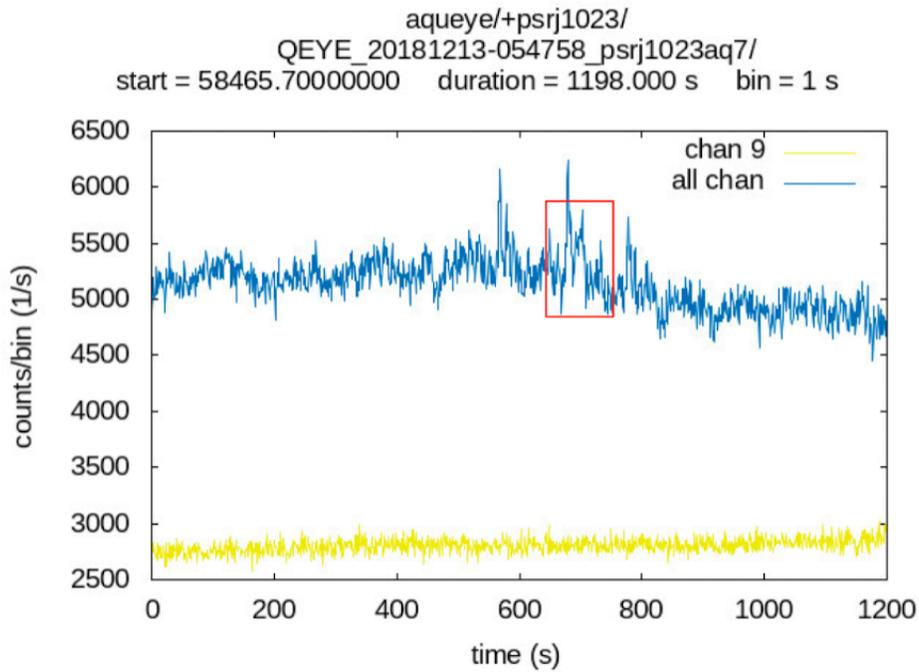


Figura 3.6: Esempio di un flare scartato a causa del valore elevato di χ^2 ridotto, perché il fit con una funzione gaussiana singola non è sufficiente per descriverne il comportamento.

Sono stati analizzati ~ 90 flares in totale, di varia morfologia. Allo scopo di studiare possibili correlazioni tra i vari parametri del flare sono stati prodotti istogrammi che verranno discussi nel successivo Capitolo 4.

4. RISULTATI

Nella Tabella 4.1 sono riportati tutti i flares analizzati e ritenuti significativi sulla base dei criteri descritti nel Capitolo 3. Per maggiori dettagli sul numero della notte e dell'acquisizione, si fa riferimento alla Tabella 3.1. I valori di intercetta c_0 e inclinazione m sono i parametri fissati della retta (Eq. (3.4)) che tiene conto dell'andamento del cielo e della sorgente su tempi scala lunghi. L'ampiezza A , il centro t_0 , la larghezza σ (con i relativi errori) e il χ^2 ridotto sono i parametri restituiti dal programma *Python* che esegue l'interpolazione dei flares con la funzione gaussiana di Eq. (3.3).

Con i valori riportati nella Tabella 4.1 sono stati prodotti istogrammi della distribuzione dei flares in funzione dei vari parametri (ampiezza, durata, area).

La Figura 4.1 mostra il numero di flares in funzione della FWHM (in minuti) ottenuta da Eq. (3.6). La linea continua è una legge di potenza con indice spettrale pari a 1.8. Oltre ~ 0.3 min (= 20 s) la distribuzione è consistente con quella di Kennedy et al. (2018 [22], d'ora in poi K18) riportata in Fig. 1.9, che mostra un andamento a legge di potenza con indice 1.8. Per flares più brevi di ~ 0.3 min la distribuzione è notevolmente differente.

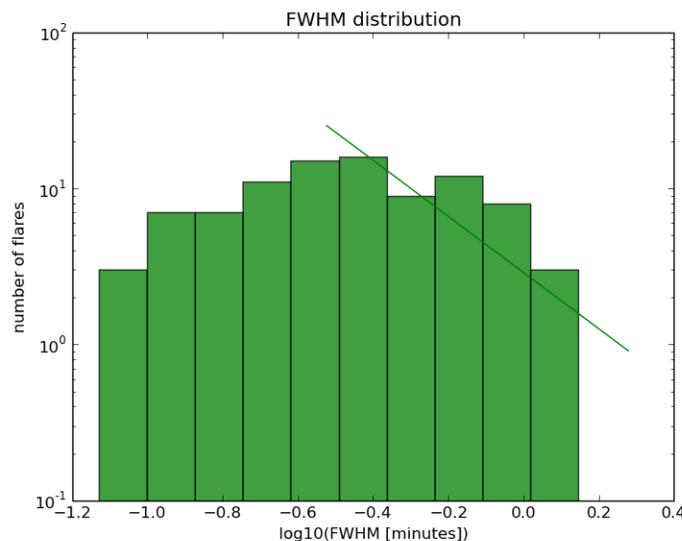


Figura 4.1: Distribuzione delle durate dei flares (in scala logaritmica). La linea continua è una legge di potenza con indice pari a 1.8

N. flare	c_0 [counts s ⁻¹]	m [counts s ⁻²]	A [counts s ⁻¹]	t_0 [s]	σ [s]	χ^2 ridotto
Acquisizione 1 di notte 1						
1	5250.0	0.0	410.0 ± 52.2	271.8 ± 0.8	5.3 ± 0.8	3.1
2	5250.0	0.0	247.8 ± 29.2	378.2 ± 1.8	13.4 ± 1.9	2.4
3	5600.0	-0.1	391.8 ± 41.8	728.7 ± 0.8	6.3 ± 0.8	2.2
Acquisizione 2 di notte 1						
9	5500.0	0.0	387.9 ± 35.0	1329.1 ± 0.8	7.5 ± 0.8	1.8
Acquisizione 3 di notte 1						
4	5000.0	0.0	254.6 ± 41.8	1271.7 ± 1.0	5.3 ± 1.0	2.1
Acquisizione 4 di notte 1						
1	4800.0	0.0	324.5 ± 30.8	208.4 ± 1.0	8.9 ± 1.1	1.8
2	4700.0	0.0	348.6 ± 28.9	855.2 ± 1.0	10.7 ± 1.0	2.1
Acquisizione 5 di notte 1						
2	4650.0	0.0	255.4 ± 51.6	332.7 ± 0.7	3.2 ± 0.7	2.0
10	4600.0	0.0	339.9 ± 53.3	1609.3 ± 0.8	4.7 ± 0.9	3.1
Acquisizione 1 di notte 2						
1	5800.0	0.0	337.8 ± 60.0	123.3 ± 0.7	3.6 ± 0.7	2.5
2	5700.0	0.0	547.5 ± 53.6	333.9 ± 0.3	2.4 ± 0.3	1.3
Acquisizione 2 di notte 2						
1	5600.0	0.0	479.7 ± 30.2	102.6 ± 0.8	10.9 ± 0.8	1.9
4	2400.0	4.1	384.4 ± 27.1	738.6 ± 1.4	17.0 ± 1.4	2.5
6	5600.0	0.0	412.5 ± 35.5	1171.9 ± 0.7	7.6 ± 0.7	1.9
7	4500.0	0.9	364.3 ± 26.9	1425.9 ± 1.6	16.9 ± 2.0	2.0
Acquisizione 3 di notte 2						
1	5500.0	0.0	371.9 ± 22.7	432.4 ± 1.8	20.6 ± 2.2	1.8
2	5400.0	0.0	496.4 ± 41.0	1442.2 ± 0.7	6.9 ± 0.7	2.3
3	5400.0	0.0	448.2 ± 29.6	2172.2 ± 0.7	9.7 ± 0.8	1.7
4	5600.0	0.0	275.5 ± 30.1	620.7 ± 0.6	5.1 ± 0.7	0.9
5	4900.0	0.5	395.4 ± 39.4	996.4 ± 1.0	8.6 ± 1.2	2.5
7	3550.0	1.0	244.7 ± 25.6	1629.5 ± 1.6	13.6 ± 1.7	1.9
8	2450.0	1.7	398.7 ± 38.6	1675.1 ± 0.9	7.9 ± 1.0	2.3
12	10300.0	-2.0	336.9 ± 22.0	2495.4 ± 1.8	24.6 ± 1.9	2.5

N. flare	c_0 [counts s ⁻¹]	m [counts s ⁻²]	A [counts s ⁻¹]	t_0 [s]	σ [s]	χ^2 ridotto
Acquisizione 4 di notte 2						
1	5300.0	0.0	379.1 ± 29.1	344.9 ± 1.3	15.0 ± 1.6	2.4
2	5500.0	0.8	544.8 ± 19.2	568.0 ± 1.4	33.5 ± 1.5	2.5
3	5300.0	0.0	466.3 ± 21.9	1222.0 ± 1.3	23.9 ± 1.4	2.3
4	5150.0	0.0	501.0 ± 36.8	1579.2 ± 0.7	8.2 ± 0.7	2.4
7	5350.0	0.0	349.2 ± 39.7	252.0 ± 0.9	6.7 ± 0.9	2.2
Acquisizione 6 di notte 2						
1	4850.0	0.2	405.9 ± 23.3	842.9 ± 1.5	21.8 ± 1.8	2.3
2	4850.0	0.2	388.7 ± 19.2	1078.6 ± 2.1	35.6 ± 2.9	2.4
3	-1850.0	4.6	440.6 ± 29.1	1666.0 ± 0.7	9.2 ± 0.7	1.5
Acquisizione 1 di notte 3						
3	6300.0	0.0	288.5 ± 31.1	427.1 ± 1.3	10.5 ± 1.4	1.8
5	6950.0	-1.4	421.8 ± 21.2	574.4 ± 1.0	18.2 ± 1.1	1.4
6	6250.0	0.0	250.6 ± 31.7	689.5 ± 1.5	10.1 ± 1.5	1.8
Acquisizione 2 di notte 3						
1	6000.0	0.6	244.7 ± 20.7	130.6 ± 1.8	18.4 ± 1.8	1.5
4	4250.0	1.8	394.3 ± 35.2	875.7 ± 0.6	5.6 ± 0.6	1.3
5	5800.0	0.0	281.6 ± 36.0	953.7 ± 0.5	3.2 ± 0.5	0.8
6	4700.0	1.1	376.2 ± 23.5	1004.3 ± 1.3	17.9 ± 1.6	1.7
7	3050.0	2.8	274.9 ± 30.5	1056.2 ± 1.5	12.0 ± 1.7	2.0
Acquisizione 3 di notte 3						
1	5900.0	0.0	316.2 ± 36.9	87.7 ± 0.6	4.9 ± 0.7	1.3
2	6350.0	-3.6	308.7 ± 22.1	161.6 ± 1.4	17.1 ± 1.4	1.6
4	5600.0	0.0	315.0 ± 32.3	550.7 ± 1.1	9.5 ± 1.1	2.0
5	8050.0	-2.8	249.7 ± 27.4	851.2 ± 1.7	13.2 ± 2.2	1.7
6	6300.0	-0.4	271.0 ± 28.9	1494.5 ± 1.1	9.0 ± 1.2	1.4
8	5500.0	0.0	366.7 ± 46.4	1624.2 ± 0.6	4.1 ± 0.6	1.8
Acquisizione 4 di notte 3						
1	4750.0	0.0	381.4 ± 36.9	124.1 ± 0.4	3.3 ± 0.4	1.0
Acquisizione 5 di notte 3						
1	5300.0	1.7	317.2 ± 22.1	106.5 ± 1.6	18.6 ± 1.9	1.7
4	4950.0	0.1	391.7 ± 19.0	1083.9 ± 1.1	20.8 ± 1.1	1.6
5	5250.0	0.0	319.1 ± 38.2	1206.1 ± 0.6	4.1 ± 0.6	1.3
7	3850.0	0.8	455.7 ± 27.5	1586.8 ± 0.5	7.8 ± 0.5	1.3
8	4800.0	0.2	365.5 ± 16.2	1720.3 ± 1.3	25.9 ± 1.4	1.4

N. flare	c_0 [counts s ⁻¹]	m [counts s ⁻²]	A [counts s ⁻¹]	t_0 [s]	σ [s]	χ^2 ridotto
Acquisizione 6 di notte 3						
2	5125.0	0.0	292.5 ± 35.4	110.0 ± 0.9	6.6 ± 0.9	1.8
3	5225.0	0.0	312.3 ± 32.7	251.7 ± 0.4	3.6 ± 0.4	0.8
8	7850.0	-2.0	363.6 ± 36.8	1480.9 ± 0.8	4.0 ± 0.5	1.2
Acquisizione 7 di notte 3						
2	5500.0	-0.6	825.5 ± 101.9	568.3 ± 0.3	2.2 ± 0.3	4.5
3	5850.0	-1.0	879.2 ± 94.5	679.8 ± 0.3	2.9 ± 0.4	5.0
Acquisizione 1 di notte 4						
1	5500.0	0.0	444.5 ± 39.8	13.7 ± 0.8	7.7 ± 0.9	2.2
4	5350.0	0.0	303.9 ± 32.3	203.5 ± 1.2	9.1 ± 1.4	1.8
5	5950.0	-1.6	247.9 ± 28.4	316.7 ± 1.2	8.8 ± 1.2	1.4
8	5500.0	0.0	245.7 ± 44.3	418.9 ± 1.2	5.9 ± 1.3	2.3
9	5625.0	-0.2	249.3 ± 32.0	523.6 ± 0.8	5.4 ± 0.8	1.1
10	5400.0	0.0	453.3 ± 37.9	684.8 ± 0.8	7.6 ± 1.0	2.0
Acquisizione 2 di notte 4						
2	5750.0	0.0	248.4 ± 23.5	1299.5 ± 1.9	18.1 ± 2.0	1.9
Acquisizione 3 di notte 4						
1	5200.0	0.0	364.3 ± 21.2	252.3 ± 1.7	24.6 ± 2.1	2.1
4	4200.0	0.9	293.9 ± 41.1	1450.9 ± 1.1	7.0 ± 1.2	2.3
Acquisizione 4 di notte 4						
4	5100.0	0.0	482.3 ± 70.9	627.4 ± 0.3	1.9 ± 0.3	2.0
Acquisizione 5 di notte 4						
1	4900.0	0.0	358.2 ± 26.7	171.5 ± 1.9	17.5 ± 2.3	2.4
3	5300.0	0.0	249.1 ± 33.8	1310.9 ± 1.0	6.3 ± 1.0	1.5
Acquisizione 6 di notte 4						
1	5300.0	0.0	478.4 ± 51.6	152.6 ± 0.3	2.7 ± 0.3	1.5
2	5650.0	-1.4	328.0 ± 55.9	211.3 ± 0.5	2.6 ± 0.5	1.7
Acquisizione 1 di notte 5						
3	7000.0	0.0	256.7 ± 38.8	286.6 ± 1.0	5.7 ± 1.2	1.3
4	6600.0	0.0	356.4 ± 28.1	471.8 ± 0.8	8.7 ± 0.9	1.1
5	6550.0	0.0	269.5 ± 41.1	502.4 ± 1.2	6.1 ± 1.4	1.6
6	6500.0	0.0	269.4 ± 32.3	543.1 ± 1.5	10.6 ± 1.5	1.9

N. flare	c_0 [counts s ⁻¹]	m [counts s ⁻²]	A [counts s ⁻¹]	t_0 [s]	σ [s]	χ^2 ridotto
Acquisizione 2 di notte 5						
5	6100.0	0.0	506.9 ± 28.3	3098.1 ± 0.8	12.3 ± 1.0	1.6
Acquisizione 3 di notte 5						
1	5950.0	0.0	464.0 ± 19.5	246.3 ± 1.0	21.2 ± 1.1	1.4
4	5900.0	0.0	353.0 ± 25.3	1313.4 ± 1.4	14.2 ± 1.5	1.6
5	6000.0	0.0	324.6 ± 30.5	1378.4 ± 1.0	9.4 ± 1.1	1.6
Acquisizione 4 di notte 5						
1	5600.0	0.0	352.9 ± 29.2	820.9 ± 1.1	11.2 ± 1.1	1.9
2	5500.0	0.0	337.6 ± 15.0	973.8 ± 1.8	27.1 ± 2.3	1.0
3	5300.0	0.0	524.8 ± 21.3	1147.6 ± 0.9	19.3 ± 1.0	1.7
4	5300.0	0.0	278.6 ± 34.2	1254.8 ± 1.4	9.6 ± 1.6	2.2
5	5350.0	0.0	420.4 ± 31.4	1318.2 ± 0.6	7.2 ± 0.7	1.4
6	5500.0	0.0	428.3 ± 49.6	1701.6 ± 0.4	2.7 ± 0.4	1.3
Acquisizione 5 di notte 5						
1	5350.0	0.0	328.2 ± 27.2	28.7 ± 1.1	11.9 ± 1.3	1.7
3	5400.0	0.0	285.0 ± 25.4	800.4 ± 2.0	17.3 ± 3.0	1.8
4	6100.0	0.0	455.7 ± 33.0	1194.2 ± 1.0	11.9 ± 1.1	2.5
Acquisizione 6 di notte 5						
3	5250.0	0.0	422.0 ± 46.7	288.0 ± 0.7	5.5 ± 0.8	2.3
4	5350.0	0.0	676.0 ± 64.8	313.4 ± 0.4	3.5 ± 0.4	2.9
13	5900.0	0.0	710.8 ± 55.4	1611.9 ± 0.4	4.5 ± 0.4	2.5
Acquisizione 7 di notte 5						
1	6250.0	0.0	480.4 ± 46.4	142.3 ± 0.8	7.3 ± 1.0	2.5

Tabella 4.1: Tabella dei flares analizzati e ritenuti significativi secondo i criteri discussi nel Capitolo 3. L'intercetta c_0 e l'inclinazione m sono i parametri fissati della retta (Eq. (3.4)) che tiene conto dell'andamento del cielo e della sorgente su tempi scala lunghi; l'ampiezza A , il centro t_0 , la larghezza σ (con i relativi errori) e il χ^2 ridotto sono i parametri restituiti dal programma *Python* che esegue l'interpolazione dei flares con la funzione gaussiana di Eq. (3.3).

La Figura 4.2 mostra il numero di flares in funzione dell'ampiezza normalizzata alla media della deviazione standard della curva di luce (240 conteggi s⁻¹; vedi Capitolo 3). La linea continua mostra che la distribuzione è praticamente costante fino ad ampiezze normalizzate pari a ~ 2 . Anche questo risultato sembrerebbe in accordo con quanto trovato da K18 per flares di piccola ampiezza (vedi Fig. 1.9), anche se l'andamento riportato da K18 è piuttosto incerto. Si notano infine alcuni flares isolati di ampiezza significativamente più grande, ma la statistica è troppo limitata per un'analisi delle loro proprietà e dell'andamento della loro distribuzione.

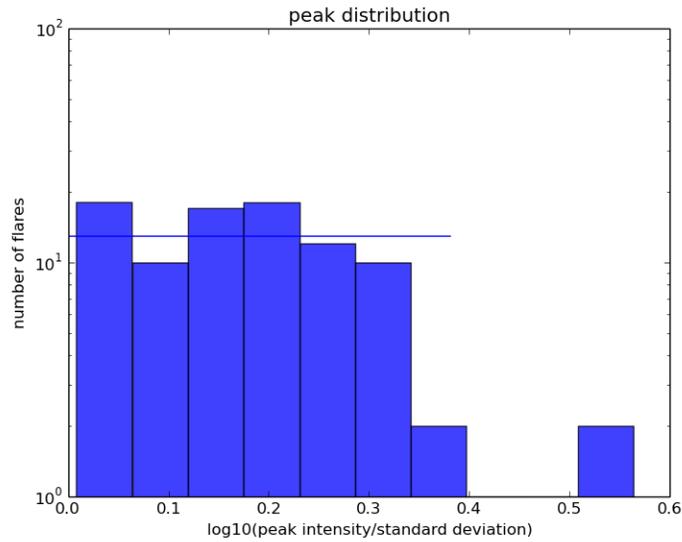


Figura 4.2: Distribuzione delle ampiezze dei flares (in scala logaritmica). La linea continua è una legge di potenza con indice pari a 0. Le ampiezze sono normalizzate alla media della deviazione standard della curva di luce (240 conteggi s⁻¹).

La Figura 4.3 mostra il numero di flares in funzione dell'area della gaussiana (fluence) calcolata con l'Eq. (3.5). Si nota che per valori della fluence ≥ 8000 conteggi la distribuzione è anche in questo caso a legge di potenza, con indice pari a 1.7. Anche questo risultato è in accordo con quanto trovato da K18, come si vede in Fig. 1.9. Per fluence più piccole, invece, l'andamento della distribuzione sembra dipendere dall'andamento delle durate riportato in Fig. 4.1.

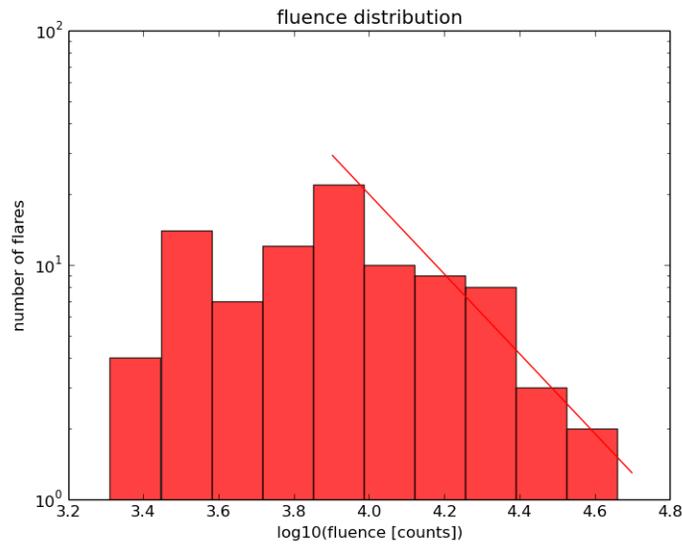


Figura 4.3: Distribuzione delle aree (fluence) dei flares (in scala logaritmica). La linea continua è una legge di potenza con indice pari a 1.7.

I risultati ottenuti sono in sostanziale accordo con quelli di K18 per flares di durata ≥ 20 s e fluence ≥ 8000 conteggi. Per flares di durata e/o area inferiore, l'andamento delle distribuzioni si discosta da quanto trovato da K18. Ciò potrebbe essere dovuto ad un effetto di selezione correlato ai criteri adottati per l'analisi dei flares. La maggiore difficoltà nel riconoscere un flare di breve durata e/o piccola area potrebbe spiegare la deviazione dall'andamento delle distribuzioni al di sotto del limite per il quale i risultati sono in accordo con K18. Questa ipotesi verrà verificata in futuro effettuando ulteriori analisi ed aumentando la statistica dei flares aggiungendo altre osservazioni d'archivio di Aqueye+.

Il differente andamento della distribuzione per piccoli valori di durata e fluence potrebbe anche essere dovuto ad un meccanismo di emissione differente che domina l'attività di flaring per episodi di breve durata.

K18 hanno proposto che i flares possano essere il risultato di un processo di Self-Organized Criticality (SOC). L'energia fornita da un agente esterno si accumula nel sistema che gradualmente raggiunge uno stato localmente prossimo all'instabilità in più di una regione. Una volta raggiunta l'instabilità, l'energia viene rilasciata in modo violento. Questo tipo di processo si genera sotto l'azione dell'agente esterno (che potrebbe essere, ad esempio, il campo di radiazione e/o l'interazione del disco di accrescimento con la magnetosfera). Esempi di processi di questo tipo si possono verificare, ad esempio, nei terremoti e nei brillamenti solari (K18). Questa teoria prevede andamenti a legge di potenza per diverse quantità a seconda della dimensione del problema. Secondo K18, gli andamenti osservati in PSR J1023+0038 sarebbero in accordo con quanto previsto da questa teoria.

Conclusioni

In questa Tesi sono stati analizzati i dati d'archivio della transitional millisecond pulsar PSR J1023+0038 presi con il fotometro veloce Aqueye+@Copernico, ad Asiago, con lo scopo di analizzare la sua attività di flaring. Le tMSP sono pulsar piuttosto vecchie con un periodo di rotazione dell'ordine del millisecondo, che si ritiene essere state accelerate dal disco di accrescimento alimentato dalla stella compagna. Questa classe di pulsar passa da uno stato alimentato dalla rotazione ad uno stato alimentato dall'accrescimento su tempi scala molto brevi. La campagna osservativa che ha fornito i dati analizzati in questa Tesi è stata condotta nel dicembre 2018, in cui l'oggetto si trovava in uno stato alimentato dall'accrescimento. Precedenti osservazioni in banda X hanno permesso di definire tre diverse modalità nella curva di luce. Successivamente, questo comportamento trimodale è stato osservato anche in banda ottica. Lo scopo di questa Tesi è stato analizzare le curve di luce della transitional millisecond pulsar PSR J1023+0038 su tempi scala di 1-10 s per caratterizzare il comportamento della sorgente nella modalità di flaring. Sono stati trovati circa 90 flares in 5 notti di osservazione, ciascuna della durata complessiva di circa 3 ore. Ciascun flare è stato analizzato accuratamente eseguendo un'interpolazione con una funzione gaussiana. Con i valori ottenuti nei fit sono stati prodotti istogrammi della distribuzione dei flares in funzione dei vari parametri che li caratterizzano (ampiezza, durata, area). Le distribuzioni ottenute per flares di durata ≥ 20 s e con fluence ≥ 8000 conteggi sono in sostanziale accordo con quelle riportate in Kennedy et al. (2018 [22]) per flares lunghi (sopra il minuto) osservati con il satellite Kepler. Per durate e/o aree inferiori, l'andamento delle distribuzioni è diverso. Ciò potrebbe essere dovuto ad un effetto di selezione correlato ai criteri adottati per l'analisi dei flares oppure ad un meccanismo differente. L'effettiva causa di questa differenza nell'andamento della distribuzione verrà studiata in futuro effettuando ulteriori analisi ed aumentando la statistica dei flares aggiungendo altre osservazioni d'archivio di Aqueye+.

A. Appendice

L'analisi della pulsar PSR J1023+0038 è stata integrata con osservazioni spettroscopiche con lo scopo principale di monitorare lo stato attuale della sorgente e con osservazioni fotometriche (ottenute con camere CCD attraverso un programma pilota) per studiare la fattibilità di future osservazioni congiunte dei flares in fotometria veloce e su tempi scala lunghi.

A.1 Osservazioni fotometriche

Nella Tabella A.1 vengono riportate le osservazioni fotometriche effettuate nei mesi di aprile e maggio 2022 da due osservatori privati a Sozzago (Novara) e Stroncone (Terni).

Data (aaaa-mm-gg)	Data in JD	Sito	Telescopio	Dati	Filtro
2022-04-26	2459696.368	SAS (A12)	RL 0.4m, f/7.3	41x180s	Unfiltered
2022-04-27	2459697.368	SAS (A12)	RL 0.4m, f/7.3	37x180s	Unfiltered
2022-04-27	2459697.316	Mpc (589)	SC 0.30, f/10	60x180	Unfiltered
2022-04-28	2459698.368	SAS (A12)	RL 0.4m, f/7.3	50x180s	Unfiltered
2022-04-28	2459698.321	Mpc (589)	SC 0.30, f/10	50x180s	Unfiltered
2022-05-11	2459711.329	Mpc (589)	SC 0.30, f/10	45x180	Unfiltered
2022-05-12	2459712.307	Mpc (589)	SC 0.30, f/10	51x180	Unfiltered
2022-05-13	2459713.302	Mpc (589)	SC 0.30, f/10	61x180	Unfiltered
2022-05-14	2459714.303	Mpc (589)	SC 0.30, f/10	31x180	Unfiltered
2022-05-17	2459717.311	Mpc (589)	SC 0.30, f/10	41x180	Unfiltered
2022-05-18	2459718.336	Mpc (589)	SC 0.30, f/10	38x180	Unfiltered

Tabella A.1: Tabella delle osservazioni fotometriche effettuate tra aprile e maggio 2022 da due osservatori privati a Sozzago (Novara) e Stroncone (Terni).

Per le osservazioni fotometriche sono stati coinvolti due osservatori privati che collaborano da anni con l'Osservatorio Astrofisico di Asiago, i quali hanno dato disponibilità immediata per l'osservazione di PSR J1023+0038 che si stava rapidamente avvicinando alla congiunzione col Sole. La fotometria differenziale senza filtri (Figura A.1) è stata ottenuta con 4 stelle di campo, risultate stabili durante le osservazioni, data la mancanza di stelle standard nella regione inquadrata. Si è potuto così mostrare che le variazioni nei tempi scala dei minuti possono essere agevolmente osservate anche con piccoli telescopi e che tale oscillazione è reale. Infatti, oltre alla stabilità della luminosità delle stelle di confronto, sono state fatte delle osservazioni in simultanea dalle quali sono stati ottenuti dati sostanzialmente identici.

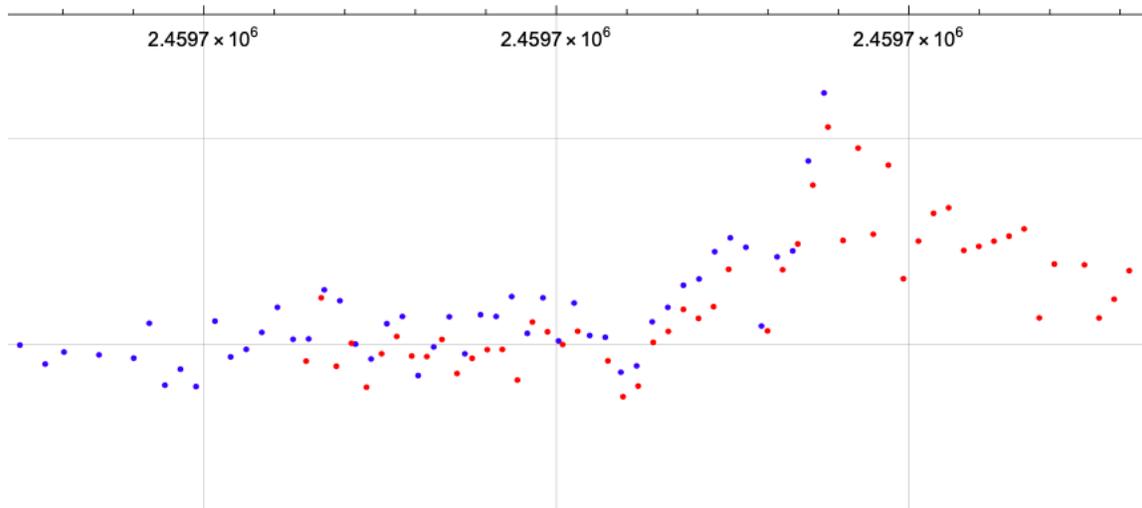


Figura A.1: Curva di luce ottenuta da due telescopi privati. I punti blu corrispondono alle osservazioni dal sito SAS (A12), mentre i punti arancioni corrispondono alle osservazioni dal sito Mpc (589).

A.1.1 Telescopio dell'osservatorio di Sozzago (Novara)

Stazione Astronomica di Sozzago (Novara)

Codice MPC-IAU A12

Riflettore Cassegrain, diametro 0.4 m, f 2.925 m

Camera CCD Moravian G3-16200

Pixel 6x6 micron

Le immagini della PSR sono state riprese in binning 2x2 con una risoluzione di 0.86 arcsec/pixel.

Immagini calibrate secondo lo standard bias, dark, flat.

A.1.2 Telescopio dell'osservatorio di Stroncone (Terni)

Il telescopio è un Ritchey-Chretien 500 mm F/6 (3000 mm di focale). La CCD usata è una Sbig STL 1001E 1024x1024 pixel da 24 μm . Il software utilizzato si chiama Sky Watcher scritto da Stefano Valentini.

A.2 Osservazioni spettroscopiche

Nella seguente Tabella A.2 vengono riportate le osservazioni spettroscopiche effettuate il 27 aprile 2022 con lo spettrografo B&C (300 tratti; slit 200 μm) montato al telescopio Galileo del comune di Asiago, con un tempo di acquisizione di 1800 s e il 28 aprile 2022 con lo spettrografo AFOSC

(Grism 4; slit 1.69 arcsec) montato al telescopio Copernico del comune di Asiago, con un tempo di acquisizione di 600 s.

Data (aaaa-mm-gg)	Data in MJD	Telescopio	Strumentazione	Tempo di acquisizione
2022-04-27	59696.825679	Galileo	Spettrografo B&C 300 tratti; Slit 200 μm	1800 s
2022-04-27	59696.869270	Galileo	Spettrografo B&C 300 tratti; Slit 200 μm	1800 s
2022-04-27	59696.847656	Galileo	Spettrografo B&C 300 tratti; Slit 200 μm	1800 s
2022-04-28	59697.876177	Copernico	Spettrografo AFOSC Grism 4; Slit 1.69 arcsec	600 s
2022-04-28	59697.868851	Copernico	Spettrografo AFOSC Grism 4; Slit 1.69 arcsec	600 s
2022-04-28	59697.841376	Copernico	Spettrografo AFOSC Grism 4; Slit 1.69 arcsec	600 s
2022-04-28	59697.817162	Copernico	Spettrografo AFOSC Grism 4; Slit 1.69 arcsec	600 s
2022-04-28	59697.883496	Copernico	Spettrografo AFOSC Grism 4; Slit 1.69 arcsec	600 s

Tabella A.2: Tabella delle osservazioni spettroscopiche effettuate nel mese di aprile 2022 dal Polo astronomico di Asiago, con lo spettrografo B&C montato al telescopio Galileo e con lo spettrografo AFOSC montato al telescopio Copernico.

Le osservazioni spettroscopiche sono state richieste in service mode ai telescopi Galileo e Copernico del Polo Astronomico di Asiago. Sono stati ottenuti solo due spettri (Figura A.2) perché nel periodo di scrittura di questa Tesi l'oggetto si stava avvicinando alla congiunzione col Sole, risultando troppo basso per ottenere spettri con un buon segnale/rumore. Gli spettri hanno mostrato una rapida variabilità, pur mantenendosi coerenti con gli spettri trovati in letteratura (vedi Fig. 13 di Bogdanov et al. 2015 [11], Fig. 12 di Papitto et al. 2019 [27]). Le larghe righe di emissione confermano la presenza di un disco di accrescimento, mentre l'andamento del continuo dimostra la presenza di una sorgente non termica, ma di sincrotrone.

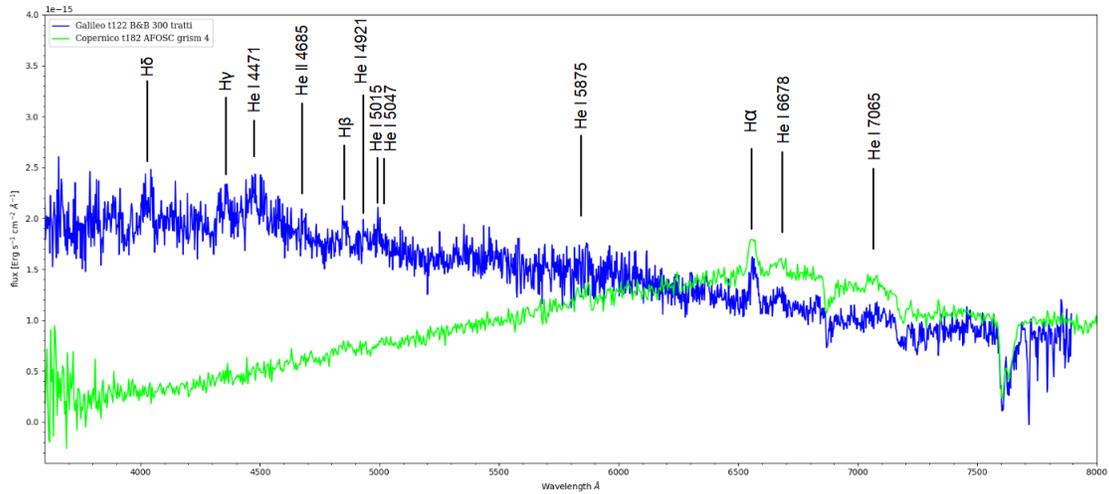


Figura A.2: Spettri ottenuti nel mese di aprile 2022 con lo spettrografo AFOSC montato al telescopio Copernico (in verde) e lo spettrografo B&C montato al telescopio Galileo (in blu), Asiago.

A.2.1 Telescopio Galileo

Osservatorio Astrofisico di Asiago (45:52:00 N, 11:31:35 E, 1045 m di quota sul livello del mare), al telescopio Galileo da 122 cm di diametro, $f/16$, configurazione Cassegrain, con spettrografo Boller & Chivens al quale è stata applicata una camera ANDOR iDus 440A equipaggiata con un sensore retroilluminato EEV 42-10BU, 2048x512 pixel (dimensione pixel: 13.5 x 13.5 micron; readout noise: 3 e; dark current: 0.004 e⁻/pixel/sec; gain: 1.4 e⁻ /ADU) accoppiato ad un reticolo da 300 righe per millimetro, in bassa risoluzione (2.26 Å/pix) tra circa 3400 e 6900 Å.

A.2.2 Telescopio Copernico

Il telescopio Copernico, gestito dall'INAF (Istituto Nazionale di Astrofisica) - Osservatorio Astronomico di Padova, ha un diametro di 182 cm e si trova a Cima Ekar, Asiago (11° 34' 08.397" E, 45° 50' 54.894" N), ad un'altitudine di 1376.2 m. Esso è il telescopio ottico più grande d'Italia. Il design ottico del telescopio è un Cassegrain classico con numero focale equivalente $f/9$. I dati spettroscopici sono stati ottenuti utilizzando lo strumento AFOSC (Asiago Faint Object Spectrograph and Camera) a bassa risoluzione.

Bibliografia

- [1] E. Aliu et al. «Observation of Pulsed γ -Rays Above 25 GeV from the Crab Pulsar with MAGIC». In: *Science* 322.5905 (nov. 2008), p. 1221. DOI: 10.1126/science.1164718. arXiv: 0809.2998 [astro-ph].
- [2] M. A. Alpar et al. «A new class of radio pulsars». In: 300.5894 (dic. 1982), pp. 728–730. DOI: 10.1038/300728a0.
- [3] F. Ambrosino et al. «Optical pulsations from a transitional millisecond pulsar». In: *Nature Astronomy* 1 (ott. 2017), pp. 854–858. DOI: 10.1038/s41550-017-0266-2. arXiv: 1709.01946 [astro-ph.HE].
- [4] Anne M. Archibald et al. «A Radio Pulsar/X-ray Binary Link». In: *Science* 324.5933 (giu. 2009), p. 1411. DOI: 10.1126/science.1172740. arXiv: 0905.3397 [astro-ph.HE].
- [5] Anne M. Archibald et al. «Accretion-powered Pulsations in an Apparently Quiescent Neutron Star Binary». In: 807.1, 62 (lug. 2015), p. 62. DOI: 10.1088/0004-637X/807/1/62. arXiv: 1412.1306 [astro-ph.HE].
- [6] W. Baade e F. Zwicky. «Cosmic Rays from Super-novae». In: *Proceedings of the National Academy of Science* 20.5 (mag. 1934), pp. 259–263. DOI: 10.1073/pnas.20.5.259.
- [7] D. C. Backer et al. «A millisecond pulsar». In: 300.5893 (dic. 1982), pp. 615–618. DOI: 10.1038/300615a0.
- [8] C. Barbieri et al. «AquEYE, a single photon counting photometer for astronomy». In: *Journal of Modern Optics* 56.2 (gen. 2009), pp. 261–272. DOI: 10.1080/09500340802450565.
- [9] C. G. Bassa et al. «A state change in the low-mass X-ray binary XSS J12270-4859». In: 441.2 (giu. 2014), pp. 1825–1830. DOI: 10.1093/mnras/stu708. arXiv: 1402.0765 [astro-ph.HE].
- [10] S. J. Bell e A. Hewish. «Angular Size and Flux Density of the Small Source in the Crab Nebula at 81.5 Mc/s». In: 213.5082 (mar. 1967), pp. 1214–1216. DOI: 10.1038/2131214a0.
- [11] Slavko Bogdanov et al. «Coordinated X-Ray, Ultraviolet, Optical, and Radio Observations of the PSR J1023+0038 System in a Low-mass X-Ray Binary State». In: 806.2, 148 (giu. 2015), p. 148. DOI: 10.1088/0004-637X/806/2/148. arXiv: 1412.5145 [astro-ph.HE].
- [12] Slavko Bogdanov et al. «Simultaneous Chandra and VLA Observations of the Transitional Millisecond Pulsar PSR J1023+0038: Anti-correlated X-Ray and Radio Variability». In: 856.1, 54 (mar. 2018), p. 54. DOI: 10.3847/1538-4357/aaaeb9. arXiv: 1709.08574 [astro-ph.HE].

- [13] Howard E. Bond et al. «FIRST J102347.6+003841: The First Radio-selected Cataclysmic Variable». In: 114.802 (dic. 2002), pp. 1359–1363. DOI: 10.1086/344381. arXiv: astro-ph/0208383 [astro-ph].
- [14] Aleksandr Burtovoi et al. «Spin-down rate of the transitional millisecond pulsar PSR J1023+0038 in the optical band with Aqueye+». In: 498.1 (nov. 2020), pp. L98–L103. DOI: 10.1093/mnras1/slaa133. arXiv: 2007.09980 [astro-ph.HE].
- [15] A. T. Deller et al. «A Parallax Distance and Mass Estimate for the Transitional Millisecond Pulsar System J1023+0038». In: 756.2, L25 (set. 2012), p. L25. DOI: 10.1088/2041-8205/756/2/L25. arXiv: 1207.5670 [astro-ph.SR].
- [16] A. T. Deller et al. «Radio Imaging Observations of PSR J1023+0038 in an LMXB State». In: 809.1, 13 (ago. 2015), p. 13. DOI: 10.1088/0004-637X/809/1/13. arXiv: 1412.5155 [astro-ph.SR].
- [17] D. Dravins et al. «QuantEYE: The Quantum Optics Instrument for OWL». In: *arXiv e-prints*, astro-ph/0511027 (nov. 2005), astro-ph/0511027. arXiv: astro-ph/0511027 [astro-ph].
- [18] Pranab Ghosh. *Rotation and Accretion Powered Pulsars*. Vol. 10. 2007. DOI: 10.1142/4806.
- [19] J. P. Halpern et al. «Optical Observations of the Binary MSP J1023+0038 in a New Accreting State». In: *The Astronomer's Telegram* 5514 (ott. 2013), p. 1.
- [20] Amruta Jaodand et al. «Timing Observations of PSR J1023+0038 During a Low-mass X-Ray Binary State». In: 830.2, 122 (ott. 2016), p. 122. DOI: 10.3847/0004-637X/830/2/122. arXiv: 1610.01625 [astro-ph.HE].
- [21] Long Jiang et al. «Characteristic Age and True Age of Pulsars». In: *International Journal of Modern Physics Conference Series*. Vol. 23. International Journal of Modern Physics Conference Series. Gen. 2013, pp. 95–98. DOI: 10.1142/S2010194513011124.
- [22] M. R. Kennedy et al. «Kepler K2 observations of the transitional millisecond pulsar PSR J1023+0038». In: 477.1 (giu. 2018), pp. 1120–1132. DOI: 10.1093/mnras/sty731. arXiv: 1801.10609 [astro-ph.HE].
- [23] M. E. Lower et al. «The UTMOST pulsar timing programme - II. Timing noise across the pulsar population». In: 494.1 (mag. 2020), pp. 228–245. DOI: 10.1093/mnras/staa615. arXiv: 2002.12481 [astro-ph.HE].
- [24] G. Naletto et al. «Iqueye, a single photon-counting photometer applied to the ESO new technology telescope». In: 508.1 (dic. 2009), pp. 531–539. DOI: 10.1051/0004-6361/200912862.

- [25] Giampiero Naletto et al. «Aqueye Plus: a very fast single photon counter for astronomical photometry to quantum limits equipped with an Optical Vortex coronagraph». In: *Quantum Communications and Quantum Imaging XI*. A cura di Ronald E. Meyers, Yanhua Shih e Keith S. Deacon. Vol. 8875. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. Set. 2013, 88750D, p. 88750D. DOI: 10.1117/12.2022571.
- [26] J. R. Oppenheimer e G. M. Volkoff. «On Massive Neutron Cores». In: *Physical Review* 55.4 (feb. 1939), pp. 374–381. DOI: 10.1103/PhysRev.55.374.
- [27] A. Papitto et al. «Pulsating in Unison at Optical and X-Ray Energies: Simultaneous High Time Resolution Observations of the Transitional Millisecond Pulsar PSR J1023+0038». In: 882.2, 104 (set. 2019), p. 104. DOI: 10.3847/1538-4357/ab2fdf. arXiv: 1904.10433 [astro-ph.HE].
- [28] A. Papitto et al. «Swings between rotation and accretion power in a binary millisecond pulsar». In: 501.7468 (set. 2013), pp. 517–520. DOI: 10.1038/nature12470. arXiv: 1305.3884 [astro-ph.HE].
- [29] A. Papitto et al. «The First Continuous Optical Monitoring of the Transitional Millisecond Pulsar PSR J1023+0038 with Kepler». In: 858.2, L12 (mag. 2018), p. L12. DOI: 10.3847/2041-8213/aabee9. arXiv: 1801.04736 [astro-ph.HE].
- [30] Alessandro Papitto e Domitilla de Martino. «Transitional Millisecond Pulsars». In: *Astrophysics and Space Science Library*. A cura di Sudip Bhattacharyya, Alessandro Papitto e Dipankar Bhattacharya. Vol. 465. Astrophysics and Space Science Library. Gen. 2022, pp. 157–200. DOI: 10.1007/978-3-030-85198-9_6. arXiv: 2010.09060 [astro-ph.HE].
- [31] A. Patruno et al. «A New Accretion Disk around the Missing Link Binary System PSR J1023+0038». In: 781.1, L3 (gen. 2014), p. L3. DOI: 10.1088/2041-8205/781/1/L3. arXiv: 1310.7549 [astro-ph.HE].
- [32] T. Shahbaz et al. «The binary millisecond pulsar PSR J1023+0038 during its accretion state - I. Optical variability». In: 453.4 (nov. 2015), pp. 3461–3473. DOI: 10.1093/mnras/stv1686. arXiv: 1507.07473 [astro-ph.HE].
- [33] A. Spolon et al. «Timing analysis and pulse profile of the Vela pulsar in the optical band from Iqueye observations». In: 482.1 (gen. 2019), pp. 175–183. DOI: 10.1093/mnras/sty2605. arXiv: 1809.07093 [astro-ph.IM].
- [34] B. W. Stappers et al. «A State Change in the Missing Link Binary Pulsar System PSR J1023+0038». In: 790.1, 39 (lug. 2014), p. 39. DOI: 10.1088/0004-637X/790/1/39. arXiv: 1311.7506 [astro-ph.HE].
- [35] John R. Thorstensen e Eve Armstrong. «Is FIRST J102347.6+003841 Really a Cataclysmic Binary?» In: 130.2 (ago. 2005), pp. 759–766. DOI: 10.1086/431326. arXiv: astro-ph/0504523 [astro-ph].

- [36] Rudy Wijnands e Michiel van der Klis. «A millisecond pulsar in an X-ray binary system». In: 394.6691 (lug. 1998), pp. 344–346. DOI: 10.1038/28557.
- [37] L. Zampieri et al. «(Very) Fast astronomical photometry for meter-class telescopes». In: *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso* 49.2 (mag. 2019), pp. 85–96. arXiv: 1908.03396 [astro-ph.IM].
- [38] L. Zampieri et al. «Aqueye+: a new ultrafast single photon counter for optical high time resolution astrophysics». In: *Photon Counting Applications 2015*. A cura di Ivan Prochazka, Roman Sobolewski e Ralph B. James. Vol. 9504. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. Mag. 2015, 95040C, p. 95040C. DOI: 10.1117/12.2179547. arXiv: 1505.07339 [astro-ph.IM].
- [39] L. Zampieri et al. «Optical phase coherent timing of the Crab nebula pulsar with Iqueye at the ESO New Technology Telescope». In: 439.3 (apr. 2014), pp. 2813–2821. DOI: 10.1093/mnras/stu136. arXiv: 1402.2571 [astro-ph.HE].
- [40] Luca Zampieri et al. «Precise optical timing of PSR J1023+0038, the first millisecond pulsar detected with Aqueye+ in Asiago». In: 485.1 (mag. 2019), pp. L109–L113. DOI: 10.1093/mnrasl/slz043. arXiv: 1903.08930 [astro-ph.HE].

Ringraziamenti

Ringrazio Luca Zampieri e Paolo Ochner per i preziosi insegnamenti, la loro disponibilità ed il tempo che hanno dedicato a questa Tesi. Ringrazio Federico Manzini, Antonio Vagnozzi ed Andrea Farina per la collaborazione. Ringrazio l'Università di Padova per avermi concesso questa opportunità e ringrazio la mia famiglia che mi ha permesso di raggiungere questo traguardo. Ringrazio i miei amici e chiunque abbia percorso questa avventura insieme a me.