

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

SS 433: una stella con getti relativistici

Relatore:
Prof. Bruno Marano

Presentata da:
Gianmarco Piccinelli

Anno Accademico 2016/2017

Sommario

In origine scoperto per le forti emissioni $H\alpha$, SS 433 è un oggetto stellare caratterizzato da due getti relativistici opposti eiettanti plasma alla velocità di $0.26 c$. Questi getti descrivono un cono nel loro moto di precessione della durata di 164 *giorni*, tale variazione di direzione produce così nelle lunghezze d'onda da noi osservate dei significativi redshift e blueshift. Inoltre è costantemente presente l'effetto del Doppler trasversale che si mostra come un sistematico redshift del 4%, il che tradotto in velocità provoca un valore medio di $12000 \frac{km}{s}$ nelle grafico delle modulazioni delle velocità osservate.

Solamente in seguito è stato identificato come sistema binario dotato di componente compatta, attorno alla quale vi è un disco di accrescimento alimentato dalla stella compagna.

L'oggetto pare riprodurre, su dimensioni stellari, i fenomeni che caratterizzano i quasar.

Indice

1	Come è stato trovato	2
1.1	Introduzione	2
1.2	Il catalogo SS	2
1.3	Il riconoscimento	4
1.4	Uno spettro bizzarro	5
2	Verso un'interpretazione fisica	7
2.1	Incongruenze derivanti dall'effetto Doppler	7
2.2	Una campagna risolutiva	7
2.3	Il modello cinematico	8
2.3.1	In favore dei due getti opposti	8
2.3.2	Il ruolo della Relatività	11
2.3.3	La formalizzazione	15
2.4	SS 433: un sistema binario	20
2.4.1	Evidenze di un secondo periodo	20
2.4.2	La natura binaria	22
2.4.3	Il disco di accrescimento	25
2.4.4	Produzione dei getti	26
2.5	Osservazioni radio	26
2.5.1	Consistenza del modello cinematico	26
2.6	La prima microquasar	28
2.6.1	Quasar: richiami	28
2.6.2	Un'analogia extragalattica	28
3	Considerazioni	31
3.1	Relazione con W50	31
3.2	Buco nero o stella di neutroni?	32
	Bibliografia	34

Capitolo 1

Come è stato trovato

1.1 Introduzione

Numerose stelle sono organizzate in sistemi binari, tuttavia di questi non molti possiedono le peculiarità di Stephenson-Sanduleak 433. Difatti esso è dotato di una componente compatta circondata da un disco di accrescimento alimentato dalla compagna. Tale struttura genera emissione di plasma dalla regione centrale alla considerevole velocità di $0.26 c$: ecco la formazione dei suoi getti relativistici di materia collimata.

Posizione nella sfera celeste

SS 433 fa parte della costellazione dell'Aquila (figura 1.1) e le sue coordinate sono ascensione eretta $RA = 19^h 11^m 49.56^s$ e declinazione $Dec = 4^\circ 58' 57.6''$ (J2000.0), mentre quelle galattiche sono longitudine $l = 39.7^\circ$ e latitudine $b = -2.2^\circ$; è questa una regione del cielo non osservabile da dicembre a febbraio a causa dell'allineamento con il Sole. È situato ad una distanza di $(5.5 \pm 0.2) kpc$ [1].

Non è visibile ad occhio nudo perché ha una magnitudine apparente 14, ovvero una luminosità mille volte inferiore a quella da noi percepibile.

1.2 Il catalogo SS

Moltissime stelle hanno uno spettro che approssima bene quello di corpo nero, alterato dalla presenza di righe d'assorbimento. Questo perché la radiazione viene prodotta nel core e prima di raggiungere l'esterno i fotoni attraversano percorsi dell'ordine del raggio stellare, durante i quali subiscono numerosi scattering. Un caso a noi familiare è lo spettro solare, che sotto questo aspetto è un buon rap-



Figura 1.1: Evidenziata in verde è mostrata la posizione di SS 433 rispetto alla costellazione dell'Aquila.

presentate dei sistemi più comuni. Dalla figura 1.2 si evince l'ottimo allineamento con la curva di corpo nero e la presenza delle righe d'assorbimento osservate per la prima volta da Fraunhofer.

Questa tipologia di oggetti stellari è in larga parte ben studiata e compresa. Invece, spettri dove compaiono linee d'emissione denunciano la presenza di una stella con peculiarità.

Dall'esigenza di approfondire tale studio nasce il catalogo SS. Redatto da Stephenson & Sanduleak nel 1977, esso riporta una lunga tabella dove sono inseriti molti corpi celesti caratterizzati dall'emissione $H\alpha$ della serie di Balmer. Dietro a simili emissioni può celarsi, a titolo d'esempio, una nebulosa con forte presenza di idrogeno ionizzato associata a giovani stelle blu.

Il loro intento era quello di fornire un riferimento dal quale partire per una successiva analisi dettagliata delle diverse sorgenti. Proprio per perseguire tale scopo impiegarono una tecnica in grado di evidenziare linee di emissione: il prisma obiettivo, un elemento ottico disperdente che distribuisce l'immagine stellare nel suo spettro visibile su di una lastra fotografica. Tuttavia questa stessa strumentazione non permise di notare fenomeni anomali per via della bassa risoluzione spettrale.

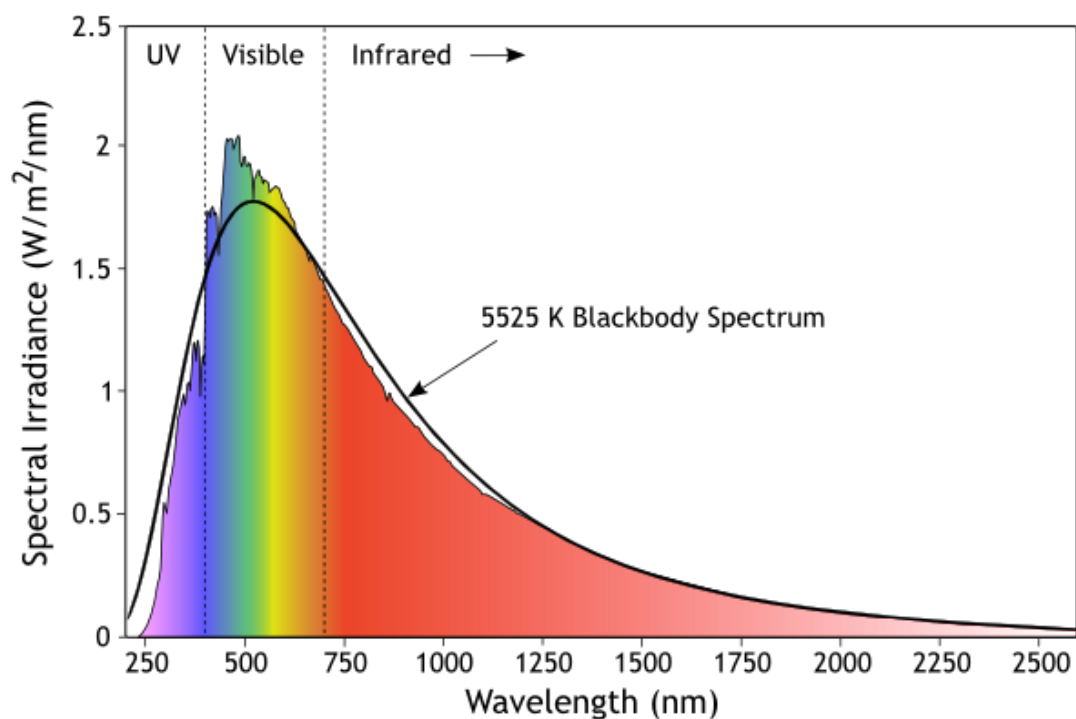


Figura 1.2: Lo spettro solare: non troviamo linee d'emissione.

1.3 Il riconoscimento

Nel 1978 Seaquist organizzò una campagna d'analisi radio di alcuni oggetti del catalogo SS ed emerse che a SS 433 era anche associata un'attività radio. Questa novità indusse Murdin & Clark, il quale già nel '75 aveva studiato quella regione nella banda radio, ad ottenere spettrogrammi di quelle stelle visibili. Questa fu la prima misurazione spettroscopica a media risoluzione. Pubblicarono i loro risultati dove evidenziarono emissioni da parte di atomi H ed He eccitati, ma segnalano anche certe righe d'intensità inferiore di cui non seppero dare spiegazione.

Lo stesso Seaquist si preoccupò anche dello studio ai raggi X della nostra sorgente, avvalorandone l'identificazione ottica e radio. Ci troviamo dunque di fronte ad un oggetto che, a differenza delle stelle normali, emette in tutte le bande dello spettro elettromagnetico.

1.4 Uno spettro bizzarro

Come anticipato Clark & Murdin toccarono tangenzialmente la questione delle righe di origine ignota; è in tale contesto che comincia a muoversi Bruce Margon della University of California iniziando una presa dati per mezzo di un telescopio di 3 *m*.

Il primo risultato, frutto di tre notti d'osservazioni, mostra un'emissione $H\alpha$ molto prossima alla consueta lunghezza d'onda di 6562.81 Å e quelle che sembrano essere due righe spostate per effetto Doppler: sia verso il blu sia verso il rosso. In figura 1.3 è più che evidente la linea centrale della transizione elettronica nell'idrogeno dal livello $n = 3$ a $n = 2$, mentre gli altri due picchi non corrispondono a righe d'emissione familiari.

È infatti ben noto lo spostamento che l'effetto Doppler può causare alle linee di una sorgente, anzi viene spesso impiegato per dedurne sue caratteristiche come la velocità radiale rispetto alla Terra, tuttavia in tal caso ci si trova alquanto inibiti dall'affermare che si tratti di questo. Il problema è piuttosto elementare: la nostra Galassia ha una velocità di fuga di poche centinaia di chilometri al secondo. Molte stelle possiedono rispetto al Sole velocità di qualche decina di chilometri al secondo e questo produce uno spostamento Doppler dell'ordine di 0.0001, ma soprattutto non eccedono la velocità di fuga delle Via Lattea. L'astro galattico provvisto del più elevato moto proprio è la stella di Barnard, una nana rossa alla distanza di quasi 6 *al* da noi. Raggiunge infatti il valore di $150 \frac{km}{s}$ e la sua componente radiale è $-120 \frac{km}{s}$, il che comporta un blueshift di $z = \frac{v_r}{c} = -0.0004$.

Lo stesso non si può dire della velocità implicata da un simile spostamento Doppler, perché dalle sole osservazioni in figura 1.3 se ne evince una attorno ai $40000 \frac{km}{s}$: una consistente frazione di c . A questo punto usando, invece, la formula relativistica ricaviamo $z = 0.14$.

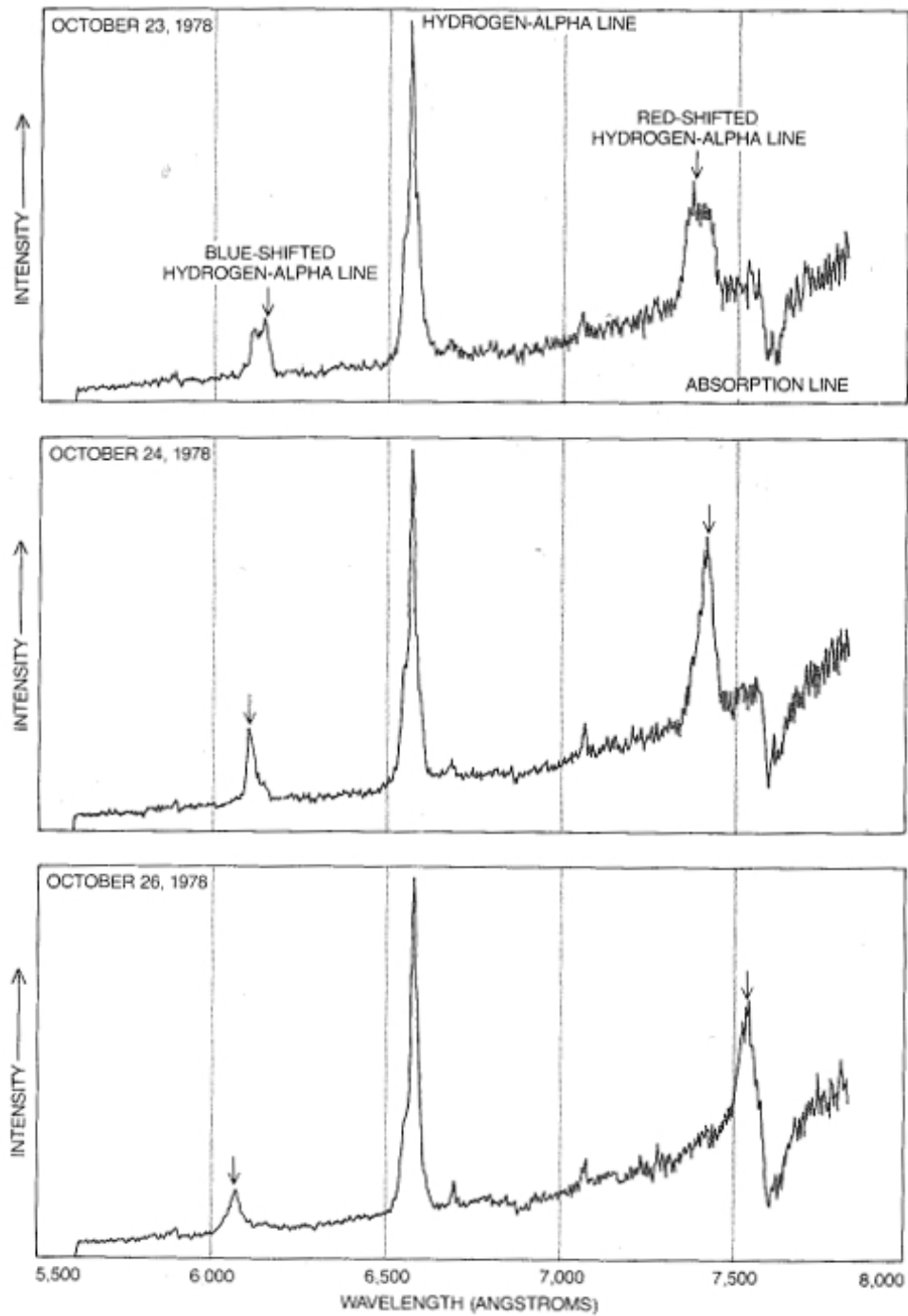


Figura 1.3: [2] Spettri ottici di SS 433: la riga centrale è l'emissione H α e le due indicate da freccette corrispondono ai due spostamenti Doppler. Il forte assorbimento vicino ai 7600 Å è dovuto all'atmosfera terrestre.

Capitolo 2

Verso un'interpretazione fisica

La curiosità scientifica nei confronti di SS 433 era ormai decollata. Come interpretare uno spettro del genere? La soluzione più ovvia in realtà conduceva a nuove domande piuttosto di offrire risposte.

2.1 Incongruenze derivanti dall'effetto Doppler

Era infatti anche emersa un'altra insolita caratteristica: le righe oltre ad essere spostate sensibilmente, erano anche “mobili”. Ad esempio dai dati relativi ad un intervallo di quattro giorni si evince un redshift maggiore dell'1% della lunghezza d'onda misurata il primo giorno. Coinvolgere l'effetto Doppler per spiegare il fenomeno implica contemplare una variazione di velocità attorno ai $5000 \frac{km}{s}$ in soli quattro giorni. Inoltre questa “mobilità” si esplica sia verso il rosso sia verso il blu, e ciò rende inattuabile la decifrazione del fenomeno introducendo un oggetto in allontanamento oppure in avvicinamento.

Un'altra difficoltà derivante dal Doppler è la temperatura che esso implicherebbe. Difatti se l'energia termica e quella cinetica dei nuclei H nel gas emittente fossero pressappoco simili, la velocità stimata porterebbe ad una temperatura di $3 \cdot 10^{10} K$ [2], evidentemente troppo elevata per produrre le linee d'emissione della serie di Balmer.

2.2 Una campagna risolutiva

Dopo aver riscontrato difficoltà interpretative, al team californiano [2] fu chiaro che erano necessarie delle indagini sistematiche, tali da seguire l'evoluzione di uno

spettro così indecifrabile. Una campagna di osservazioni fu organizzata nonostante la severa organizzazione del tempo riservata ai grandi telescopi. Difatti il 3 *m* da loro utilizzato era stato progettato per osservare lontane galassie, dunque uno spettro di SS 433 di buona qualità poteva essere ottenuto in una decina di minuti, senza quindi disturbare eccessivamente i programmi già pianificati.

La figura 2.1 riporta una selezione scelta degli spettri ottenuti in quasi sei mesi, nella quale risultano evidenti anche a prima vista le righe “mobili”. La linea più rossa muta la sua lunghezza d’onda di ben 700 Å in 30 *giorni*, la qual cosa comporta un ininterrotto aumento di velocità da 20000 $\frac{km}{s}$ fino a 50000 $\frac{km}{s}$.

Nonostante gli ostacoli la fantasia dei teorici si dimostrò preziosa. Infatti gli inglesi Rees & Fabian misero in luce che l’esistenza di due getti opposti eiettanti gas avrebbe potuto motivare entrambi gli spostamenti Doppler. Da Israele Milgrom propose indipendentemente l’idea speculando anche che il moto potesse avere un periodo di pochi mesi.

Forti di questi suggerimenti, Margon e colleghi costruirono un andamento periodico sulla base dei primi dati disponibili. L’esito di tale iniziale studio è il grafico in figura 2.2, nel quale si può apprezzare un singolo periodo del valore di 164 *giorni*.

2.3 Il modello cinematico

Dopo meticolose misurazioni ancora non era stato riconosciuto come sistema binario, difatti si parlava di un non meglio precisato “oggetto peculiare”, senza effettivamente conoscerne la natura.

Una svolta nella sua interpretazione giunse quando venne meglio sviluppata l’intuizione dimostratasi corretta dei due getti relativistici opposti, in cui venne poi confermato il valore del periodo assunto inizialmente di 164 *giorni*. L’idea fu poi formalizzata da Abell & Margon in quello che tutt’oggi va sotto il nome di modello cinematico di SS 433.

2.3.1 In favore dei due getti opposti

Come già accennato, la presenza di due simili getti sarebbe in grado di dar ragione di entrambi gli spostamenti Doppler, il che non sarebbe possibile per mezzo di un corpo in moto lungo la linea di vista. Per giunta la loro esistenza implica che essi siano prodotti da un unico oggetto, dunque non sarebbe quest’ultimo ad avere delle velocità relativistiche, bensì la sola materia eiettata ed in tal modo sarebbe rispettato il limite di fuga dalla Galassia. Ad avvalorare questa tesi partecipa

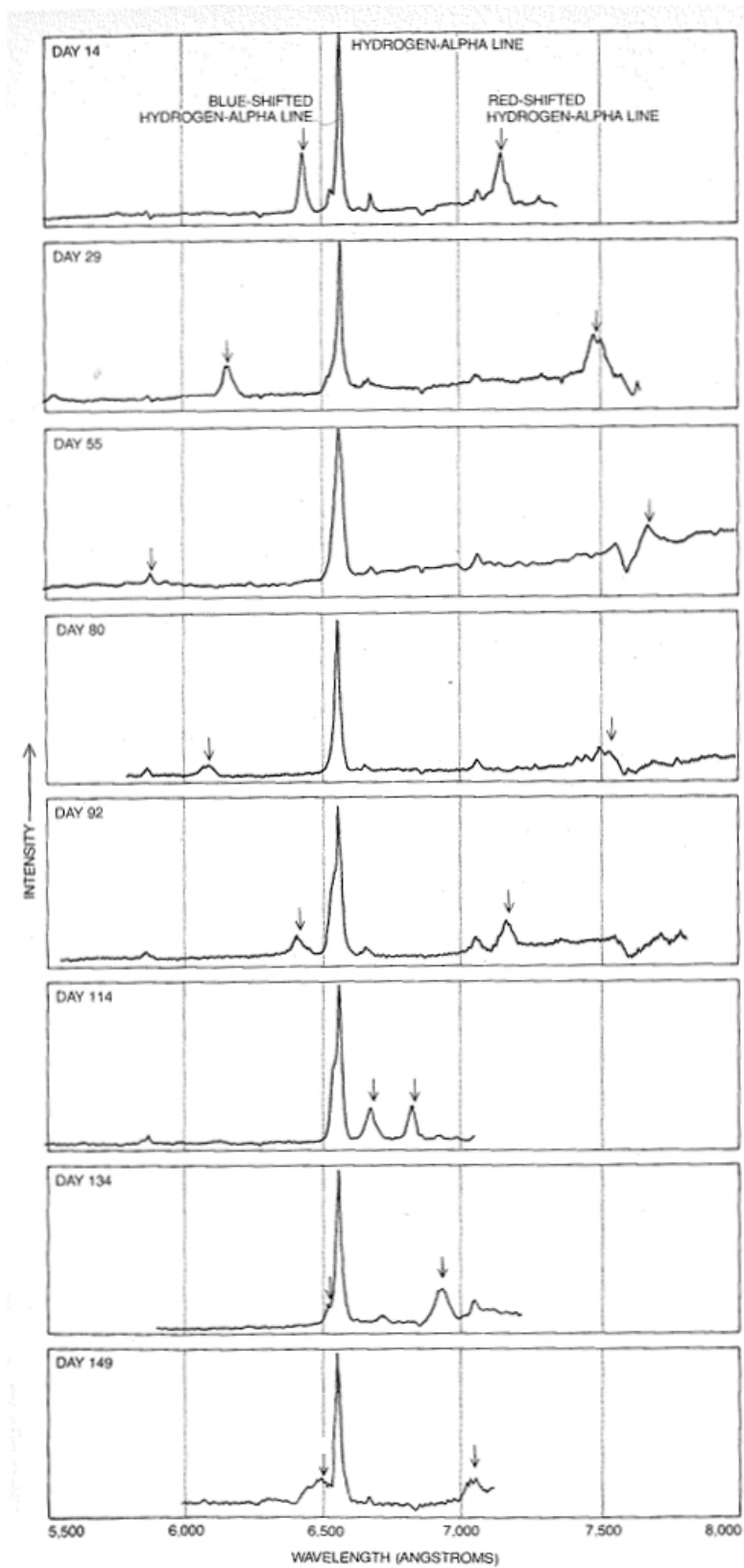


Figura 2.1: [2] Otto spettri selezionati che mostrano un costante picco $H\alpha$ e le sue due righe soggette a spostamento Doppler evidenziate dalle freccette. I giorni segnati sono in relazione al ciclo di 164 *giorni* e corrispondono a quelli di figura 2.2.

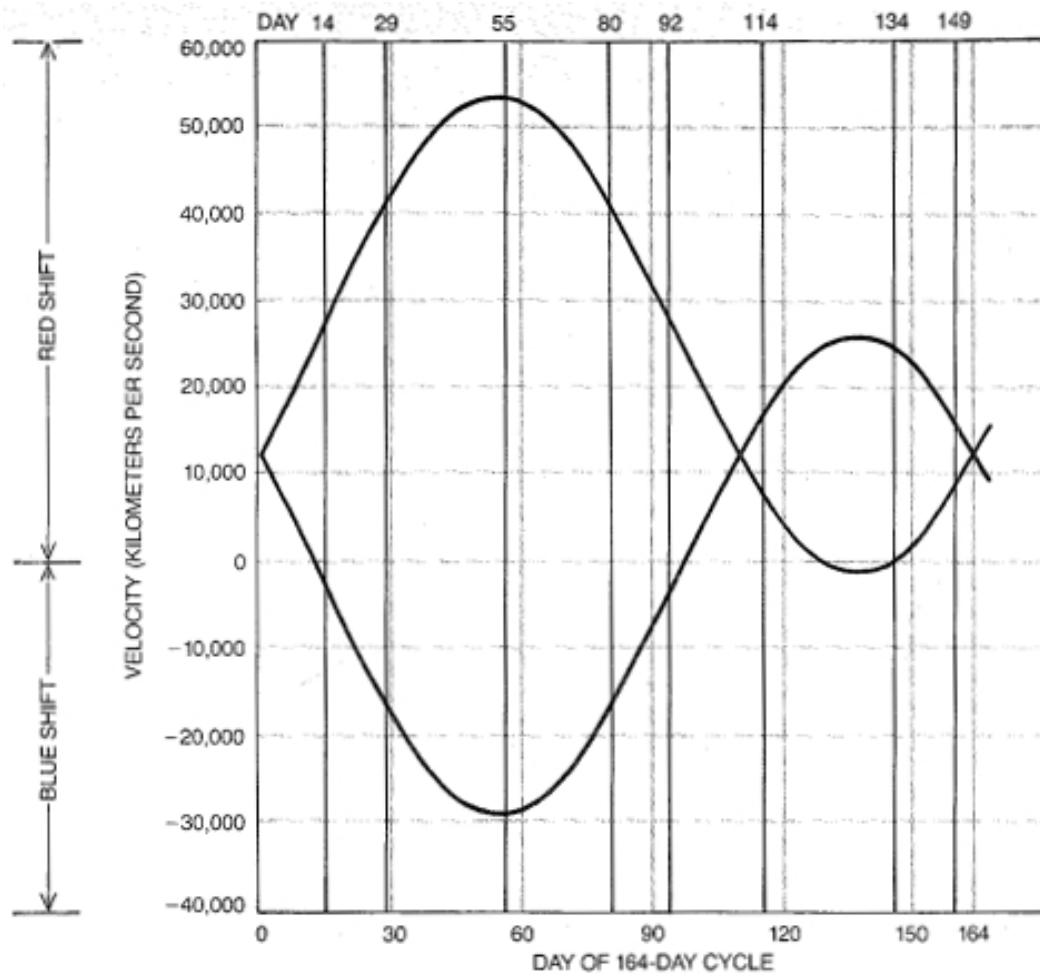


Figura 2.2: [2] Andamento periodico dello spostamento Doppler delle righe osservate in funzione del tempo, in cui è assunto un ciclo di 164 *giorni*.
Le linee verticali evidenziano i valori degli spettri di figura 2.1.

anche la constatazione secondo cui se i due volumi gassosi non fossero legati ad uno stesso oggetto, allora essi si distanzerebbero immediatamente a causa delle notevoli velocità. Per di più risulta palese dai dati che entrambe le linee “mobili” raggiungono gli spostamenti massimi insieme.

Un ultimo argomento apporta il suo contributo a sostegno dei getti, tuttavia solleva pure una questione che richiederà una spiegazione. Stiamo parlando del valore medio delle velocità misurate ogni notte; risulta infatti essere un valore estremamente costante ma alquanto elevato: $12000 \frac{km}{s}$. Ce ne si può rendere conto anche da un’ispezione diretta del grafico in 2.2, dove le intersezioni delle due curve definiscono un asse orizzontale che è di simmetria per le curve medesime. Sembra sorgere di nuovo lo stesso quesito: è questa la velocità propria dell’oggetto che espelle i getti? Se così fosse allora tale sistema sarebbe destinato ad abbandonare la Via Lattea in tempi astronomicamente brevi. Le alternative sono due: o casualmente siamo stati in grado di osservare un fenomeno così raro o dietro tale velocità media si cela un meccanismo più complesso.

Può, invece, essere moto orbitale?

Un’alternativa allo schema dei getti può giungere dall’analogia con gli spettri che si osservano in alcuni sistemi binari. Infatti quando le luminosità delle due stelle non differiscono troppo, siamo in grado di vedere i due spettri distinti. Entrambi sono caratterizzati da spostamento Doppler, tuttavia quando uno subisce blue-shift l’altro redshift e vice versa, proprio a causa del moto orbitale dei due astri. Tuttavia nei sistemi binari mai le velocità implicate superano qualche centinaia di chilometri al secondo, mentre in SS 433 eccedono di un fattore 100.

Se comunque vogliamo procedere con questa interpretazione possiamo considerare la relazione fra periodo orbitale, velocità orbitale e massa totale, perché qualunque sia la natura di questi oggetti vi obbediranno. Da qui ricaviamo una massa di $10^9 M_{\odot}$, un valore incompatibile poiché la stella più massiccia conosciuta è di $3 \cdot 10^2 M_{\odot}$. Per di più una massa del genere sarebbe mai potuta restare inosservata nella nostra Galassia? Chiaramente no, poiché gli effetti gravitazionali sarebbero evidenti. È infatti noto da più di due decenni che al centro della Via Lattea si trovi un corpo collassato di $10^6 M_{\odot}$.

2.3.2 Il ruolo della Relatività

Assodato che le velocità coinvolte hanno quantomeno un fattore di $10^4 \frac{km}{s}$, è imprescindibile una trattazione relativistica.

L'effetto Doppler longitudinale

Passando dalla meccanica classica a quella relativistica perdiamo la distinzione esistente fra moto dell'osservatore e della sorgente, in favore dell'unica velocità relativa.

Consideriamo una sorgente luminosa emettente onde di frequenza ν_s . Nel sistema di riferimento di chi effettua le misure, tale sorgente è dotata di una velocità di modulo u_r diretta lungo la loro congiungente. La frequenza osservata ν_o sarà differente a causa delle diverse distanze percorse da ciascun fronte d'onda secondo la formula (2.1).

$$\nu_o = \nu_s \sqrt{\frac{1 - \frac{u_r}{c}}{1 + \frac{u_r}{c}}} \quad (2.1)$$

Chiaramente il valore di u_r entra nell'equazione con il suo segno: + per allontanamento e - per avvicinamento.

L'effetto Doppler trasversale

Quanto appena esposto è di fatto una semplice trasposizione del classico effetto Doppler con il linguaggio della Relatività Speciale; manca ancora tuttavia una fondamentale innovazione introdotta dalla nuova teoria. Stiamo parlando della dilatazione del tempo: uno sperimentatore in moto relativo di velocità \vec{u} rispetto ad un orologio misurerà, nel proprio sistema di riferimento, un intervallo temporale maggiore di un fattore γ rispetto a quello trascorso nel sistema di riferimento solidale con l'orologio.

Adottiamo anche noi la consueta notazione per cui $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ e $\beta = \frac{u}{c}$.

Nell'esposizione seguente assumeremo che la sorgente luminosa sia sufficientemente lontana dall'osservatore affinché i raggi seguano percorsi paralleli (con tutta evidenza si tratta di un'ottima approssimazione per il caso astrofisico di nostro interesse), inoltre η sarà l'angolo compreso fra la direzione determinata da \vec{u} e la congiungente osservatore-sorgente, di modo che $u \cos \eta = u_r$ rappresenti la velocità radiale della sorgente misurata dall'osservatore. La situazione è illustrata nella figura 2.3.

Esaminiamo, nel sistema dell'osservatore, due segnali consecutivi tali per cui tra il primo ed il secondo intercorra un tempo $\gamma \Delta t_s$ (dove $\Delta t_s = \frac{1}{\nu_s}$ è l'intervallo fra un'emissione e l'altra nel riferimento della sorgente). Durante tale $\gamma \Delta t_s$ l'osservatore sperimenta che la distanza della sorgente è variata di una lunghezza $\gamma \Delta t_s u \cos \eta$, che in figura 2.3 è rappresentata dal cateto a tratto continuo del triangolo rettangolo disegnato. Dunque tra l'emissione del primo segnale ed il secondo l'osservatore

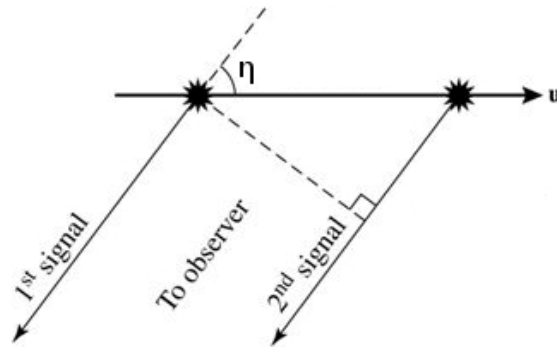


Figura 2.3: Vi sono due istantanee della sorgente luminosa nel suo moto di velocità \vec{u} ed in ciascuna è mostrato il segnale diretto all'osservatore. Con la linea di vista di quest'ultimo la direzione del moto forma un angolo η .

misura complessivamente un intervallo temporale $\Delta t_o = \gamma \Delta t_s + \frac{\gamma \Delta t_s u \cos \eta}{c}$. Rammentandosi della relazione con la frequenza osservata ν_o , otteniamo:

$$\nu_o = \frac{1}{\Delta t_o} = \frac{1}{\gamma \Delta t_s (1 + \beta \cos \eta)} = \nu_s \frac{1}{\gamma (1 + \beta \cos \eta)} \quad (2.2)$$

Dalla (2.2) insieme alla generalissima $c = \lambda \nu$ ricaviamo anche la trasformazione delle lunghezze d'onda:

$$\lambda_o = \lambda_s \gamma (1 + \beta \cos \eta) \quad (2.3)$$

Le equazioni (2.2) e (2.3) sono in realtà la forma compiuta dell'effetto Doppler relativistico, perché contengono sia quello longitudinale sia quello trasversale. Dell'inclusione del primo (2.1) nella forma (2.2) ce ne si può rendere conto tramite della semplice algebra.

Il Doppler trasversale è unicamente frutto della dilatazione del tempo e si discosta dalle previsioni di quello longitudinale ogniqualvolta il moto relativo non sia puramente radiale, ovvero $\eta \neq \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$. È sempre questo a rendere la versione relativistica concettualmente diversa da quella classica: difatti classicamente la frequenza non subirebbe variazioni se non vi è un allontanamento/avvicinamento tra osservatore e sorgente.

Già nel 1907 Einstein avanzò l'idea di misurare le lunghezze d'onda della radiazione emessa da atomi dotati di velocità elevate posizionandosi ad angolo retto rispetto al loro moto [3]. In questo modo le frequenze misurate sarebbero state soggette esclusivamente al Doppler trasversale che le avrebbe influenzate con il solo fattore $\frac{1}{\gamma}$.

Red- e blueshift

In astrofisica è molto diffuso l'uso del parametro adimensionale z denominato quasi sempre redshift. L'uso di tale termine è relazionata a contesti che fanno capo a fenomenologie differenti: al redshift gravitazionale previsto dalla Relatività Generale e alle lunghezze d'onda provenienti da galassie lontane, che si trovano appunto spostate verso il rosso a causa dell'espansione del cosmo, tuttavia questo redshift cosmologico è di natura alquanto diversa legata alla legge di Hubble. Tale espansione tuttavia non riveste alcun ruolo di rilievo per alcun oggetto galattico, dunque nemmeno per SS 433.

Cionondimeno z è un ottimo parametro per descrivere il comportamento del nostro sistema, difatti a noi interessa la sua relazione con lo spostamento Doppler nell'ambito della Relatività Speciale.

La definizione generale è piuttosto elementare:

$$z = \frac{\lambda_o - \lambda_s}{\lambda_s} \quad (2.4)$$

Se siamo interessati ad una forma che espliciti le grandezze in gioco della sorgente allora possiamo sostituire nella (2.4) l'espressione di λ_o della (2.3). Otteniamo così la relazione (2.5) quasi altrettanto generale, la differenza sta nell'aver assunto una sorgente abbastanza lontana da produrre raggi paralleli: questo è vero per la maggior parte delle situazioni d'interesse astrofisico.

$$1 + z = \frac{\lambda_o}{\lambda_s} = \gamma(1 + \beta \cos \eta) \quad (2.5)$$

Da quest'ultima (2.5) si ricava anche la formula (2.6) d'impiego assai comune per il caso di solo moto radiale in cui il coseno ha valore ± 1 , ovvero per $\eta = 0, \pi$.

$$1 + z = \sqrt{\frac{1 + \frac{u_r}{c}}{1 - \frac{u_r}{c}}} \quad (2.6)$$

Anche se largamente sfruttata in astronomia, come vedremo, la (2.6) non è opportuna per le caratteristiche di SS 433 perché da sola non è sufficiente.

Dalle equazioni (2.4), (2.5) e (2.6) si capisce che si possono avere valori di z positivi o negativi a seconda che λ_o rispettivamente aumenti o diminuisca in confronto a λ_s . Nel primo caso si parla di redshift mentre nel secondo di blueshift ed entrambi occupano una posizione principe nella descrizione di SS 433.

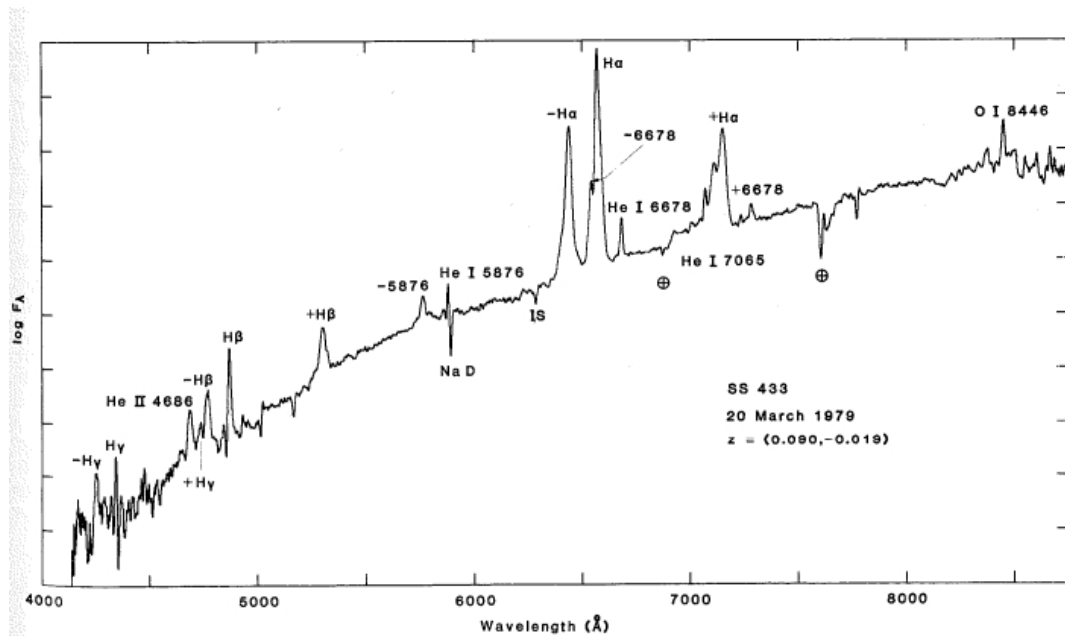


Figura 2.4: [4] Uno spettro di SS 433 dove si possono apprezzare i tripletti delle linee $H\alpha$, $H\beta$ e $H\gamma$. Ogni linea spostata è contrassegnata da un segno + o - a seconda che si tratti di redshift o di blueshift. In ordinata abbiamo una scala logaritmica.

2.3.3 La formalizzazione

Le ormai numerose osservazioni del comportamento delle righe “mobili” non appartenevano più unicamente alla linea $H\alpha$, bensì all’intera serie di Balmer. Come si evince dalla figura 2.4 tali spostamenti Doppler sono fra loro consistenti, il che non lasciava più dubbi all’idea dei due getti.

Muovendosi da questa assunzione si procedette con la formulazione di una cinematica, la quale prevedeva che la retta congiungente i getti descrivesse nell’arco del periodo di 164 *giorni* un cono avente per origine la sorgente centrale. In tal modo quando un lobo è diretto verso la Terra l’altro punta lontano da essa, questo rende conto dei simultanei spostamenti relativamente verso il blu ed il rosso. Inoltre risulta pure consistente la situazione in cui nello spettro vi sia il minimo spostamento Doppler, difatti è interpretata come la configurazione dove la retta è normale alla linea di vista.

Diamo ora una descrizione del nostro sistema meramente dal punto di vista cinematico e geometrico che risulta consistente con il modello assunto ed illustrato in figura 2.5.

I due getti hanno un’inclinazione di un angolo θ di 20° con l’asse della rotazione dei

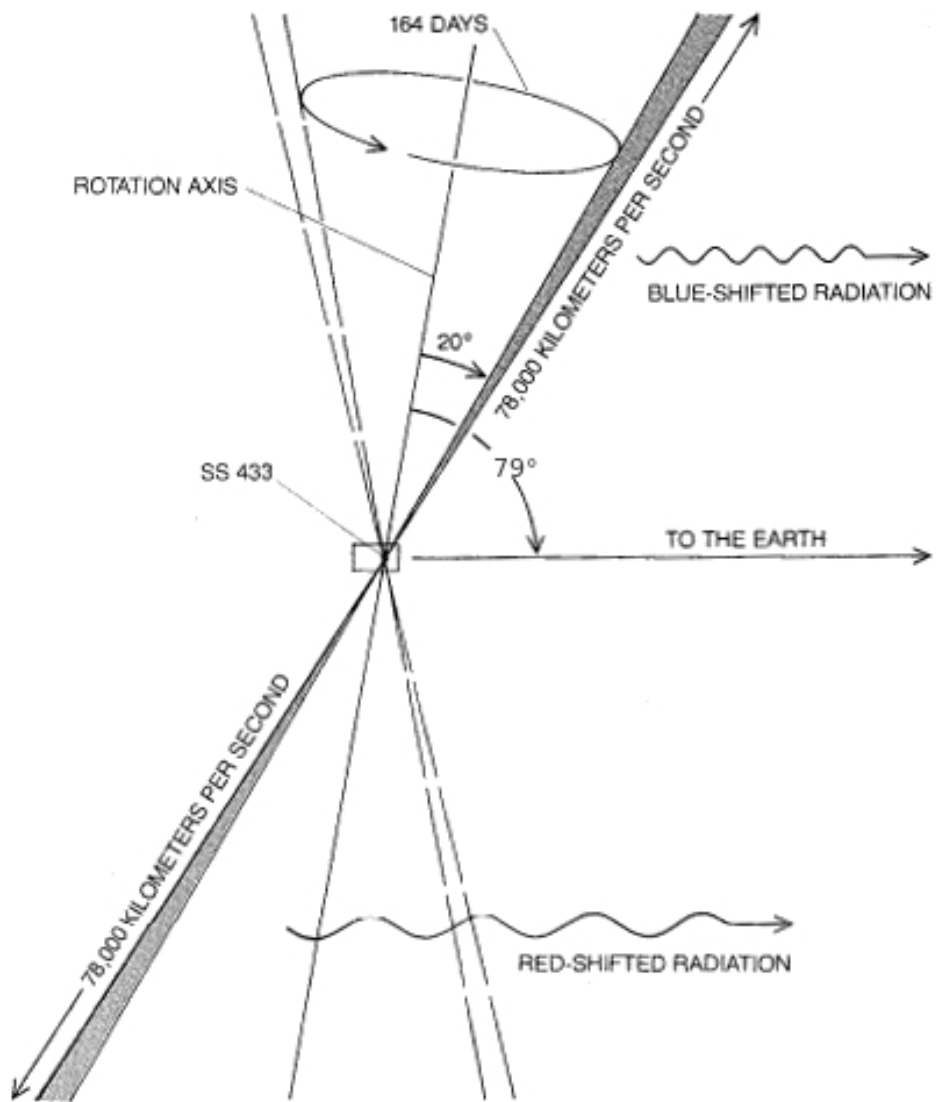


Figura 2.5: [2] La geometria di SS 433 derivante dal modello cinematico.

164 *giorni*, tale angolo risulta coerentemente essere l'apertura del cono descritto. Invece l'asse di rotazione è inclinato di un angolo i di 79° con la linea di vista.

Best fit

A questo punto Margon procedette con la formalizzazione del problema in un sistema di equazioni, in cui le incognite risultano essere cinque. Abbiamo dunque cinque parametri in grado di delineare la fenomenologia di SS 433 nel quadro di un modello: il modello cinematico.

I parametri geometrici coinvolti sono l'angolo i compreso fra la linea di vista e l'asse di rotazione e l'inclinazione θ dei getti rispetto all'asse di rotazione. Altra incognita è la velocità v della materia espulsa nei due getti opposti. Infine la fase t_0 del ciclo da 164 *giorni* ed anche l'esatto valore del periodo P stesso.

Decifrare le variazioni in z come la rotazione dei getti porta, in termini matematici, ad avere due distinti rami della curva $1 + z$ ad andamento cosinusoidale espresso dalla fase $\psi(t)$, a sua volta funzione dei due angoli caratteristici i e θ . Come in precedenza sottolineato, tali rami non sono simmetrici rispetto a $z = 0$, bensì ad un valore più elevato.

L'esito di una simile formulazione è contenuto nella seguente relazione (2.7).

$$1 + z = \gamma(\pm \beta \sin \theta \sin i \cos \psi + \beta \cos \theta \cos i + 1) \quad (2.7)$$

Dove γ è il fattore di Lorentz,

$$\beta = \frac{v}{c},$$

$$\psi(t) = \psi_0 + \frac{2\pi(t-t_0)}{P} \text{ e}$$

$$\psi_0 = \arccos(-\cot i \cot \theta).$$

Il best fit della formula (2.7) mostrato in figura 2.6 sfrutta i dati ottenuti in 450 notti di osservazioni (la maggior parte delle quali effettuate dal gruppo di Margon) tra il 1978 ed il 1983. Parliamo dunque di una presa dati durata all'incirca 2000 giorni.

I cinque parametri liberi che vengono infine determinati dal fit per mezzo del metodo dei minimi quadrati risultano essere:

$$\beta = 0.2601 \pm 0.0014,$$

$$\theta = 19.80^\circ \pm 0.18^\circ,$$

$$i = 78.82^\circ \pm 0.11^\circ,$$

$$P = (162.532 \pm 0.062) \text{ giorni e}$$

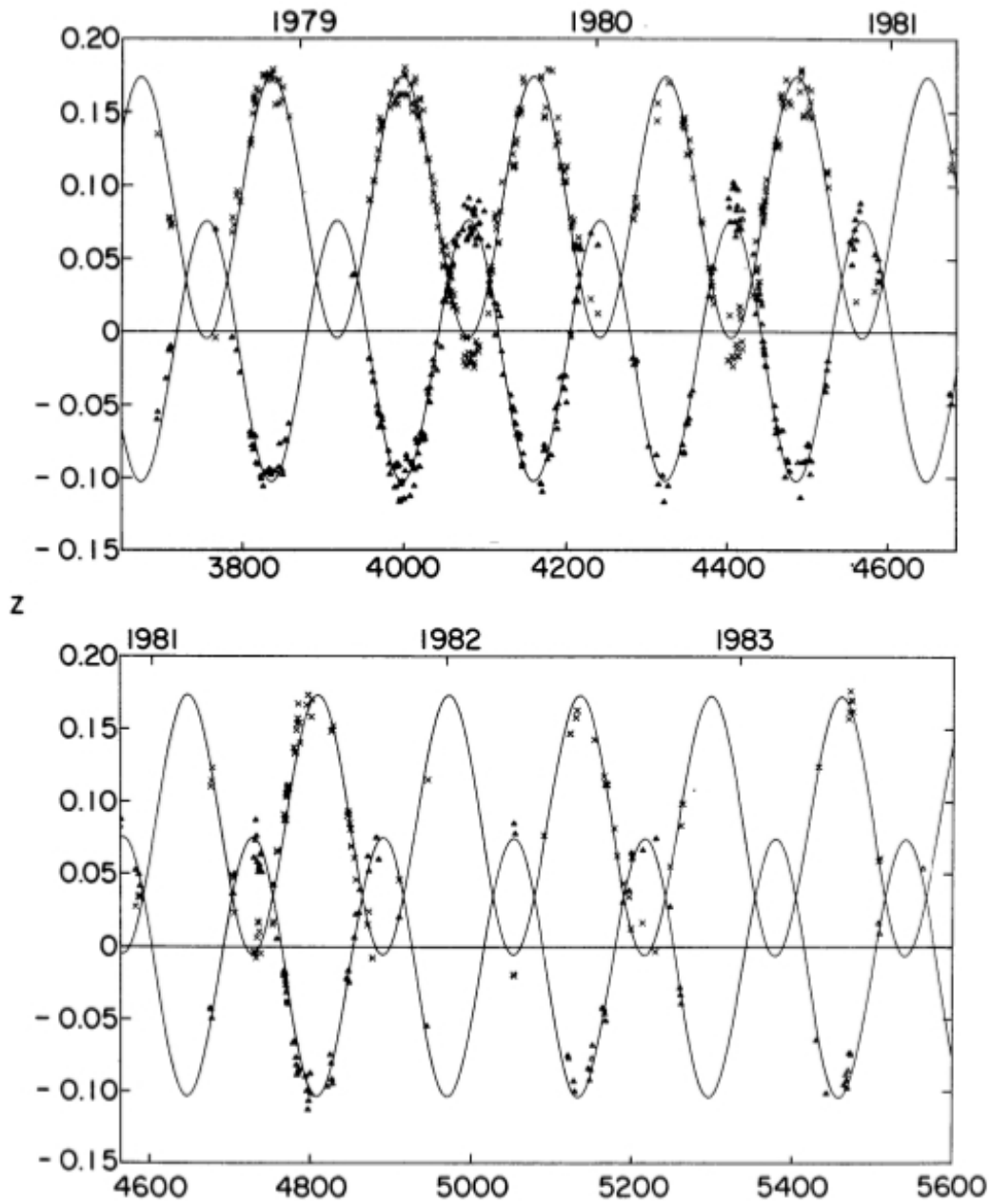


Figura 2.6: [5] Nel piano *giorni* – *z* sono rappresentati i punti sperimentali raccolti in 450 notti. Ad essi si sovrappone il best fit descritto dalla formula (2.7).

$t_0 = (2443562.27 \pm 0.39) JD$ (per comodità riportiamo anche il giorno corrispondente nel nostro calendario: 22 febbraio 1978 alle ore 18:29)

Confrontando le posizioni dei punti sperimentali nel grafico in 2.6 con l'equazione (2.7) prevista dal modello cinematico non si può non rendersi conto di un significativo accordo fra i due.

Da questa analisi abbiamo anche ricavato la velocità di ciascun getto, ognuno in verso opposto all'altro. Senza deludere le previsioni di moti relativistici si ottiene un modulo di $0.26 c$ che corrisponde a $78000 \frac{km}{s}$. Eppure non è questo il valore che noi sperimentiamo, perché non siamo osservatori frontali rispetto alla direzione dei getti.

Evidentemente essendo ora nota β risulta altresì determinato il fattore di Lorentz $\gamma = 1.035$.

Giustificazione dell'elevata velocità media

In una sezione precedente abbiamo sollevato la questione concernente il cospicuo valore di $12000 \frac{km}{s}$ inferito per la velocità media. Siamo ora in possesso degli strumenti richiesti per superare quello che è stato il maggior scoglio interpretativo di SS 433.

Ogni atomo espulso dal getto ha in sé l'equivalente di un orologio: la frequenza della radiazione da lui emessa qualora un suo elettrone venga diseccitato; parallelamente potremmo parlare della corrispondente lunghezza d'onda. Ormai sappiamo che i getti eiettano il gas a $0.26 c$ e visto che la dilatazione del tempo dipende dalla velocità dell'“orologio”, è immediato valutare un effetto di dilatazione del $4\% = \gamma - 1$. Ci troviamo quindi nel regime del Doppler trasversale il quale provoca un redshift sistematico pari al 4% della velocità della luce, ovvero proprio $12000 \frac{km}{s}$.

Per tener conto di ciò nell'equazione del modello cinematico (2.7) compare il termine $1 + z = \gamma(\beta \cos \theta \cos i + 1)$ che causa uno spostamento positivo in ordinata, esso è infatti la materializzazione dell'effetto Doppler trasversale mostrato in (2.5) e che riportiamo qui per evidenziare la somiglianza con il termine considerato: $1 + z = \gamma(1 + \beta \cos \eta)$.

È proprio la generalità della dilatazione del tempo a rendere costante il valore del redshift trasversale, che difatti si presenta come il “punto zero” per gli spostamenti delle righe.

2.4 SS 433: un sistema binario

Grazie al modello cinematico siamo riusciti ad inserire la maggior parte dei dati in un quadro teorico consistente. Tuttavia ancora una questione fondamentale rimane aperta: quali processi governano l'evoluzione del nostro sistema? Resta infatti da capire quali siano le componenti di SS 433 e come queste interagiscano a formare i getti relativistici osservati.

Quanto ci è già noto è che la retta congiungente i getti descrive un cono completo in 164 *giorni* attorno ad un asse di rotazione: così si presenta il meccanismo della precessione. Ciò che, invece, ci manca è la dinamica di tale precessione.

2.4.1 Evidenze di un secondo periodo

Abbiamo già studiato spettri in cui l'attenzione è stata focalizzata sulle linee "mobili"; contrapposto a queste ultime vi è il vasto set di righe che non presentano un così intenso spostamento Doppler: viene infatti chiamato lo spettro "stazionario". Anch'esso è dominato da linee d'emissione della serie di Balmer e dell'He I.

Durante il 1979 al Dominion Astrophysical Observatory canadese Crampton e collaboratori si occuparono di un'analisi più dettagliata dello spettro "stazionario", in particolare studiarono le righe $H\alpha$, $H\beta$ e He I con una risoluzione di 2 Å. Ne ricavarono una nuova informazione: le linee "stazionarie" non sono del tutto a riposo, bensì anche loro subiscono uno spostamento ciclico in lunghezza d'onda.

Fu prontamente ottenuto che il periodo implicato era di 13.1 *giorni*. Avevano infatti a disposizione le osservazioni corrispondenti a 7 cicli consecutivi e in ciascuno di essi vi era una stessa modulazione delle lunghezze d'onda. La nuova periodicità trovata indusse il gruppo di ricerca a considerare SS 433 come sistema binario. Nonostante questo successo [6] [7] non furono da subito in grado di ricavare la velocità orbitale coinvolta dal complesso profilo delle righe $H\beta$ (e $H\alpha$) riportato in figura 2.7.

Fu tuttavia possibile una stima della velocità dell'intero sistema nel suo moto galattico: $\sim 70 \frac{km}{s}$. Tale velocità è dunque quella effettiva dell'oggetto SS 433 ed il suo valore questa volta è coerente con il limite imposto dalla velocità di fuga dalla Via Lattea.

Conferme dalla banda X

Il primo telescopio dedicato ad immagini a raggi X montato su satellite è l'Osservatorio Einstein (HEAO-2): una missione durata dal 1978 al 1981. In relazione al nostro sistema l'obiettivo primario è stato quello di analizzare i due lobi nella

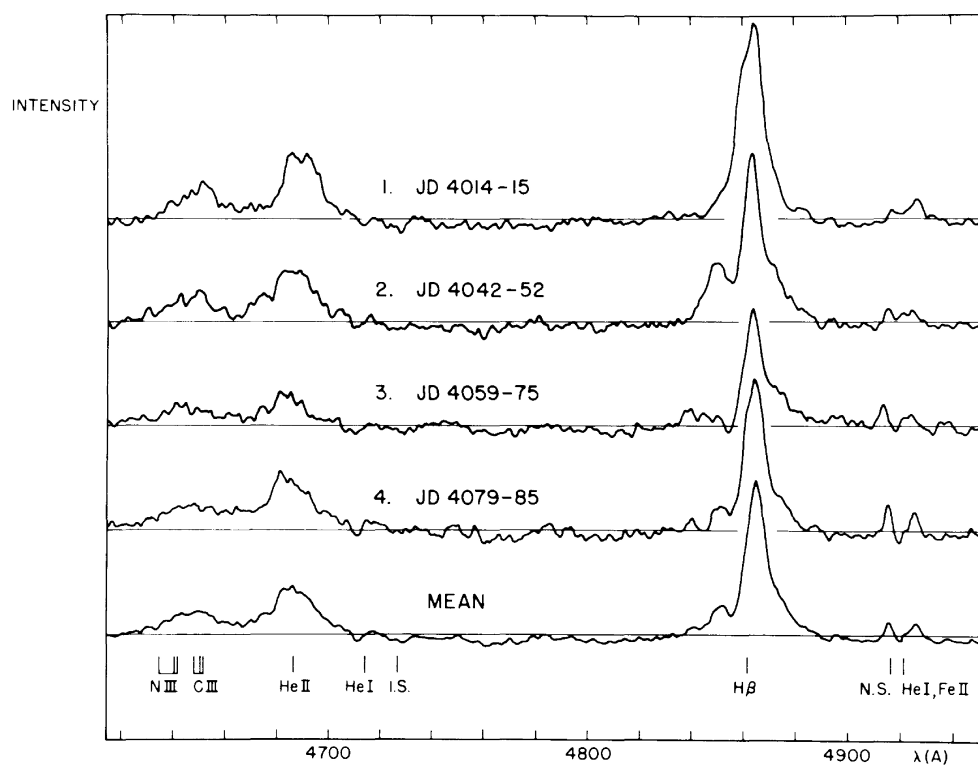


Figura 2.7: [6] Quattro spettri successivi che mostrano l'evoluzione del profilo di $H\beta$. L'ultimo è la media su tutto l'intervallo dove vengono anche identificate le caratteristiche principali delle linee.

banda X, tuttavia è stato possibile condurre anche il primo studio di lungo termine della sorgente centrale.

Grindlay, dello Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, nel suo articolo [8] riporta quattro flare ben distinguibili grazie alla presenza di picchi nello spettro. Di questi, due hanno anche la fortuna di avere la corrispettiva misura radio, effettuata in maniera indipendente da altri ricercatori [9].

Per ognuna delle quattro curve di luce i dati del tasso di conteggi all'interno delle diverse bande energetiche sono stati computati in un periodo di prova di 11 – 14 *giorni* ed analizzati col metodo del χ^2 . Il plot del χ^2 in relazione alla distribuzione del periodo evidenzia un massimo al valore 13.06 *giorni*, avvalorando così l'ipotesi del secondo periodo.

2.4.2 La natura binaria

La necessità dapprima di avere un meccanismo capace di spiegare la precessione ed in secondo luogo quella d'individuare una valida fonte di materia in grado di alimentare i getti hanno indotto i ricercatori a formulare l'ipotesi di un oggetto compatto in un sistema binario stretto; anche guidati dall'analogia con le binarie X, dove una stella di neutroni o buco nero insieme alla compagna di sequenza principale producono raggi X tramite il processo di accrescimento in cui materia della compagna viene guidata dal campo magnetico fino ai poli della compatta.

La scoperta di una periodicità di 13 *giorni* nella velocità radiale dello spettro “stazionario” fornisce una solida conferma di questa descrizione, poiché viene per l'appunto interpretata come il periodo di rivoluzione.

La nostra sorgente peculiare è composta da una stella compatta, la primaria, e da un'altra meno evoluta, la secondaria, organizzate in un sistema binario (si veda la figura 2.8). Apparentemente questa sembra essere una configurazione abbastanza comune, infatti circa il 50% delle stelle appartiene ad un sistema binario [10]. In molte situazioni la distanza interstellare è tale da rendere sostanzialmente indipendente l'evoluzione delle due, tuttavia questo non è il caso di SS 433. Spesso infatti è possibile trattare il sistema come composto di due punti materiali interagenti gravitazionalmente, classico problema dei due corpi. D'altro canto quando le due masse sono vicine, relativamente alle loro dimensioni lineari, tale approssimazione non è più attuabile. Infatti la descrizione newtoniana della gravità possiede una dipendenza dalla distanza, perciò diverse accelerazioni gravitazionali agiscono sulle parti di un corpo esteso e questo produce i cosiddetti effetti differenziali dei campi gravitazionali.

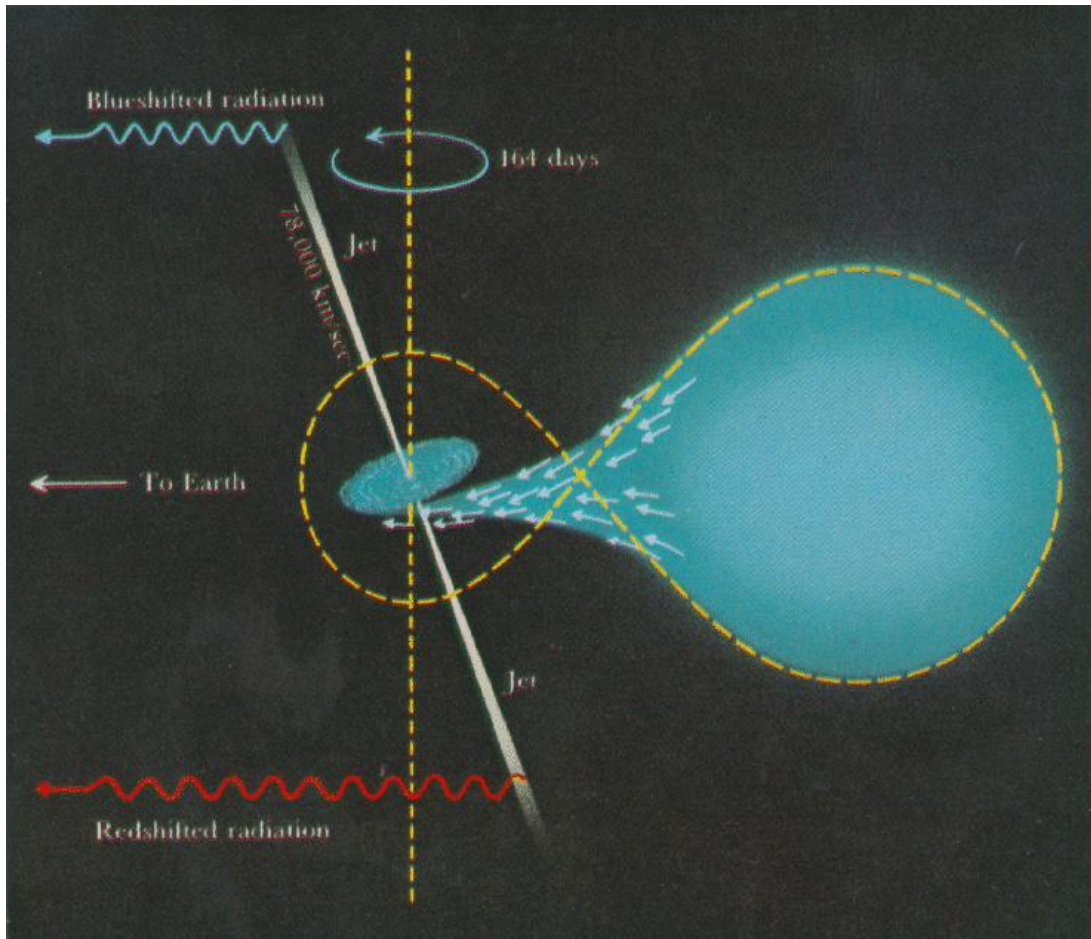


Figura 2.8: Sistema binario SS 433. È evidenziata la linea equipotenziale che delimita i due lobi di Roche; da notare che la stella secondaria riempie il proprio lobo di Roche. Sono anche rappresentati i dei due getti descriventi un cono attorno all'asse.

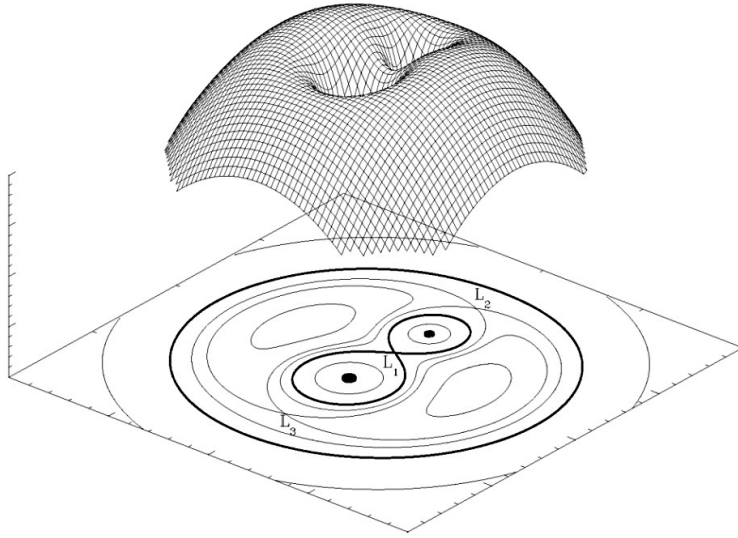


Figura 2.9: Forma del potenziale efficace di un sistema binario. Sono anche segnati tre punti lagrangiani di equilibrio. Nel piano $x - y$ abbiamo il piano dell'orbita in cui vengono evidenziate le curve equipotenziali, mentre in z l'intensità del potenziale.

Ponendoci in un sistema di riferimento solidale corotante con le due stelle che abbia l'origine nel loro centro di massa, siamo in grado di esprimere un potenziale efficace composto da quello gravitazionale e centrifugo; un tipico andamento di questo potenziale è mostrato in figura 2.9. Il punto lagrangiano interno L_1 costituisce un punto d'equilibrio instabile, difatti è un punto di stazionarietà a sella come si evince anche dal grafico. Questo si trova nell'intersezione della linea equipotenziale critica “a otto” che separa due regioni: una regione lontana nella quale il campo tende ad essere quello generato dalle due stelle concentrate del centro di massa e le due regioni vicine dove le singole masse stellari dominano con il proprio campo.

Confrontando le dimensioni delle stelle con quelle dei rispettivi lobi di Roche siamo in grado di classificare SS 433 come sistema binario stretto semi-staccato (la figura 2.10 ce ne mostra un esempio), infatti la secondaria riempie il proprio lobo e questo permette alla sua materia superficiale di oltrepassare il punto lagrangiano L_1 per poi spiraleggiare ed essere catturata dalla compagna. Un simile spostamento di massa è un fenomeno che può autoalimentarsi, siccome la diminuzione di quest'ultima comporta anche il rimpicciolirsi del lobo di Roche della stella medesima. Tale trasferimento è alla base del processo che realizza il disco di accrescimento attorno alla primaria compatta.

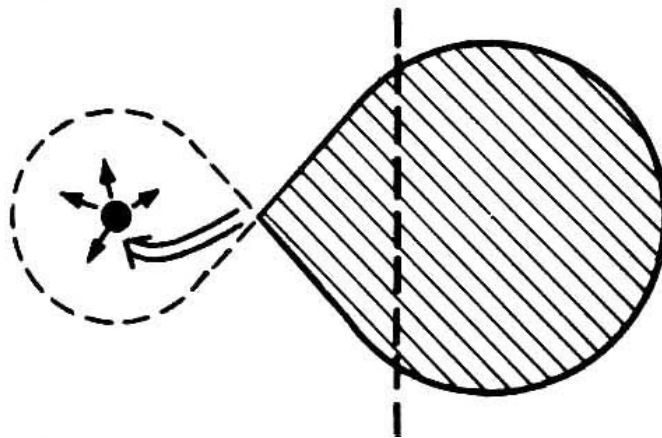


Figura 2.10: La stella secondaria riempie il proprio lobo di Roche.

2.4.3 Il disco di accrescimento

La sezione precedente ha mostrato l'essenza binaria di SS 433 e come questa porti naturalmente ad introdurre un disco d'accrescimento. La sua presenza genera un innato piano di simmetria, ortogonali al quale troviamo i due getti che partendo dalla stella compatta si estendono in versi opposti.

Mantenendo sempre la perpendicolarità osserviamo i due lobi descrivere un cono, tuttavia è solamente il riflesso della precessione del disco. Difatti è quest'ultima a causare la rotazione dei getti e non vice versa.

Il meccanismo con il ruolo di motore della precessione coinvolge una grandezza che esprime il tempo medio in cui una certa componente studiata permane in un dato comparto, essa descrive il livello di dinamicità di un sistema in equilibrio dinamico: il suo nome è tempo di residenza. Tale processo prevede un breve tempo di residenza della materia nel disco d'accrescimento, il che permette allo stesso disco di seguire il moto di precessione della stella compagna disallineata. Proprio per il fatto che il disco è soggetto alla stella secondaria il meccanismo è stato battezzato "slaved precession" [5].

Inoltre si ritiene che il disco sia estremamente viscoso per permettere una rapida trasmissione dell'oscillazione dalla regione esterna, dove un significativo momento meccanico è applicato a causa del maggiore braccio, alla zona centrale da cui la materia è eiettata con velocità relativistica.

Anche stime delle dimensioni sono state realizzate ottenendo un rapporto semispessore/raggio di $\frac{2}{3}$ da cui si evince il notevole spessore del disco; invece, la lunghezza ricavata è dell'ordine di 10^7 km, un valore confrontabile con la distanza delle due stelle.

2.4.4 Produzione dei getti

Il meccanismo di accrescimento garantisce alla primaria continuamente nuova energia, la quale si trasforma in energia interna della zona centrale. L'innalzamento di temperatura induce la materia ad espandersi lungo la direzione di minor resistenza. Nel nostro caso di disco magnetizzato essa è l'asse di rotazione del sistema. Ecco dunque la formazione di due getti in versi opposti.

In questo modo abbiamo delineato macroscopicamente la produzione dei getti, tuttavia manca ancora una spiegazione intima del processo. Possiamo d'altra parte ritrovarla nel contesto della teoria magnetoidrodinamica: una disciplina fondata sul principio di trattare la dinamica dei plasmi come quella di sistemi collettivi fluidi con la peculiarità di possedere conducibilità elettrica che li rende dunque soggetti alle interazioni elettromagnetiche.

Nel 1982 Blandford e Payne proposero un modello per la fenomenologia dei getti relativistici. Il meccanismo magneto-centrifugo prevede la presenza di un disco d'accrescimento magnetizzato sul piano ortogonale al momento angolare. Tale campo magnetico e la rotazione differenziale del disco stesso sono impiegati per incanalare una parte dell'energia proveniente dall'attività di accrescimento nei getti stessi. Infatti le linee di campo magnetico risultano congelate nel plasma dotato di alta conducibilità e quest'ultimo è così in grado di abbandonare la sorgente centrale seguendo le linee di campo polari.

Il fenomeno consiste nell'emissione in maniera collimata della materia delle zone più interne superficiali, la quale contiene momento angolare e quantità di moto. Un corollario è anche la spiegazione della perdita da parte del disco di momento angolare, la qual cosa favorisce l'accrescimento.

2.5 Osservazioni radio

Come iniziarono i primi studi intensivi nella banda radio si realizzò che una parte significativa del flusso era spazialmente estesa alla scala di alcuni secondi d'arco. Le indagini del Very Large Array coprono un'area sufficientemente vasta da rendere osservabile l'effettiva traiettoria del materiale radio emittente. È difatti possibile vedere la morfologia evolvere nei giorni e formare una configurazione cosiddetta a "cavatappi" (figura 2.11).

2.5.1 Consistenza del modello cinematico

Interpretando questa conformazione come dovuta alla balistica della materia eiettata dai due getti in precessione, si può costruire un modello radio equivalente a

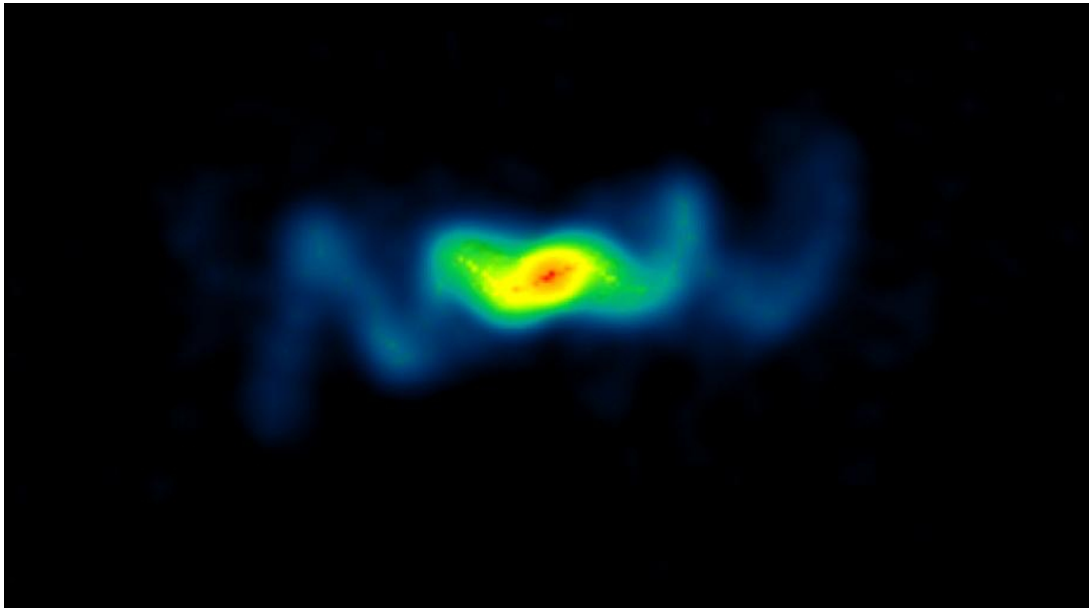


Figura 2.11: Immagine radio di SS 433 che mostra l'avvitamento dei getti dovuto alla loro rotazione. Ottenuta nel 2004 tramite il VLA durante 10 ore d'osservazione.

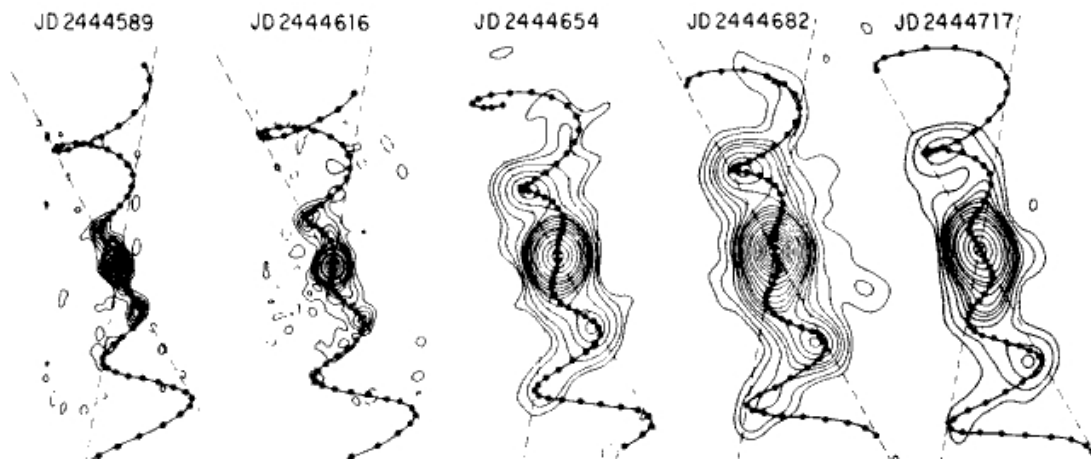


Figura 2.12: Cinque stadi dell'evoluzione dei getti nell'arco di 128 giorni ottenuti da osservazioni del VLA nel 1980-1981.

quello cinematico realizzato nell'ottico. Un gruppo di ricerca [11] [12] si è anche occupato di riformularlo in funzione dei dati radio ottenendo così una notevole compatibilità dei parametri liberi nei due casi. È questa la conferma più elegante del modello cinematico.

La sostanziale differenza è che ora le osservazioni ci rendono direttamente disponibile la struttura su larga scala assunta dal gas espulso, dunque non è più necessario ricostruirne il moto come, invece, è stato fatto in precedenza.

Nella figura 2.12 è mostrato il progresso dei getti radio in un intervallo di tempo che copre poco meno di un periodo.

2.6 La prima microquasar

Finora è stata taciuta un'analogia che risultò presto evidente a chi studiò il sistema SS 433.

2.6.1 Quasar: richiami

Quasi l'1% delle galassie denuncia un'attività fortemente al di sopra delle altre, tanto che esse raggiungono luminosità superiori anche di un fattore 10^3 rispetto alle galassie normali. Tale loro condizione è coerentemente interpretata essere uno stadio evolutivo di assai breve durata attraversato da tutte le galassie, probabilmente una prima fase di collasso. In effetti ciò risulta consistente con la loro bassa percentuale numerica.

I quasar rientrano in questa classe di galassie attive, che tuttavia all'osservazione ottica si presentano come oggetti di apparenza stellare, di qui il nome "QUASi-stAR". Sull'iniziare degli anni '60 furono individuate molte di queste sorgenti, tutte caratterizzate da un forte eccesso nell'ultravioletto. La peculiarità maggiore dei quasar tuttavia rimane il loro elevato redshift dovuto all'espansione dell'universo, il che li pone a distanze cosmologiche.

2.6.2 Un'analogia extragalattica

Sebbene fra le dimensioni lineari dei due sussista un ragguardevole fattore di 10^6 , la modalità in cui i quasar manifestano la loro serrata attività energetica ha degli importanti nessi con SS 433, tanto che per esso è stato coniato il termine microquasar.

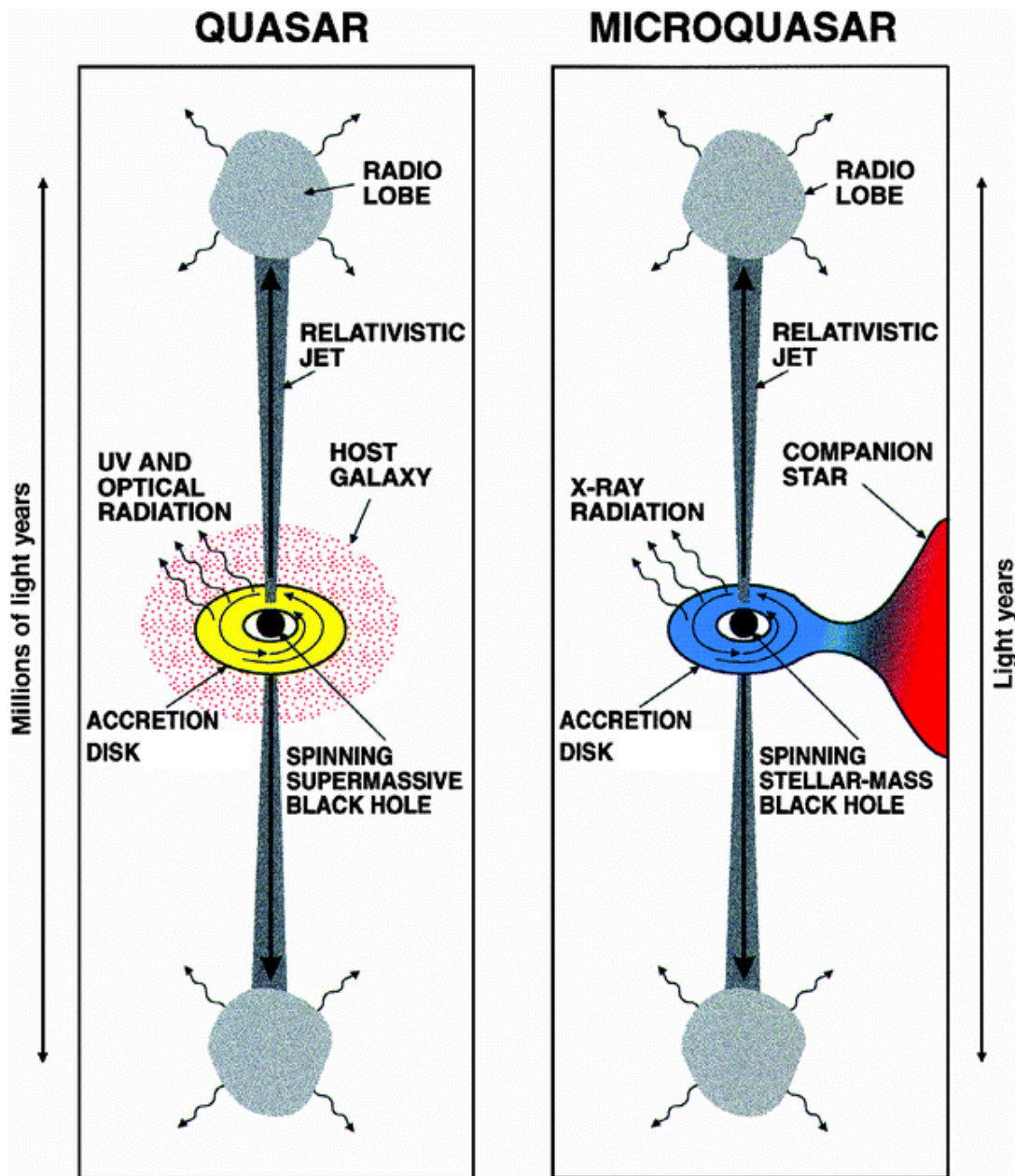


Figura 2.13: Analogie morfologiche tra quasar (sinistra) e microquasar (destra).

Sono entrambi dotati di getti relativistici che si estendono dalla regione centrale e quest'ultima è sempre una componente compatta. Tuttavia nei quasar non abbiamo un "normale" oggetto collassato ma un buco nero supermassiccio. Nell'uno e nell'altro l'emissione di materia dal centro è alimentata dal circostante disco di accrescimento: per i quasar abbiamo materiale galattico che grazie al proprio momento angolare si stabilisce su orbite quasi kepleriane, mentre nel nostro sistema il disco ha per fonte la stella secondaria. La figura 2.13 riassume queste affinità. Per di più il meccanismo magneto-centrifugo illustrato in precedenza è stato concepito in prima istanza per spiegare i getti osservati proprio nei quasar, solamente in un secondo momento è stato sfruttato in relazione a SS 433. Queste somiglianze tra i due potrebbero rivelarsi preziose poiché, costituendo SS 433 per alcuni aspetti un quasar in miniatura, esso potrebbe fornire spiegazioni di meccanismi intimi che per le distanze cosmologiche dei quasar ci risulterebbero preclusi.

Capitolo 3

Considerazioni

L'intento di questo lavoro è stato quello di inserire le peculiari osservazioni di SS 433 in un quadro consistente che potesse renderne ragione alla luce della fisica coinvolta nel sistema.

Da ultimo si evidenzieranno alcuni aspetti che tutt'oggi non sono pienamente compresi.

3.1 Relazione con W50

W50 è una nebulosa della costellazione dell'Aquila e si dà per certo essere il resto di una supernova esplosa 20000 *anni* fa. È questa una regione di intense emissioni radio diffuse che si estende per 45 minuti d'arco nella sua dimensione lineare maggiore [5], i quali alla distanza del nostro sistema corrispondono a 65 *pc*.

Diversamente dalla solita simmetria sferica W50 possiede due lobi allungati (mostrati in figura 3.1) che le conferiscono una struttura più simile ad un ellissoide, a causa di tale forma è anche nota come nebulosa del Lamantino.

Come risulta anche dall'immagine radio 3.1, al centro della nebulosa vi è una sorgente intensa che in effetti corrisponde con SS 433. La posizione centrale di questo oggetto stellare collassato porterebbe naturalmente ad avanzare l'ipotesi di un'associazione con la regione W50. Un argomento ancor più valido è il significativo allineamento tra l'asse maggiore della nebulosa e l'asse di precessione dei getti di SS 433, fra i due infatti sussiste solamente una differenza dell'ordine di 1° . In letteratura più studiosi hanno difatti esposto l'idea secondo cui la grande emissione d'energia cinetica proveniente dai due getti possa aver influenzato la struttura della nebulosa.

Tuttavia quanto esposto costituisce unicamente delle prove indiziarie e non delle

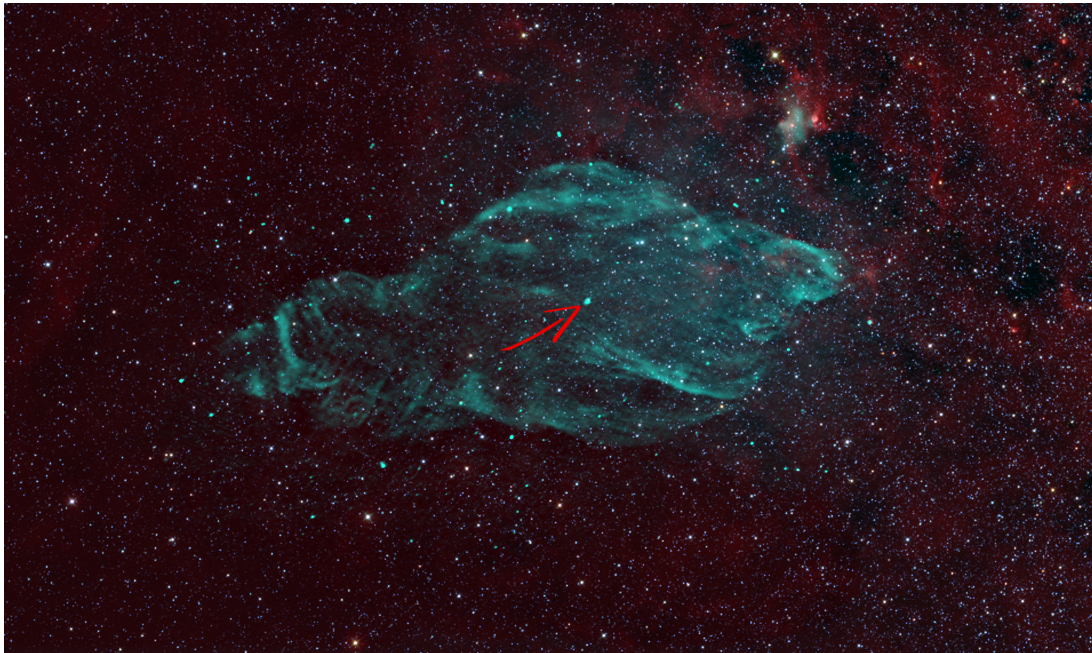


Figura 3.1: Immagine radio della nebulosa W50. È indicata la posizione centrale di SS 433 che corrisponde al punto brillante nel mezzo.

certezze in grado di mettere un punto fermo all'associazione in questione. Ben pochi resti di supernova hanno avuto la fortuna di essere direttamente osservati all'atto della deflagrazione come la nebulosa del Granchio nel 1054.

3.2 Buco nero o stella di neutroni?

L'emissione di raggi X e la velocità relativistica d'eiezione dei getti richiede la presenza di un oggetto collassato. D'altro canto determinare se si tratti di un buco nero oppure di una stella di neutroni è tutt'altra questione.

Ad esempio un classico test per identificare una stella di neutroni è studiarne la rapida variabilità come accade nelle pulsar, tuttavia nessuna pulsazione del genere è stata riscontrata in alcuna frequenza.

Una pubblicazione del 2004 [13] riporta uno studio basato sulla stella secondaria e la sua funzione nell'accrescimento, suggerendo per essa una stella di tipo A di massa $(10.9 \pm 3.1) M_{\odot}$. Il gruppo, invece, sostiene che il valore di $(2.9 \pm 0.7) M_{\odot}$ determinato per la massa cumulativa del disco e della primaria risulti compatibile sia con una stella di neutroni sia con un buco nero. Tuttavia propongono quest'ultimo poiché essi assumono come parametro di partenza un disco di piccola massa,

contrariamente ad altri ricercatori.

Ancora l'interrogativo sulla natura della componente compatta resta un problema aperto; d'altra parte le prime righe che Carrol & Ostlie [14] scrivono a proposito del nostro sistema sono tuttora attuali: «SS 433, uno dei più bizzarri oggetti noti agli astronomi».

Bibliografia

- [1] Katherine Brundell e Michael Bowler. «Symmetry in the changing jets of SS 433 and its true distance from us». In: *The Astrophysical Journal* (2004).
- [2] Bruce Margon. «The bizarre spectrum of SS 433». In: *Scientific American* (1980).
- [3] Anthony French. *Special relativity*. Nelson, 1968.
- [4] Bruce Margon. «Relativistic jets in SS 433». In: *Science* (1982).
- [5] Bruce Margon. «Observations of SS 433». In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* (1984).
- [6] D. Crampton, A. Cowley e J. Hutchings. «The probable binary nature of SS 433». In: *The Astrophysical Journal* (1980).
- [7] D. Crampton e J. Hutchings. «The SS 433 binary system». In: *The Astrophysical Journal* (1981).
- [8] J. Grindlay et al. «The central X-ray source in SS 433». In: *The Astrophysical Journal* (1984).
- [9] E. Seaquist et al. «Simultaneous radio and X-ray activity in SS 433». In: *The Astrophysical Journal* (1982).
- [10] Attilio Ferrari. *Stelle, galassie e universo*. Springer, 2011.
- [11] R. Hjellming e K. Johnston. «Structure, strength, and polarization changes in radio source SS 433». In: *Nature* (1981).
- [12] R. Hjellming e K. Johnston. «An analysis of the proper motions of SS 433 radio jets». In: *The Astrophysical Journal, Letters to the Editor* (1981).
- [13] T. Hillwing et al. «Identification of the mass donor star's spectrum in SS 433». In: *The Astrophysical Journal* (2004).
- [14] Bradley Carroll e Dale Ostlie. *An introduction to modern astrophysics*. Pearson, 2007.