

Studio degli effetti della fotoionizzazione nelle HMXBs

Lorenzo Ducci

Università degli Studi dell'Insubria, Como - IASF-INAF, Milano

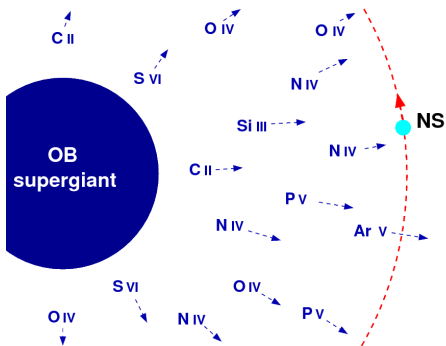
AstroSiesta
5 Novembre 2009



Caratteristiche del vento

HMXBs: stella massiva ($M > 10 M_{\odot}$) + oggetto compatto (NS o BH). Luminosità X è prodotta dall'accrescimento sulla stella compatta della materia persa dalla stella compagna:

$$\text{Luminosità X: } L_x \simeq \frac{GM_x}{R_x} \dot{M}_{\text{accr}}$$



Ioni che contribuiscono maggiormente all'accelerazione del vento ($T_{\text{eff}} = 20000 \text{ K}$):

S III
C II
C III
Fe III
Ar V
S VI
N V
P V

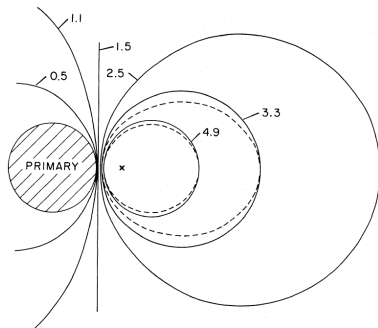
....

Fotoionizzazione nelle HMXBs

Definizione del *parametro di ionizzazione* ξ (erg cm s^{-1}):

$$\xi \equiv \frac{L_x}{nr_x^2}$$

(Tarter, Tucker e Salpeter 1969)



Hatchett e McCray (1977)

- L_x : luminosità X NS;
- n : densità atomica numerica;
- r_x : distanza dalla NS;

Forma delle superfici $\xi = \text{cost.}$: $\frac{L_x}{n_x D^2} q \equiv \xi$

dove:

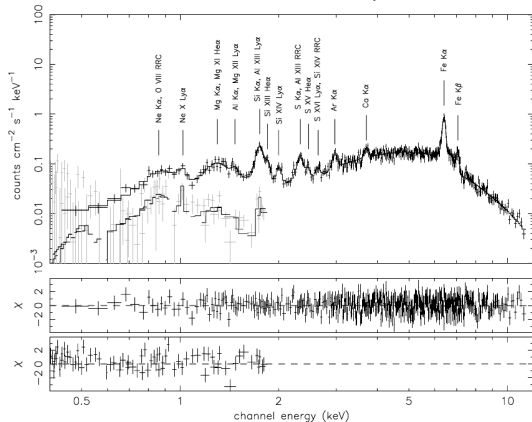
- n_x : densità all'orbita della NS;
- D : distanza NS-supergigante;

$$\bullet \quad n = n_x \left(\frac{D}{r_*} \right)^2 \left(\frac{1 - R_p/D}{1 - R_p/r_*} \right)^\beta ;$$

$$\bullet \quad q = \left(\frac{r_*}{r_x} \right)^2 \left(\frac{1 - R_p/r_*}{1 - R_p/D} \right)^\beta$$

Evidenza della fotoionizzazione negli spettri X:

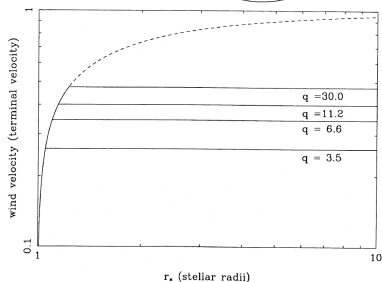
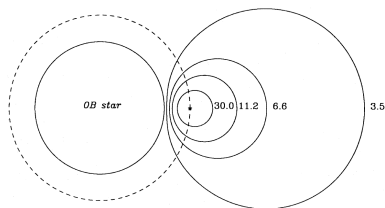
La fotoionizzazione del vento prodotta dall'emissione X dell'oggetto compatto del sistema è osservabile negli spettri X delle HMXBs (in particolare durante le eclissi):



(van der Meer et al. 2005)

Spettro *XMM-Newton*/EPIC (e RGS) durante l'eclisse di 4U 1700-377: lo spettro mostra diverse righe fluorescenti di emissione e linee di ricombinazione.

Come la fotoionizzazione X modifica le proprietà del vento



Profilo di velocità:

$$v(r) = v_{\infty} \left(1 - \frac{R_{OB}}{r - r_x} \right)^{\beta}$$

poiché $r_x \longleftrightarrow \xi$ ($\xi \equiv \frac{L_x}{nr_x^2}$),

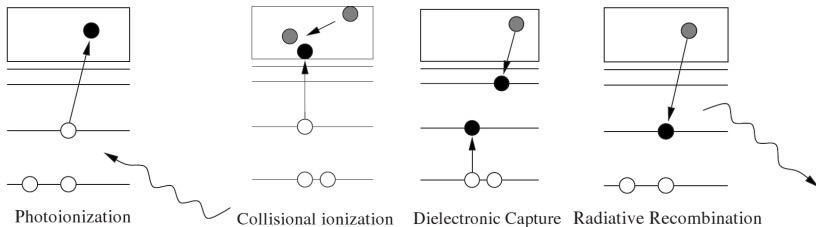
\implies fotoionizzazione modifica accrescimento sull'oggetto compatto

$\implies L_x$ è modificata.

Tempo scala

$$\frac{dn_z}{dt} = - n_z \int_{E_{th}}^{\infty} dE \frac{F_E}{E} \sigma_z(E) - n_e n_z C_z(T_e) + n_e n_{z+1} \alpha_{z+1}$$

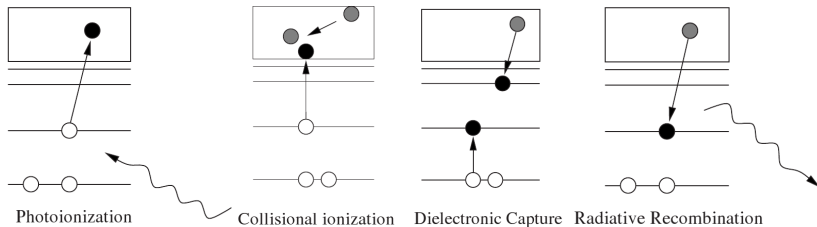
- Photoionization rate
- Collisional ionization rate
- Dielectronic and radiative recombination



Tempo scala

$$\frac{dn_z}{dt} = - n_z \int_{E_{th}}^{\infty} dE \frac{F_E}{E} \sigma_z(E) - n_e n_z C_z(T_e) + n_e n_{z+1} \alpha_{z+1}$$

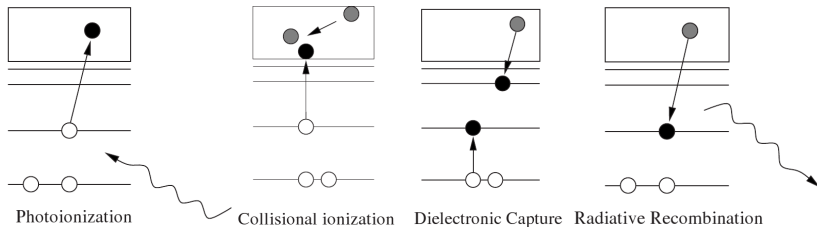
- Photoionization rate
- Collisional ionization rate
- Dielectronic and radiative recombination



Tempo scala

$$\frac{dn_z}{dt} = - n_z \int_{E_{th}}^{\infty} dE \frac{F_E}{E} \sigma_z(E) - n_e n_z C_z(T_e) + n_e n_{z+1} \alpha_{z+1}$$

- Photoionization rate
- Collisional ionization rate
- Dielectronic and radiative recombination



Tempo scala

- Sezione d'urto della fotoionizzazione $\sigma_z(E)$:
eq. (1) in Verner et al. (1996), ApJ 465, 487;
parametri dell'equazione: <http://www.pa.uky.edu/~verner/photo.html>
- Calcolo dei coefficienti C_z Collisione ioni – elettroni:
eq. (3) di Cox & Tucker 1969, ApJ 157, 1157;
parametri dell'equazione: Lotz (1967), ApJS 14, 207L.
- Calcolo dei coefficienti della ricombinazione dielettronica e della ricombinazione radiativa α_z , utilizzando i parametri e le equazioni riportate nell'articolo:
Aldrovandi & Pequignot (1973), A&A 25, 137
e:
Aldrovandi & Pequignot (1976), A&A 47, 321.

Tempo scala fotoionizzazione:

$$t_{scala} \approx 10^2 - 10^3 \text{ s} \approx t_{flare}$$

Fotoionizzazione innescata da un flare: risultato preliminare

Dall'equazione differenziale:

$$\frac{dn_z}{dt} = -n_e n_z C_z - n_z \frac{L_x}{r_x^2} \int_{E_{th}}^{\infty} dE \frac{S(E)}{E} \sigma_z(E) + n_e n_{z+1} \alpha_{z+1}$$

è possibile ottenere $r_x \equiv r_x(t)$

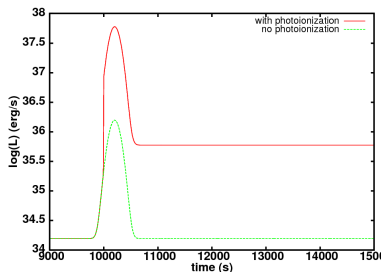
quindi:

- $v(r) = v_{\infty} \left(1 - \frac{R_{OB}}{r - r_x(t)}\right)^{\beta} \Rightarrow v_{rel}(t)$

- $R_{accr}(t) = \frac{2GM}{v_{rel}^2(t)}$

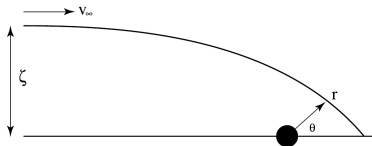
- $\dot{M}_{accr}(t) = \rho v_{rel}(t) \pi R_{accr}^2$

- $\Rightarrow L_x(t) = \frac{GM_{NS}}{R_{NS}} \dot{M}_{accr}(t)$

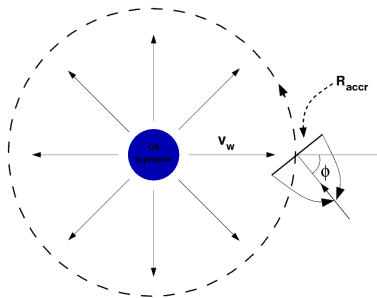


Area di accrescimento in sistemi binari stretti

$$\begin{cases} \ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = -\frac{GM}{r^2} \\ r^2\dot{\theta} = \zeta v_\infty \end{cases}$$



$$r_{accr} \approx \frac{2GM}{v_\infty^2}$$



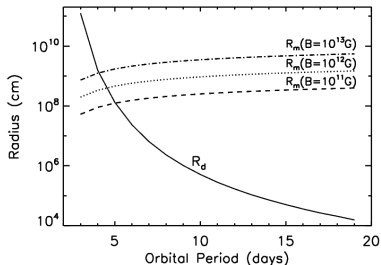
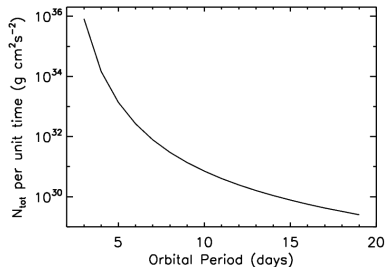
$$v_{NS} = \frac{2\pi a}{P_{orb}}$$

$$v_w = v_\infty \left(1 - \frac{R_p}{r}\right)^\beta$$

$$\vec{v}_{rel} = \vec{v}_{NS} + \vec{v}_w$$

$$\phi = \arctan \frac{v_{NS}}{v_w}$$

Caso 1: vento simmetrico sfericamente con legge di velocità radiale



$$v_w(d) = v_\infty \left(1 - \frac{R_p}{d}\right)^\beta$$

Parametri del sistema binario:

$$M_p = 30 M_\odot$$

$$R_p = 23.8 R_\odot$$

$$M_{NS} = 1.4 M_\odot$$

$$R_{NS} = 10 \text{ km}$$

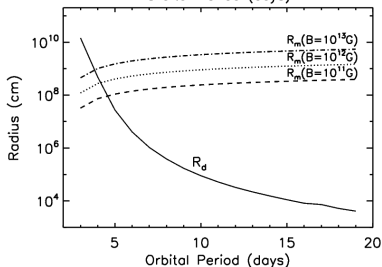
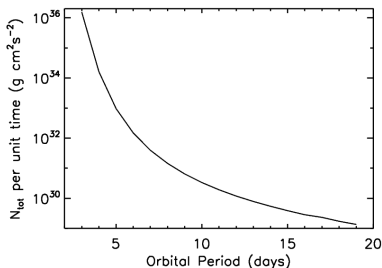
$$e = 0$$

$$\dot{M}_{\text{loss}} = 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$$

$$v_\infty = 1800 \text{ km s}^{-1}$$

$$\beta = 1$$

Caso 2: vento simmetrico sfericamente con velocità radiale costante (fotoionizzazione)



$$v_w(d, R_\xi) = v_\infty \left(1 - \frac{R_p}{d - R_\xi} \right)^\beta$$

$$R_\xi = 2 \times 10^{11} \text{ cm}$$

Parametri del sistema binario:

$$M_p = 30 M_\odot$$

$$R_p = 23.8 R_\odot$$

$$M_{NS} = 1.4 M_\odot$$

$$R_{NS} = 10 \text{ km}$$

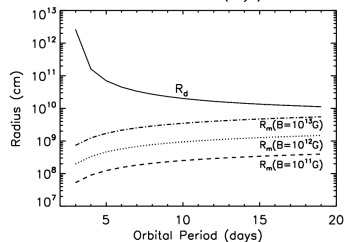
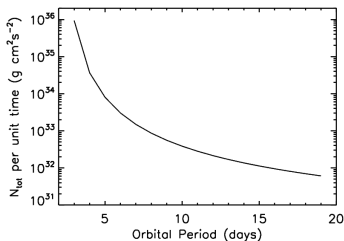
$$e = 0$$

$$\dot{M}_{\text{loss}} = 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$$

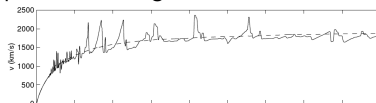
$$v_\infty = 1800 \text{ km s}^{-1}$$

$$\beta = 1$$

Caso 3: vento non omogeneo



Instabilità nel meccanismo di accelerazione del vento produce disomogeneità nel vento e salti di velocità:



(Runacres & Owocki 2002)

$$\begin{cases} p_x < 0 : & v_w(d) = v_\infty \left(1 - \frac{R_p}{d}\right)^\beta \text{ km/s} \\ p_x > 0 : & v_w(d) = v_\infty \left(1 - \frac{R_p}{d}\right)^\beta + 5e7 \text{ km/s} \end{cases}$$

Parametri del sistema binario:

$$M_p = 30 M_\odot$$

$$R_p = 23.8 R_\odot$$

$$M_{NS} = 1.4 M_\odot$$

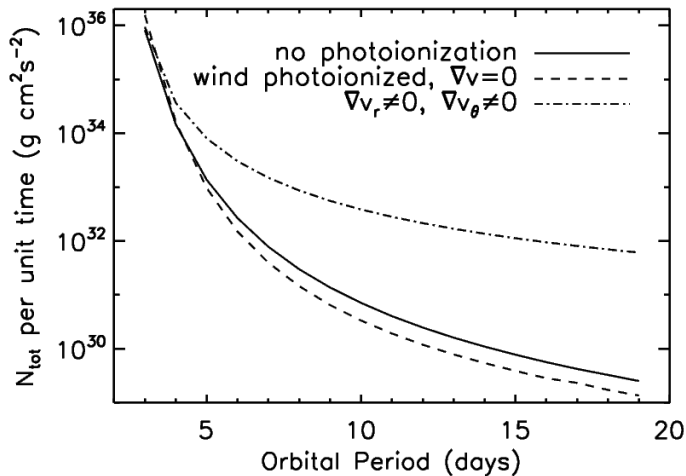
$$R_{NS} = 10 \text{ km}$$

$$e = 0$$

$$\dot{M}_{loss} = 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$$

$$v_\infty = 1800 \text{ km s}^{-1} \quad \beta = 1$$

Confronti



Risultati e conclusioni

Effetti della fotoionizzazione nelle HMXBs:

- Nelle HMXBs con periodo orbitale breve (< 4 giorni) la fotoionizzazione modifica maggiormente l'accrescimento sulla NS (Hatchett & McCray 1977);
- Assumendo vento non omogeneo, nel flare prodotto dall'accrescimento di un clump può comparire una coda dovuta all' "innesco" della fotoionizzazione;

Momento angolare da vento:

- Nuova formula per l'area di accrescimento;
- Dipendenza del momento angolare da vento catturato dalla NS per diversi casi:
 - Vento omogeneo, simmetrico sfericamente, con legge di velocità radiale;
 - Vento fotoionizzato (velocità del vento costante);
 - Vento non omogeneo ($\nabla v_\theta \neq 0$).

applausi

Indice

- 1 Introduzione alle HMXBs
 - Caratteristiche del vento
- 2 Fotoionizzazione del vento non omogeneo nelle HMXBs
 - Parametro ionizzazione ξ
 - Tempo scala
 - Come la fotoionizzazione X modifica le proprietà del vento
- 3 Trasferimento di momento angolare a una stella di neutroni
 - Geometria del processo di cattura del momento angolare
 - Calcolo del momento angolare catturato