

Universität Regensburg  
Fakultät für Physik

Ausbildungsseminar  
Kerne und Sterne - Nukleare Astrophysik

# Röntgenastronomie

Experimentelle Methoden

Bernhard Mendl

19. Juni 2007

## **Inhaltsverzeichnis**

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Eigenschaften von Röntgenstrahlung</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Beobachtung von Röntgenstrahlen</b>	<b>5</b>
3.1	Proportionalitätszähler . . . . .	5
3.2	Szintillationszähler . . . . .	6
3.3	Röntgenteleskop . . . . .	6
<b>4</b>	<b>Röntgenquellen und -phänomene</b>	<b>8</b>
4.1	Supernova-Überreste . . . . .	8
4.2	Low-Mass X-ray Binaries . . . . .	8
4.3	Eddington-Grenze . . . . .	13
4.4	Ausblick auf weitere Objekte . . . . .	14

## 1 Einleitung

Der Sternenhimmel fasziniert die Menschheit seit jeher. Der technische Fortschritt erlaubt immer tiefere Einblicke in das Universum und macht neue Bereiche des elektromagnetischen Spektrums zugänglich. Im Röntgenspektrum sind erst seit wenigen Jahrzehnten Beobachtungen möglich. Im Folgenden werden wir uns einen Überblick über die Beobachtungsmethoden im Röntgenbereich verschaffen und uns einige Phänomene und Objekte daraus ansehen.

## 2 Eigenschaften von Röntgenstrahlung

Röntgenstrahlung ist elektromagnetische Strahlung mit einer Wellenlänge  $\lambda$  im Bereich von 10 nm bis 0,01 nm und liegt zwischen UV-Strahlung und  $\gamma$ -Strahlung. Die zugehörigen Frequenzen  $\nu$  reichen von  $30 \cdot 10^{15}$  Hz bis  $30 \cdot 10^{18}$  Hz. (Die Übergänge zwischen den Spektralbereichen sind natürlich fließend.)

CLASS	FREQUENCY	WAVELENGTH	ENERGY
$\gamma$	300 EHz	1 pm	1.24 MeV
HX	30 EHz	10 pm	124 keV
SX	3 EHz	100 pm	12.4 keV
	300 PHz	1 nm	1.24 keV
EUV	30 PHz	10 nm	124 eV
UV	3 PHz	100 nm	12.4 eV
VIS	300 THz	1 $\mu$ m	1.24 eV
NIR	30 THz	10 $\mu$ m	124 meV
MIR	3 THz	100 $\mu$ m	12.4 meV
FIR	300 GHz	1 mm	1.24 meV
EHF	30 GHz	1 cm	124 $\mu$ eV
SHF	3 GHz	1 dm	12.4 $\mu$ eV
UHF	300 MHz	1 m	1.24 $\mu$ eV
VHF	30 MHz	1 dam	124 neV
HF	3 MHz	1 hm	12.4 neV
MF	300 kHz	1 km	1.24 neV
LF	30 kHz	10 km	124 peV
VLf	3 kHz	100 km	12.4 peV
VF	300 Hz	1 Mm	1.24 peV
ELF	30 Hz	10 Mm	124 feV

Abbildung 1: Das elektromagnetische Spektrum. [Wiki]

Die Energie  $E = h\nu$  der Strahlung liegt ungefähr zwischen 125 eV und 125 keV (pro Photon). Sie ist damit einige 1000 Male größer als die Energie optischer Photonen, die nur wenige Elektronenvolt besitzen. Um Röntgenstrahlung thermisch zu erzeugen, muss die Temperatur der emittierenden „Glühwendel“ nach dem Planck’schen Strahlungsgesetz mehrere Millionen Kelvin betragen. Zum Vergleich: Die Oberflächentemperatur der Sonne beträgt lediglich 5500 K. Bis 1962 glaubten daher nur wenige Astronomen, dass es im Universum derart heiße Objekte gibt, die Röntgenstrahlen in signifikanter Menge erzeugen. Tatsächlich fand man bald darauf eine Unmenge von Objekten, die (z.T. äußerst hell) im Röntgenbereich leuchten.

Je höher die Frequenz der Röntgenstrahlung ist, desto höher ist die Energie des

## 2 Eigenschaften von Röntgenstrahlung

Photons und dessen Eindringtiefe in Materie. Man bezeichnet deshalb niederfrequente (d.h. energiearme) Röntgenstrahlung auch als „weich“ und hochfrequente entsprechend als „hart“.

Wie man in Abb. 2 sieht, ist die Transmission elektromagnetischer Strahlung in der Erdatmosphäre stark frequenzabhängig. Die Linie in der Abbildung gibt die Höhe (rechte Ordinate) in Kilometern an, bei der die Hälfte der aus dem Weltall einfallenden Strahlung absorbiert ist. Die linke Hochwertachse gibt an, welcher Bruchteil der Atmosphäre über einem bestimmten Punkt ist. Da die Dichte der Atmosphäre nach unten zunimmt, ist leicht einsichtig, dass die Strahlung immer stärker absorbiert wird, je näher sie der Erdoberfläche kommt.

Während im Spektrum des sichtbaren Lichts und der Radiowellen „Fenster“ existieren, wo das Licht praktisch vollständig durchgelassen wird, wird Röntgenstrahlung stark absorbiert, und zwar umso stärker, je weicher sie ist. Kosmische Röntgenquellen werden im Bereich von 0,5 keV bis 5 keV Photonenenergie am deutlichsten detektiert. Röntgenstrahlen mit einer Energie von 3 keV werden aber beispielsweise bereits von 10 cm Luft (1 bar) zu 90% gestoppt. Strahlen mit 30 keV können erst ab einer Höhe von 35 km beobachtet werden, 3 keV ab 80 km und 1 keV ab 200 km.

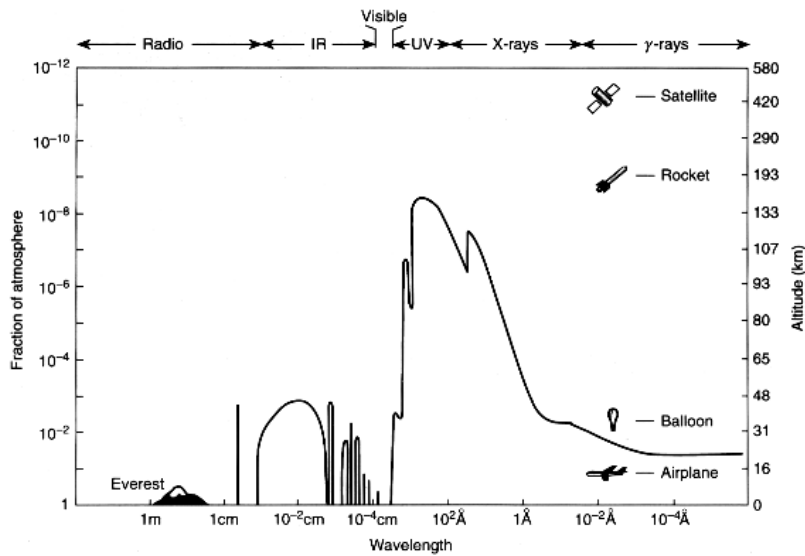


Abbildung 2: Transmission elektromagnetischer Strahlung in der Erdatmosphäre. [ChSe] S. 14

Diese Tatsache stellt Röntgenastronomen vor ein Problem: Es ist nicht möglich oder sinnvoll mit Röntgenteleskopen von der Erdoberfläche zu beobachten. Um im für die Beobachtung wichtigsten Band detektieren zu können, muss man 999999 ppm der Atmosphäre unter sich lassen. In den Anfängen der Röntgenastronomie wurden die Instrumente mit Ballonen oder Raketen in entsprechende Höhen gebracht, heute kreisen mehrere Röntgensatelliten um die Erde.

### 3 Beobachtung von Röntgenstrahlen



Abbildung 3: Beobachtung vom Ballon aus: HIREGS wird für den Start vorbereitet (1993). [Wiki]

## 3 Beobachtung von Röntgenstrahlen

### 3.1 Proportionalitätszähler

Die ersten Röntgendetektoren sind eng mit dem Geiger-Müller-Zähler verwandt, der zum Nachweis von radioaktiver Strahlung verwendet wird. Röntgenstrahlung, die durch ein dünnes Fenster in den Detektor einfällt, ionisiert das darin enthaltene Gas. Die dadurch freigesetzten Elektronen werden in Richtung einer zentralen Anode beschleunigt und erzeugen durch Stoßionisation weitere Elektronen. Wählt man die an der Anode anliegende Spannung nicht zu hoch, ist die Zahl der am Draht eingesammelten Elektronen proportional zur Energie des eingefallenen Röntgenquants.

Um die Winkelauflösung des Zählers zu verbessern, wird vor das Fenster ein Kollimator (Abb. 4) gesetzt. Mit dieser einfachen Maßnahme erreicht man immerhin Auflösungen von ungefähr  $1^\circ$ .

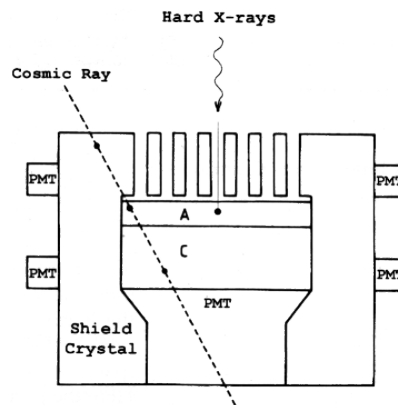


Abbildung 4: Röntgenstrahlen können nur durch den Kollimator in den Proportionalitätszähler einfallen. Kosmische Strahlung, die den Detektor beliebig durchdringen kann, löst Photonen in einem Schildkristall aus, die von Photomultipliern detektiert werden. [ChSe] S. 25

Problematisch bei Proportionalitätszählern ist die Sensitivität für kosmische

### 3 Beobachtung von Röntgenstrahlen

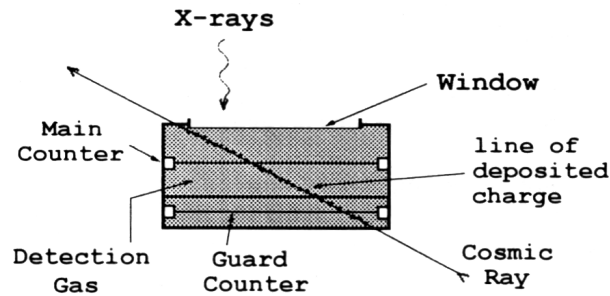


Abbildung 5: Proportionalitätszähler mit Guard Counter. [ChSe] S. 27

Strahlung. Diese besteht aus hochenergetischen Teilchen und kann den kompletten Detektor, ja sogar den ganzen Satelliten, durchdringen und die Messungen verfälschen. Mit verschiedenen Tricks versucht man diese falschen Ereignisse zu erkennen:

- Ein zweiter rundum abgeschlossener Zähler (Guard Counter) reagiert nur auf kosmische Strahlung, nicht auf Röntgenstrahlung.
- Photomultiplier registrieren Photonen, die in einem Schildkristall um den Zähler von kosmischer Strahlung auslöst werden.

Gleichzeitige Ereignisse von Zähler und Guard Counter bzw. Photomultiplier werden kosmischer Strahlung zugeordnet und ignoriert.

### 3.2 Szintillationszähler

Photonen mit Energien über 20 keV können mit Proportionalitätszählern nicht mehr effektiv nachgewiesen werden. Das Gas ist nicht massiv genug, um genügend Photonen abzubremesen. Szintillationszähler bestehen aus NaI- oder CsI-Kristallen, in denen hochenergetische Röntgenstrahlung absorbiert wird. Die absorbierte Energie wird sofort in einem Puls von sichtbarem Licht (Szintillation) abgestrahlt und kann detektiert werden.

### 3.3 Röntgenteleskop

Für Wellenlängen unterhalb von  $1000 \text{ \AA}$  und besonders im Röntgenbereich ist es nicht möglich, normal reflektierende Spiegel und Teleskope zu bauen. Die Wellenlänge erreicht atomare Dimensionen; die Strahlen werden gestreut.

Röntgenstrahlen, die jedoch sehr flach auf glatte Flächen einfallen, werden reflektiert. Man spricht von „streifendem Einfall“. Mit Hilfe der modernen Nanotechnologie ist es heutzutage möglich, äußerst glatte Flächen mit einer Genauigkeit von wenigen Atomlagen herzustellen.

Durch eine geeignete Anordnung von parabolisch und hyperbolisch geformten, ringförmigen Metallspiegeln gelingt es, Röntgenstrahlen zu fokussieren (Abb. 6). Strahlen, die einen größeren Winkel zur Fläche einschließen, werden gestreut. Die Technik des streifenden Einfalls funktioniert bis Energien von 10 keV. Die

### 3 Beobachtung von Röntgenstrahlen

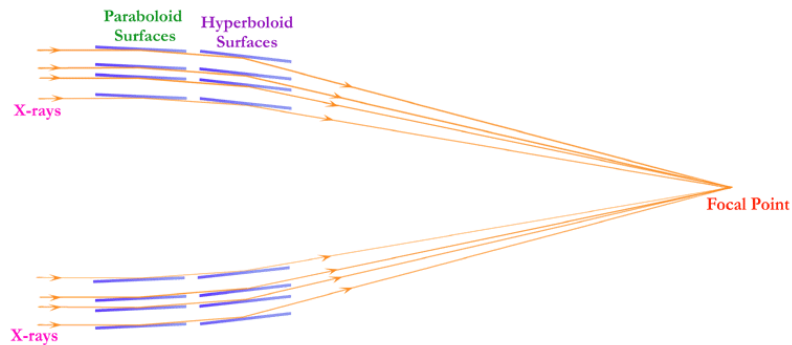


Abbildung 6: Schematischer Aufbau eines Röntgenteleskops. [Har]

meisten Röntgenteleskope beschränken sich auf den Bereich von 0,1-2 keV. Rechnungen von 1960 zeigten, dass die Empfindlichkeit solcher Teleskope  $5 \cdot 10^{-14} \text{ erg/cm}^2\text{s}$  und die Winkelaufösung 2 Bogenminuten betragen und alle bisherigen Detektoren um den Faktor 1000 übertröfen. Die heute erreichbare Winkelaufösung von Chandra betrögt weniger als 1 Bogensekunde.

Ein großer Vorteil von Röntgenteleskopen ist, dass man echte Bilder erzeugen kann, anstatt nur Röntgenquanten zu zählen.

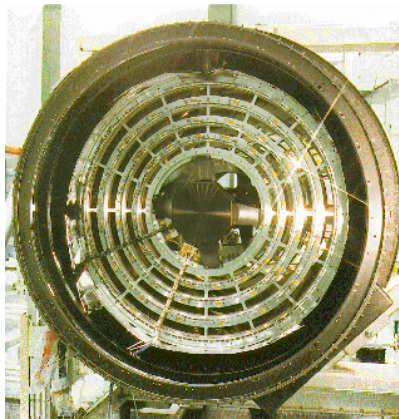


Abbildung 7: Blick in die Öffnung des ROSAT-Teleskops. 4 konzentrische Spiegel bilden das Wolter-Teleskop. Brennweite 2,4 m; Spiegellänge je 50 cm; Durchmesser des größten Spiegels 84 cm; Oberflächenebenenheiten  $< 3 \text{ \AA}$ . [Mpe]

## 4 Röntgenquellen und -phänomene

Wir betrachten nun einige Typen von Röntgenquellen im Universum, untersuchen den Entstehungsmechanismus der Röntgenstrahlung und erklären beobachtete Besonderheiten. Eine vollständige Übersicht oder gar Beschreibung aller Quellen oder Effekte sprengt den Rahmen dieses Vortrags.

### 4.1 Supernova-Überreste

PENDING: Pulsar im Krebsnebel

### 4.2 Low-Mass X-ray Binaries

Low-mass X-ray Binary Stars (LMXB) sind Röntgenstrahlung emittierende Doppelsternsysteme, wobei ein Stern ein kompaktes Objekt (Weißer Zwerg, Neutronenstern, Schwarzes Loch) ist. Der Begleitstern hat eine geringe Masse von weniger als zwei Sonnenmassen. Die geringe Masse führt zu einer langen Lebensdauer und zu einer schwachen Leuchtkraft. LMXBs sind deshalb im optischen Bereich schwer zu beobachten. Im Röntgenbereich leuchten sie jedoch sehr hell. Wie wir später sehen werden, ist für die Entstehung der Röntgenstrahlung ein Massetransfer vom Begleitstern zum kompakten Objekt verantwortlich.

Aufgrund der geringen Masse des Begleiters ist der Sternenwind zu gering, um damit die beobachtete Strahlung zu erklären. Der ausschlaggebende Mechanismus ist Akkretion: Überschreitet der Begleitstern sein Roche-Lobe (tropfenförmige Linie in Abb. 8), z.B. weil er sich zum Roten Riesen aufbläht, kann er Masse über den Lagrange-Punkt  $L_1$  (Taille des „Achters“) an seinen Partner verlieren. Das doppelt tropfenförmige Roche-Lobe enthält die Punkte, an denen sich die Gravitationskräfte der beiden Himmelskörper gegenseitig aufheben. Das (Effektiv-)Potentialgebirge in der Abbildung veranschaulicht, dass Masse bei  $L_1$  in die Potentialmulde des Partners überfließen kann.

Aufgrund der Drehimpulserhaltung kann die Masse nicht direkt auf das kompakte Objekt fallen, sondern bildet eine sog. Akkretionsscheibe aus. Mit der Zeit stürzt die Masse auf Spiralbahnen auf das kompakte Objekt. Die freiwerdende Gravitationsenergie wird in Form von Strahlung abgegeben.

#### Strahlung durch Akkretion

Die Leuchtkraft  $L$  eines kompakten Objektes mit Masse  $M$ , Radius  $R$  und einer Akkretionsrate  $\dot{M} = \frac{dM}{dt}$  ist gegeben durch

$$L = G \frac{M\dot{M}}{R},$$

wobei  $G$  die Gravitationskonstante ist. Hierbei wird angenommen, dass praktisch die gesamte Energie in der Nähe der Oberfläche des kompakten Objekts freigesetzt wird. Nimmt man  $M = 1 M_\odot$ , so ist nur  $\dot{M} = 10^{-8} M_\odot a^{-1}$  notwendig, um eine Leuchtkraft von  $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$  zu erzielen.



#### 4 Röntgenquellen und -phänomene

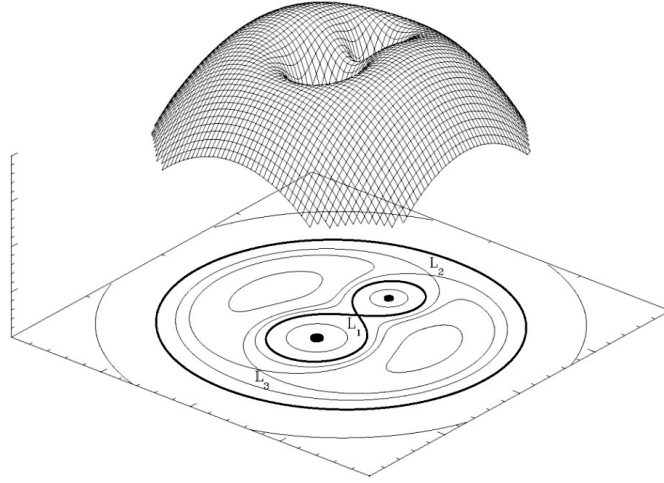


Abbildung 8: Roche-Potential, Roche-Lobe und 3 Lagrange-Punkte. [Wiki]

Die Energieerzeugung durch Akkretion ist mit bis zu 42 % „Wirkungsgrad“ wesentlich effektiver als Kernfusion mit 0,1–1 %. Als Wirkungsgrad definiert man den Quotienten aus freigesetzter Strahlungsenergie  $E_{\text{rad}}$  (= Gravitationsenergie) und Ruheenergie der akkretierten Masse  $dM$ :

$$\eta = \frac{E_{\text{rad}}}{dMc^2} = \frac{GM}{Rc^2}.$$

Neutronensterne haben einen Wirkungsgrad  $\eta$  von ungefähr 10 %, Schwarze Löcher von 6–42 % und Weiße Zwerge von nur 0,1 %. Weiße Zwerge lassen sich auf diese Weise ziemlich sicher durch ihre schwache Röntgenstrahlung erkennen.

#### **Einfluss der Akkretionsscheibe**

Beobachtet man LMXBs, stellt man eine Reihe von unterschiedlichen Effekten fest, die letztlich alle durch die Akkretionsscheibe verursacht werden. In Abb. 9 (unten) sind neben einer unregelmäßig modulierten Grundintensität schmale, hohe Bursts und tiefe Dips sichtbar. (Anhand dieser Abbildung wird klar, dass erdnahe Satelliten wie z.B. LEO nicht in der Lage sind, alle Feinheiten vernünftig aufzuzeichnen, da sie nicht lückenlos beobachten können.)

Je nach Winkel der Erde zur Rotationsebene des LMXBs, beeinflusst die Akkretionsscheibe die beobachtbare Röntgenstrahlung:

Bei Inklinationen um  $90^\circ$  (d.h. in der Rotationsebene) erwartet man, dass der Begleitstern die Röntgenquelle periodisch verdeckt. Tatsächlich ist jedoch die Akkretionsscheibe so dick, dass die Quelle immer unsichtbar ist. Lediglich Röntgenstrahlung, die am Sternenwind gestreut oder durch die heiße Korona des kompakten Objektes erzeugt wird, kann (mit der erwarteten periodischen Bedeckung) beobachtet werden.

Im Bereich von  $60^\circ$ – $80^\circ$  ist es möglich „über den Rand“ der Akkretionsscheibe auf das kompakte Objekt zu blicken. Die periodische Bedeckung durch den Begleiter liefert die tiefen, scharf begrenzten Dips in Abb. 9. Da die Scheibe

#### 4 Röntgenquellen und -phänomene

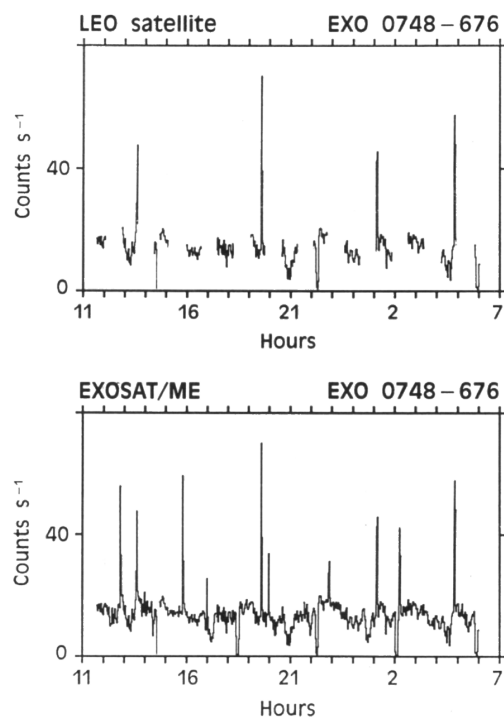


Abbildung 9: Beobachtung des LMXBs EXO0748-676 durch EXOSAT (unten) und das mögliche Aussehen einer fiktiven Beobachtung durch LEO (oben). [ChSe] S. 192

#### 4 Röntgenquellen und -phänomene

keinen glatten Rand besitzt, ist die „Grundintensität“ nicht konstant, sondern liefert ein Bild von der Unregelmäßigkeit des Randes. Vor allem der Materiefluss vom Begleiter ist beim Eintreffen an der Scheibe für Verformungen des Randes verantwortlich.

Bei Inklinationen kleiner als  $60^\circ$  sieht man direkt auf die Röntgenquelle und erhält kaum oder gar keine Modulationen durch den Begleiter oder die Akkretionsscheibe.

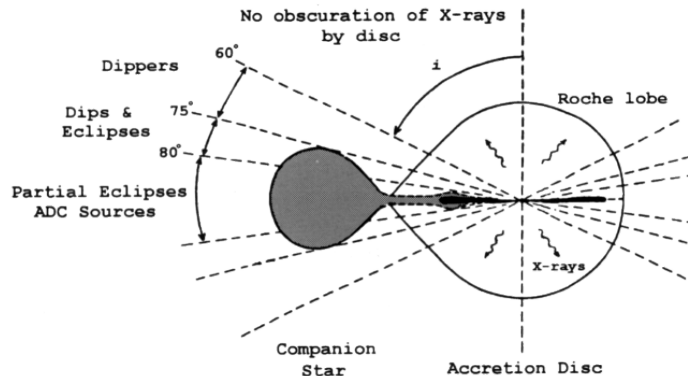


Abbildung 10: Einfluss von Begleitstern und Akkretionsscheibe auf beobachtbare Röntgenstrahlung. [ChSe] S. 190

Die steilen Flanken der nur 8 Minuten dauernden Dips von EXO0748-676 deuten auf eine sehr kleine Ausdehnung des kompakten Objektes hin. Bei anderen Objekten (z.B. X1822-371) beobachtet man deutlich flachere Flanken. Außerdem sind die durch den Akkretionsscheibenrand aufgeprägten Modulationen viel weicher. Dies rührt daher, dass dort die zentrale Quelle niemals sichtbar ist, und die Röntgenstrahlung von einem ausgedehnten Bereich (der Korona) emittiert wird.

#### Bursts

Wenden wir uns nun den schmalen, hohen Peaks, den sog. Bursts, zu: Akkretierter Wasserstoff lagert sich auf der Oberfläche eines Neutronensterns (mit einer Dicke von ca. 1 m) ab und verbrennt dort laufend zu Helium. Die mit der Zeit anwachsende Heliumschicht erreicht schließlich einen kritischen Punkt und fusioniert schlagartig zu Kohlenstoff. Der Prozess des Heliumbrennens ist instabil, deshalb entstehen die beobachteten kurzen und starken Röntgen-Bursts. Weiterer Wasserstoff wird akkretiert, und der Vorgang beginnt von neuem. Die Zeit zwischen zwei Bursts liegt typischerweise bei drei Stunden, die Bursts selbst dauern nur wenige Sekunden. Mit Einsetzen eines Bursts steigt die Temperatur an der Oberfläche schlagartig auf  $30 \cdot 10^6$  K und sinkt innerhalb von Sekunden auf unter  $18 \cdot 10^6$  K, um dann auf „Normaltemperatur“ abzuklingen. Die bei den Bursts gemessene Strahlung entspricht Schwarzkörper-Strahlung.

Für das Auftreten von Bursts muss sich Materie auf der Oberfläche ansammeln. Objekte, bei denen derartige Bursts auftreten, müssen deshalb Neutronensterne sein. Schwarze Löcher sind auf jeden Fall ausgeschlossen, weil diese keine Oberfläche besitzen – zumindest nicht außerhalb des Ereignishorizonts.

#### 4 Röntgenquellen und -phänomene

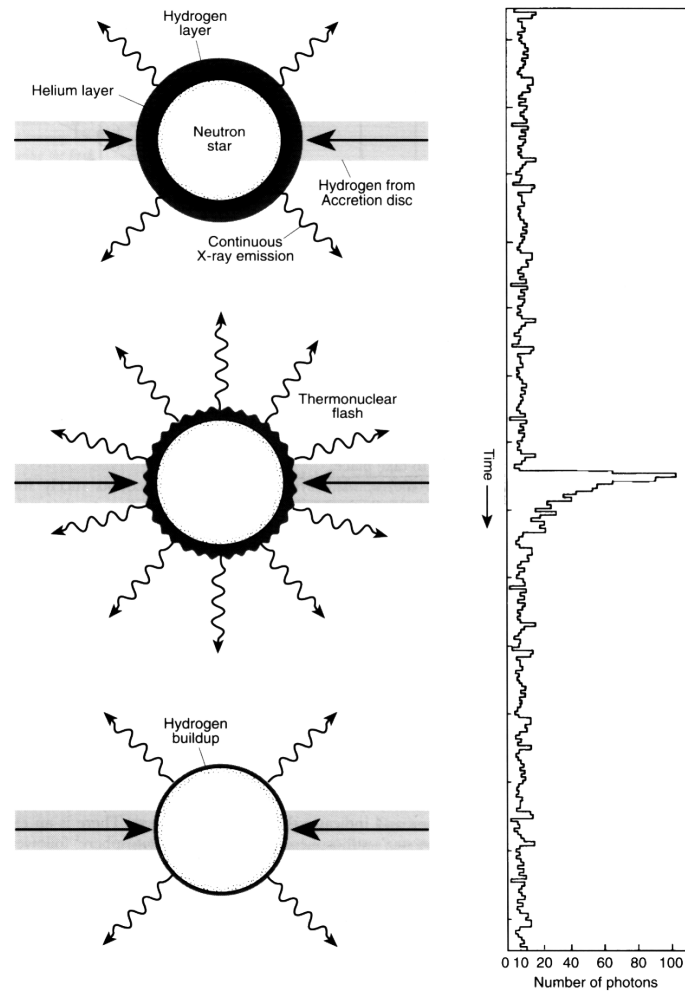


Abbildung 11: Schema eines Röntgen-Bursts. [ChSe] S. 201

### 4.3 Eddington-Grenze

Wenn Licht an Materie streut, wird ein Druck auf diese Materie ausgeübt. Meistens ist dieser Effekt sehr klein, bei sehr hohen Photonenflüssen ist aber eine spürbare Auswirkung denkbar. Tatsächlich gibt es Doppelsternsysteme (und andere Objekte), wo der Strahlungsdruck so gross werden kann, dass er die Akkretion von Materie zeitweise unterdrückt. Diese Grenze, wo sich Strahlungsdruck und Gravitation die Waage halten, nennt man Eddington-Grenze, die zugehörige Leuchtkraft Eddington-Leuchtkraft.

Wir betrachten ein kompaktes Objekt der Masse  $M$ , das seine Leuchtkraft  $L$  durch Akkretion von Materie erzeugt. Wir nehmen der Einfachheit halber an, dass das Objekt sphärisch-symmetrisch in alle Richtungen gleichmäßig leuchtet. Der Energiefluss  $F(r)$  ist bei einer Entfernung  $r$  gegeben durch

$$F(r) = \frac{L}{4\pi r^2}.$$

Für den Photonenimpuls  $p$  gilt  $p = \frac{E}{c}$ . Der Impulsfluss  $F_{\text{Imp}}(r)$  ist demnach

$$F_{\text{Imp}}(r) = \frac{L}{4\pi r^2 c}.$$

Er stellt den Strahlungsdruck dar und übt, je nach Wirkungsquerschnitt, eine abstoßende Kraft auf die umgebende Materie aus. Die umgebende Materie sei ionisierter Wasserstoff. Der Querschnitt der Elektronen ist der sog. Thomson-Querschnitt  $\sigma_0$

$$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2.$$

Da die Masse eines Protons  $m_p$  ca. 1800-mal größer ist als die Elektronenmasse  $m_e$ , ist der Querschnitt der Protonen vernachlässigbar. Die abstoßende Kraft  $K_{\text{rad}}$  der Strahlung wird deshalb vom Elektronenquerschnitt dominiert:

$$K_{\text{rad}} = \frac{L\sigma_0}{4\pi cr^2}.$$

Die anziehende Gravitationskraft  $K_{\text{grav}}$  hingegen wird von der Protonenmasse dominiert:

$$K_{\text{grav}} = G \frac{Mm_p}{r^2},$$

wobei  $G$  die Gravitationskonstante ist.

Unter der Annahme, dass Elektronen und Protonen elektrostatisch aneinander „gebunden“ sind, erhalten wir im Gleichgewicht  $K_{\text{rad}} = K_{\text{grav}}$ , d.h. an der Eddington-Grenze, die Eddington-Leuchtkraft  $L_E$ :

#### 4 Röntgenquellen und -phänomene

$$L_E = \frac{4\pi c G m_p}{\sigma_0} \cdot M = 1,3 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{ erg s}^{-1}$$

Dies bedeutet, dass z.B. ein Neutronenstern von 1,5 Sonnenmassen keine *dauerhafte* Leuchtkraft von mehr als  $2 \cdot 10^{38}$  erg/s erzeugen kann. Trotz der vielen vereinfachenden Annahmen (isotrope Abstrahlung, sphärisch-symmetrische Akkretion, Masse nur aus Wasserstoff, „Bindung“ von Elektronen und Protonen) ist die Eddington-Grenze mit Sicherheit von Bedeutung für die Erzeugung von Röntgenstrahlung bei kompakten Objekten.

PENDING: Beispiel, Anwendung

#### 4.4 Ausblick auf weitere Objekte

PENDING

## Literatur

- [ChSe] Philip A. Charles, Frederick D. Seward:  
*Exploring the X-ray Universe*.  
University Press, Cambridge, 1995.
- [Roe] Siegfried Röser u.a.:  
*From Cosmological Structures to the Milky Way* (Bd. 18) in *Reviews in Modern Astronomy*.  
WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2005
- [WWW] A. Weigert, H. J. Wendker, L. Wisotzki:  
*Astronomie und Astrophysik*, 4. Auflage.  
WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2005
- [Eva] <http://parsnip.evansville.edu/thesis/html/node18.html>:  
*Eddington Limit*.  
Besucht am 14. Juni 2007.
- [Har] <http://chandra.harvard.edu/>:  
*Chandra :: About Chandra :: Telescope System*.  
Besucht am 13. Juni 2007.
- [Mpe] <http://www.mpe.mpg.de/xray/>:  
*X-ray Astronomy*.  
Besucht am 13. Juni 2007.
- [Mue] Andreas Müller, <http://www.mpe.mpg.de/~amueller/lexdt.html>:  
*Lexikon der Astrophysik*.  
Besucht am 13. Juni 2007.
- [Wiki] <http://en.wikipedia.org/>  
Alle Seiten besucht am 12. Juni 2007.