

ODYLIO DENYS DE AGUIAR

TURMA DE 1978

(15)

ESTUDO DA EMISSÃO E RECEPÇÃO DE RAIOS-X PROVENIENTES DE SISTEMAS  
BINÁRIOS ESTELARES CERRADOS

TRABALHO DE GRADUAÇÃO

Orientação do Dr. Walter Demétrio Gonzalez Alarcon (INPE)  
Dra. Alícia Luiza Clua de Gonzalez (INPE)  
e Dr. José Pantuso Sudano

DIVISÃO DE ELETRÔNICA

Ao  
professor  
Mario Schönberg  
epal  
25/12/82

CDU 1257-31

SÃO JOSÉ DOS CAMPOS  
CENTRO TÉCNICO AEROSPAÇIAL  
INSTITUTO TECNOLÓGICO DE AERONÁUTICA  
1978

ESTUDO DA EMISSÃO E RECEPÇÃO DE RAIOS-X PROVENIENTES DE SISTEMAS  
BINÁRIOS ESTELARES CERRADOS

Esta publicação foi aceita como Relatório Final de Trabalho de Graduação.

São José dos Campos, 20 de novembro de 1978

Odylio Denys de Aguiar

Walter D. Gonzalez Alarcón

Alicia C de S. M.  
(Alicia C. de Gonzalez)

José Antonio S. S. S.

W. B. S.  
Chefe da Divisão de Eletrônica

## AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Walter Gonzalez e à Dra. Alícia Gonzalez pela valiosa orientação e apoio, ao Dr. Pantuso pelo seu importante auxílio e ao MSc. Jerônimo Oswaldo Dias Jardim que colaborou sobremaneira na parte dos detetores. Fica, também, um agradecimento especial à minha mulher Dorothy, que datilografou este trabalho.

## RESUMO

O trabalho consiste numa introdução ao estudo da emissão e recepção de raios-X cósmico. Foi dividido em três partes; a primeira versa sobre a evolução estelar, dando consistência às hipóteses necessárias para focar a segunda parte, sobre processo de emissão de raios-X cósmico. A terceira e última parte cuida do instrumental e técnicas de detecção da referida radiação.

## INDICE

	Página
CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO .....	1
CAPÍTULO II - ESTRELAS DE GRANDES DENSIDADES .....	3
2.1 - Formação estelar .....	3
2.2 - Fase estelar .....	7
2.3 - Fase final estelar .....	13
CAPÍTULO III - SISTEMAS BINÁRIOS CERRADOS (ESTRELAS EXTREMAMENTE PRÓXIMAS) .....	20
CAPÍTULO IV - EMISSÃO DE RAIOS-X PROVENIENTES DE SISTEMAS BINÁRIOS .....	26
4.1 - Processos de emissão .....	26
4.1.1 - Estrela supermassiva (Buraco Negro) .....	26
4.1.2 - Sistemas binários .....	26
4.1.3 - Pulsars .....	27
4.2 - Modelo teórico para a emissão de raios-X em sistemas binários cerrados .....	29
4.3 - Utilização do modelo para os dados atualizados de estrelas compactas observadas ...	45
4.3.1 - Cen X-3 (3U1118-60) .....	45
4.3.2 - Cyg X-1 (3U1956+35) .....	46
4.3.3 - SCO X-1 (3U1617-15) .....	48
4.3.4 - 3U0352+30 .....	50
4.3.5 - SMC X-1 (3U0115-73) .....	50
4.3.6 - Dados de outras fontes de raios-X	52
CAPÍTULO V - TÉCNICAS INSTRUMENTAIS PARA A OBSERVAÇÃO DE RAIOS-X CÔSMICO .....	57

5.1 - Histórico .....	57
5.2 - Problema do local de detecção .....	58
5.3 - Transporte de detetores e apontamento ...	59
5.4 - Interações fotônicas .....	62
5.5 - Detetores	
5.5.1 - Contadores proporcionais .....	66
5.5.2 - Contadores por cintilação .....	70
5.5.3 - Detetores de estado sólido .....	72
5.5.4 - Detetores fotoelétricos .....	74
5.5.5 - Colimadores .....	74
5.5.6 - Telescópios de raios-X .....	78
5.6 - Técnicas de rejeição de "ruído de fundo" (Background) .....	80
5.7 - Espectrometria .....	83
5.8 - Técnicas eletrônicas de manipulação de dados .....	85
5.9 - Observatório astronômico de alta energia	87
5.10 - Perspectivas brasileiras .....	88
 BIBLIOGRAFIA .....	 89
 APÊNDICE - PROGRAMA PARA FORNECER DADOS NUMÉRICOS DE ACORDO COM AS EQUAÇÕES DO MODELO THORNE-NOVIKOV (1973) ...	  91

## CAPÍTULO I

### INTRODUÇÃO

O objetivo principal deste trabalho é o tratamento do problema de emissão de Raios-X de fontes no espaço cósmico. Obviamente, temos que situar, primeiramente, quais seriam estas fontes de Raios-X responsáveis por tais emissões. Se procurarmos em estrelas, quer em sua fase "Protoestelar", na sua fase na "Sequência Principal" ou mesmo nas suas derradeiras fases na região das Gigantes, não encontraremos uma temperatura na superfície das mesmas que possa ser responsável por emissão de Raios-X. Precisaríamos de cerca de alguns milhões de graus Kelvin para a emissão de Raios-X e a temperatura da superfície das estelas naquela fase, mesmo das Super Gigantes da Sequência Principal, não ultrapassam umas poucas dezenas de milhares de graus. É bem verdade que este milhões de graus são encontrados no interior das estrelas, porém o plasma das superfícies das estrelas funciona como matéria opaca à irradiação vinda do interior. Logo a emissão de radiação será proveniente da temperatura da superfície que é insuficiente para produzir Raios-X.

Entretanto, voltando a atenção para o último estágio da vida das estrelas, encontraremos-las relativamente frias, porém possuindo uma grande densidade de matéria. Sozinha é incapaz da emissão de altas frequências, mas com um grande fluxo de material plasma sendo acelerado pelo seu intenso campo gravitacional, isto torna-se possível. O material plasma, em quantidades apreciáveis, seria facilmente fornecido por uma estrela "normal" de preferência Supergigante que, estando bem próxima da companheira de alta densidade, teria percentagem significativa do seu "vento estelar" capturado pela companheira ou até mesmo, diretamente, parte de sua matéria superficial fluindo em direção à estrela.

Um intenso campo gravitacional, responsável por esta produção do Raio-X só é possível existir com a presença de uma grande quan

tidade de massa aglutinada a uma alta densidade, de sorte que esta mas sa ocupe um pequeno volume e possa criar intenso campo próximo da sua superfície, a uma pequena distância do seu centro. Tais condições sõ são encontradas em estrelas frias de alta densidade que já esgotaram seu combustível termo nuclear.

Dividiremos a exposição em três fases. A primeira abor darã a evolução da vida de uma estrela, desde a sua formação ã sua con dição de grande densidade. A segunda, o problema de sistemas binários cerrados (estrelas extremamente próximas). A terceira, o enfoque do pro blema de emissão de raios-X, com a abordagem especial para sistemas bi nários. O modelo de Thorne-Novikov (1973) é utilizado para fornecer re sultados teóricos, dando margem a discussão diante de uma confrontação com dados observados anteriormente. Para finalizar abordaremos num úl timo capítulo os instrumentos típicos de recepção de raios-X e seus aspectos observacionais.

## CAPÍTULO II

### ESTRELAS DE GRANDES DENSIDADES

#### 2.1 - FORMAÇÃO ESTELAR

Independente a uma expansão cósmica pelo afastamento das galáxias entre si, cada uma delas sofria um processo de condensação própria, provocada por forças gravitacionais locais geradas pela sua matéria componente. A condensação implicava numa diminuição do volume da galáxia, e juntamente com uma rotação inicial, numa aceleração de Coriolis, que manifestava um aumento desta rotação. Este aumento da velocidade angular das camadas interiores seria motivo de acabar levando-a a um equilíbrio entre a força gravitacional e a centrífuga de rotação. Porém as camadas mais externas passaram a ter uma rotação diferente das interiores pois não tinham sido aceleradas até o ponto que a matéria, que já havia se aproximado do centro, chegara. Daí forças dissipativas surgiam da velocidade tangencial relativa das diferentes camadas centradas no centro da galáxia. Estas forças de origem magnéticas acabavam por aumentar a temperatura de toda a massa e evitar o ponto de equilíbrio gravitacional-centrífugo, levando a galáxia a uma continuação do processo de condensação. Concomitantemente ocorriam condensações isoladas de matéria dentro da galáxia. Estas condensações dariam origem as primeiras estrelas ou estrelas de primeira geração.

Inicialmente eram apenas regiões de densidade levemente maior que a da nuvem galáctica, assim como nuvens mais densas. Grosseiramente no seu centro estaria se definindo uma massa de densidade ainda maior, da ordem de  $3 \times 10^{11}$  átomos por  $\text{cm}^3$  ocupando um volume de cerca de  $10^{15}$   $\text{cm}^3$ , pouco maior que a escala atual do nosso sistema planetário e cerca de 10.000 vezes o raio atual do sol, que é  $6,96 \times 10^{10}$   $\text{cm}$ . A gravitação própria dessas "Protoestrelas" é responsável pela sua condensação. A medida que o volume diminui, a densidade da protoestrela aumenta, obedecendo a equação densidade  $\times$  volume = constante, ( $\rho R^3 = k_1$ ). A temperatura vai aumentando devido ao trabalho realizado nas particu

las pelas forças gravitacionais até se traduzir em uma pressão que iguala estas forças gravitacionais, daí o processo de contração ocorre mais vagarosamente na medida que a estrela consegue perder calor por irradiação e poder diminuir o volume de maneira a conservar o equilíbrio pressão gravidade iguais, isto é:

Pressão x Superfície = Força Gravitacional

$$P \times R^2 = k_2 \frac{1}{R^2} \quad \dots \quad P(R) = k_2 \cdot \frac{1}{R^4} \quad (\text{II.1})$$

Tanto antes do equilíbrio pressão-gravidade como nele, a superfície da protoestrela é mantida constante em temperatura. Isto devido à curiosa propriedade dos gases de defletirem largamente a luminosidade se estiverem com temperatura acima de 4000 K e quase nada se oporem a ela, em temperaturas menores que 4000 K. Daí a superfície das protoestrelas ficava "fixada" em cerca de 4000 K. Se aumentasse, impediria a irradiação e conseqüentemente a condensação da estrela. O raio da protoestrela decresce até alcançar uma dimensão comparável ao raio solar atual. Todo este processo leva cerca de uns poucos milhões de anos. A evolução da estrela so toma um outro rumo no momento em que a protoestrela atinge no seu interior temperatura suficiente para iniciar as primeiras reações de fusão atômica possíveis, ou seja, do hidrogênio resultando em hélio (ponto A). A temperatura, então, sobe sensivelmente inclusive na superfície, e a energia irradiada pela protoestrela aumenta e passa a ter uma parcela significativa provinda das reações nucleares, até que a estrela interrompe a sua condensação, devido a esse aumento de temperatura, e toda a energia irradiada vem da fusão nuclear (ponto B). Dizemos que neste momento, a protoestrela atingiu a um estado estável que define uma curva chamada de "Sequência Principal" onde todas as protoestrelas convergem dando o nascimento das estrelas "normais".

É importante para a visualização do caminho tomado na evolução estelar, a representação do seu comportamento num diagrama que relaciona temperatura e luminosidade. A unidade de luminosidade usada é a solar atual ou seja:

$3,9 \times 10^{23}$  kilowatts

E as curvas que definem os pontos de mesmo raio estão normalizados também com o raio solar ou  $6,96 \times 10^{10}$  cm = 1.

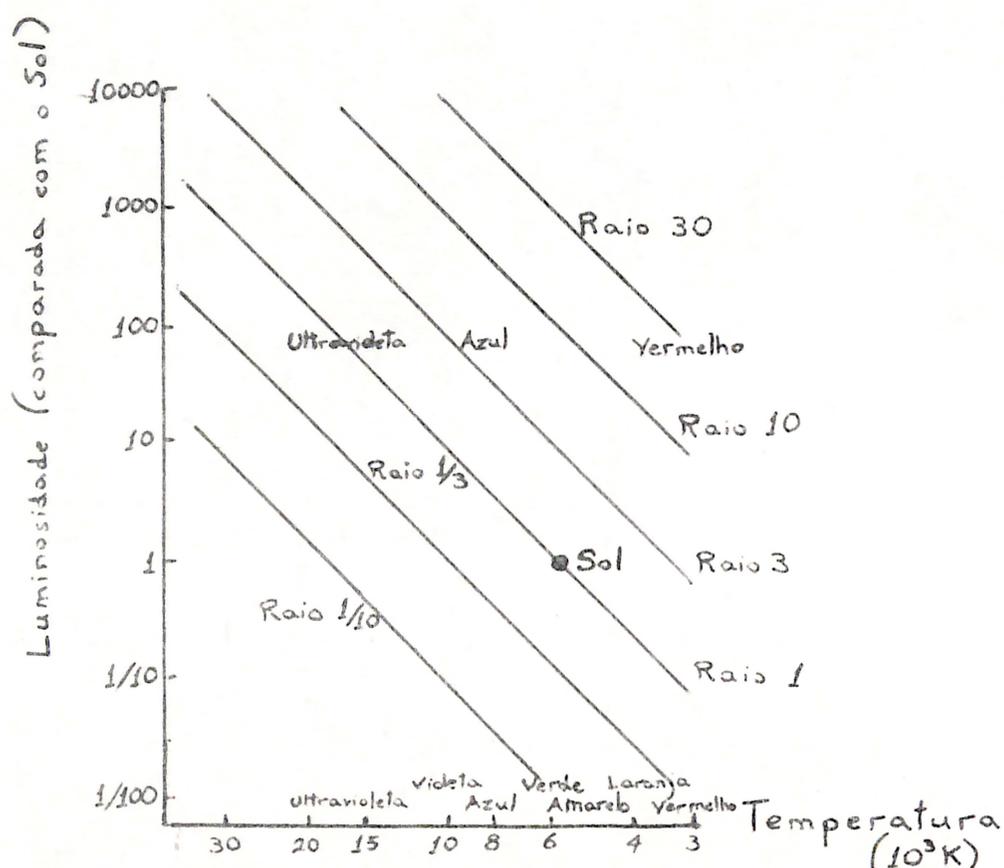


Fig. II.1 - Pontos de mesmo raio no diagrama de Hertzsprung-Russel.

Tabela II.1

Relação cor - temperatura

COR	TEMPERATURA (K)
Laranja avermelhado	4000
Verde amarelado	6000
azul	8000
violeta	10000
ultravioleta	20000

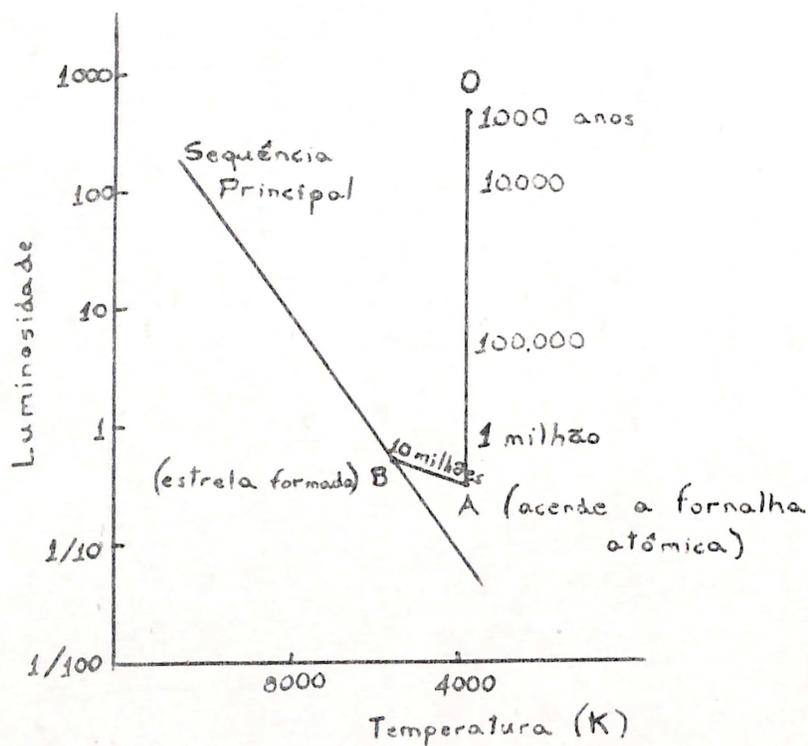


Fig. II.2 - Evolução da Protoestrela.

Para estrelas de massas diversas, o ponto A está situado na vertical em torno de 4000 K e o ponto B, na sequência principal.

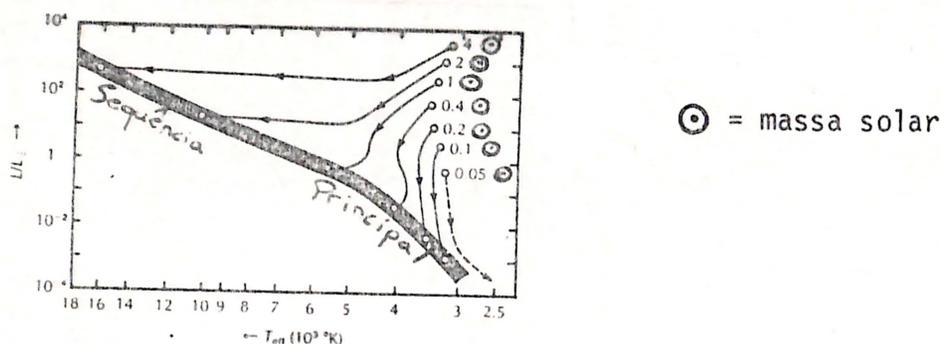


Fig.II.3 - Trajetória de evolução de estrelas de massas diversas. (Fase protoestelar) (de Oster, 1973).

Existem estrelas com massas de frações da massa solar até mais de 50 vezes a do sol. Aquelas de massa menores que  $1/3 \odot$  são pouco luminosas, tornando-se difíceis de observação, enquanto estrelas de mais de  $50 \odot$  tendem a ficar confinadas na densa e opaca nuvem da qual se formou, essencialmente porque suas vidas são muito curtas e elas não tem tempo para se afastarem dessas nuvens de origem. As curvas são normalmente restritas a essa faixa. Entretanto existem estrelas fora dessa faixa. Muitas abaixo de  $1/3 \odot$ , porém pouquíssimas acima de  $50 \odot$ .

## 2.2 - FASE ESTELAR

Existem apenas duas maneiras para ocorrer liberação de energia por processo de reação nuclear. Uma seria a fusão de núcleos de átomos leves até número de massa em torno de 30. A outra ocorreria pela fissão de núcleos de átomos pesados, acima de massa atômica 120. Isto é perfeitamente compreendido se observarmos a curva de energia média por unidade de número de massa, plotada para todos os núcleos atômicos naturais.

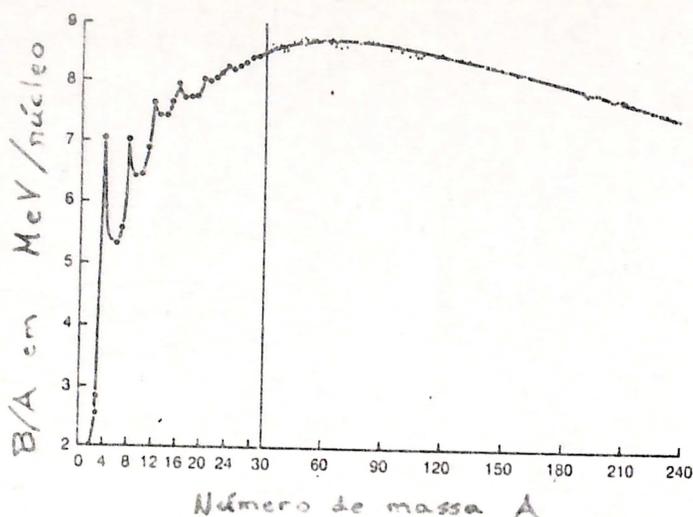


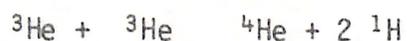
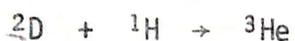
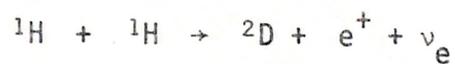
Fig.II-4 - Energia média por unidade de número de massa.  
(de Hoyler, Sir F., 1975).

As reações naturais possíveis que liberem energia são aquelas que os núcleos, envolvidos no início, possuem menor energia que os núcleos formados. Ou seja, se levassemos os processos ao extremo, os "resíduos nucleares" estariam entre os metais, ferro, níquel, magnésio, cromo, cobre, zinco, cobalto, titânio e vanádio. Tendo que a maior possibilidade de liberação de energia se encontra na primeira reação de fusão, a do hidrogênio em hélio ( $4\ ^1\text{H} \rightarrow\ ^4\text{He}$ ).

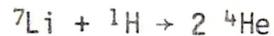
Ora, as estrelas de primeira geração não tinham à sua disposição, grandes quantidades de átomos muito pesados. Normalmente átomos mais "complexos" que o hidrogênio já tinham dificuldade de encontrar, além do hélio, quanto menos aqueles acima de massa atômica 120. É de se supor que inicialmente só dispunham de hidrogênio e dele, através de processos de fusão, começaram a "fabricar" outros tipos de núcleos, primeiro hélio, depois lítio e assim por diante num processo que as próprias leis físicas se encarregariam de definir o caminho a ser tomado, e os átomos que "sobreviveriam" como estáveis. Mesmo as estrelas formadas bem depois do nascimento do universo como o nosso sol, por exemplo, não possuíam quantidades apreciáveis de átomos pesados. Se compararmos as percentagens atuais de átomos de vários tipos no universo, encontramos que todos aqueles acima de número de massa 120 juntos apenas

correspondem a  $10^{-9}$  da matéria do universo. No entanto o hidrogênio perfaz mais de 90% do global, o hélio 7%, e o carbono, nitrogênio e oxigênio  $10^{-3}$ . Garantindo como certo que os processos responsáveis nas reações estelares são os de fusão de átomos leves.

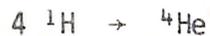
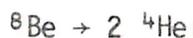
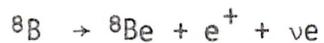
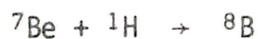
Equacionalmente seriam:



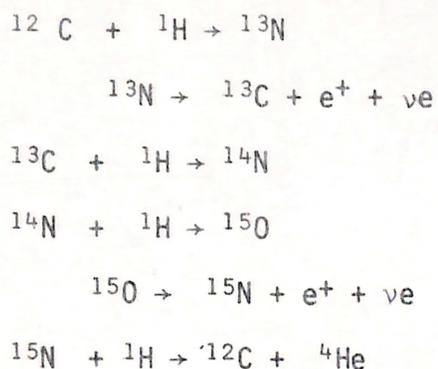
ou



ou



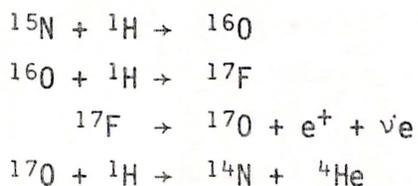
$$T \approx 2 \times 10^7 \text{ K (pequena massa)}$$



$$T > 2 \times 10^7 \text{ K}$$

(massa considerável)

1 caso em 1000, existe  
 - uma variante



E outras com átomos de oxigênio e silício.

O fator importante, que determina quais as reações es  
 tão ocorrendo nas estrelas "normais", ou seja, da Sequência Principal,  
 é a temperatura, que está ligada à pressão local e esta à massa da es  
 trela.

Tabela II.2

PROCESSO	TEMPERATURA TÍPICA (K)
$4 \text{ } ^1\text{H} \rightarrow \text{}^4\text{He}$	$2 \times 10^7$
$3 \text{ } ^4\text{He} \rightarrow \text{}^{12}\text{C}$	$2 \times 10^8$
$\text{}^{12}\text{C} + \text{}^4\text{He} \rightarrow \text{}^{16}\text{O}$	$2 \times 10^8$
$2 \text{ } ^{12}\text{C} \rightarrow \text{}^4\text{He}, \text{}^{20}\text{Ne}, \text{}^{24}\text{Mg}$	$8 \times 10^8$
$2 \text{ } ^{16}\text{O} \rightarrow \text{}^4\text{He}, \text{}^{28}\text{Si}, \text{}^{32}\text{S}$	$1,5 \times 10^9$
$2 \text{ } ^{28}\text{Si} \rightarrow \text{}^{56}\text{Ni}$	$3,5 \times 10^9$

Isto é devido ao fato de núcleos mais complexos, que possuem maior número de prótons, ou seja, maior carga positiva, tem dificultada a sua fusão pelas forças de repulsão maiores. Para vencer este acréscimo de força, é necessário um aumento nas velocidades de colisão ou em outras palavras, maior temperatura.

Assim as estrelas normais de diferentes massas evoluem por processos físicos não tão diferentes entre si, mas que tem substancial diferença em seus tempos de duração. Por exemplo, a conversão de hidrogênio em hélio termina por esgotar o hidrogênio, numa estrela de massa solar, em  $10^{10}$  anos, enquanto para estrelas de massa  $20\odot$ , apenas  $10^6$  anos são suficientes para tal.

Abaixo vemos mais claramente as diferenças de tempos levados no esgotamento do hidrogênio para estrelas de massas poucas vezes maiores que a do sol.

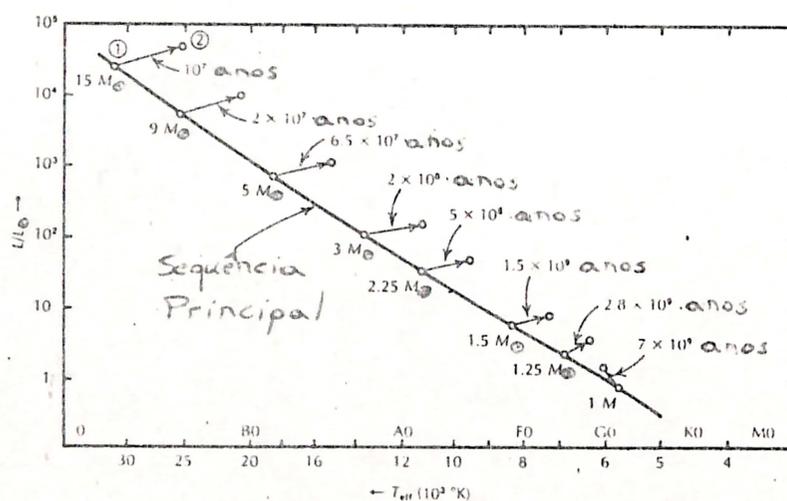


Fig. II.5 - Trajetória de evolução de estrelas de massas diversas. (Fase até o esgotamento de hidrogênio - ponto 2) (de Oster, 1973).

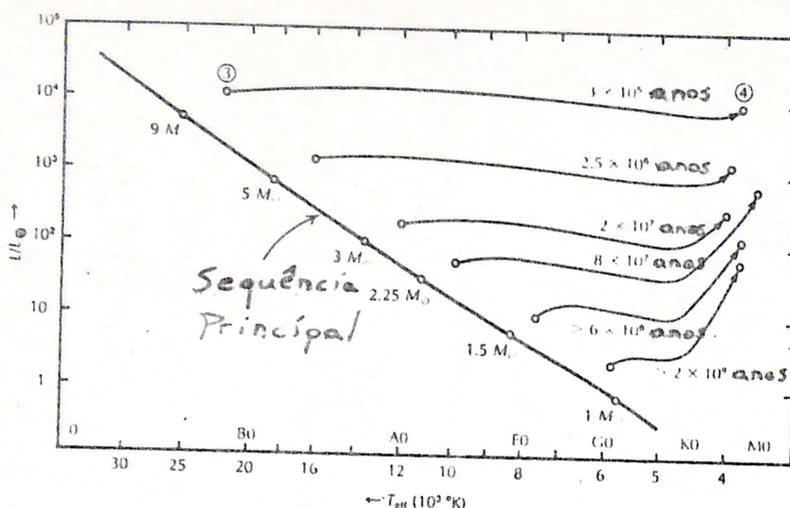


Fig.II.6 - Fase até a ignição do hélio (ponto 4). (de Oster, 1973).

Exaurindo o hidrogênio surge o hélio como opção e depois deste o carbono. Mas, além de necessitarem uma temperatura maior, estas reações são menos eficientes que a simples conversão de hidrogênio em hélio. Nesta fase, do esgotamento do hidrogênio, dizemos que a estrela atingiu a região das "gigantes", onde outros processos de fusão de átomos mais pesados, então, tomam conta. Elas realizam um zig-zag dentro desta região procurando possibilidades de fusão alternativas.

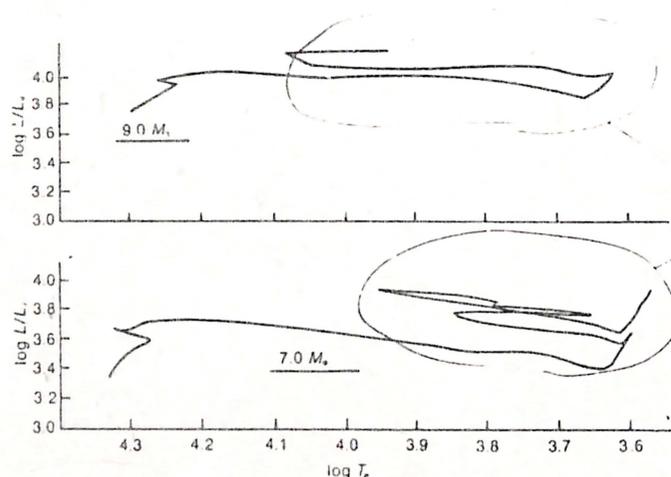


Fig.II.7 - Fusões alternativas, dentro da região das "gigantes". (de Hoyle, Sir., 1975).

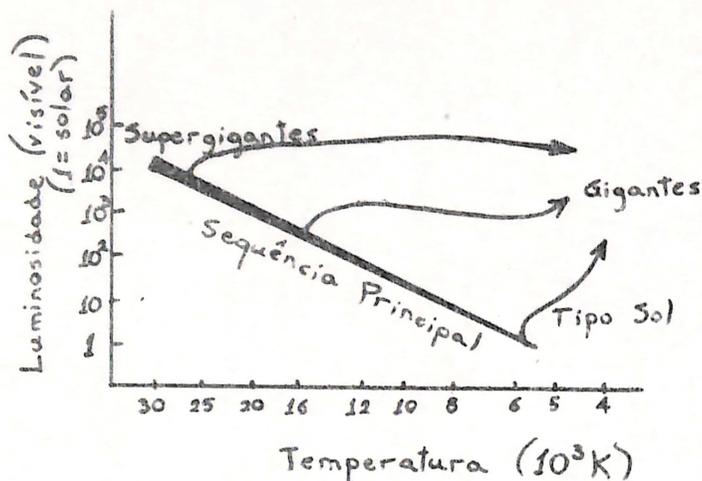


Fig. II.8 - Passagem da estrela para a região das "gigantes".

A grande luminosidade que passam a ter, provoca uma pressão de radiação que afasta as camadas externas provocando um considerável aumento no raio. Dez ou cem vezes o raio solar são conseguidos neste fenômeno. Daí serem denominadas "gigantes".

Cada zing-zag corresponde a um esgotamento de uma certa reação com o conseqüente esfriamento da estrela (deslocamento para a direita). Este esfriamento provoca um desbalanço no equilíbrio pressão gravitacional-pressão da temperatura fazendo com que a estrela contraia para aumentar sua temperatura e alcançar um equilíbrio com as forças de gravidade próprias. O aumento de temperatura ativa uma reação de fusão envolvendo núcleos mais pesados e ela volta a se deslocar para a esquerda no diagrama Hertzsprung-Russel. A situação se repete inúmeras vezes, cada retorno para a esquerda envolve núcleos mais pesados que da vez anterior e progressivamente a estrela vai tendo sua densidade aumentada.

### 2.3 - FASE FINAL ESTELAR

Haveria possibilidade de um final estático, com temperatura zero absoluto? Sim, porém isto só seria possível se a massa do corpo

po final não excedece  $1,3$  a  $1,4 \odot$  . Acima desta massa, teríamos ul trapassada a densidade limite que é  $10^8$  gramas por  $\text{cm}^3$ , máxima possível para a existência da pressão devida às camadas eletrônicas dos átomos. Tais corpos frios existem sem dúvida, são chamados de "Anãs Brancas". Mas estão eles condenados a ter massa limite de  $1,4 \odot$ ? não seriam frios apenas na superfície, mas quentes no interior de maneira a poderem ter a pressão, devido à temperatura, suficiente para vencer as forças gravitacionais sem necessitarem de uma densidade maior que  $10^8 \text{ g/cm}^3$ ? não, pois se fossem quentes no interior, haveria um fluxo de energia para a superfície e daí para o espaço sob a forma de irradiação, contrariando a hipótese de superfície fria sem irradiação. O limite de massa então tem que ser obedecido para as "Anãs Brancas".

Ora, mas sabemos que existem estrelas de massas iniciais maiores, e as vezes muito maiores, que  $1,4 \odot$  . As reações de fusão não retirariam de uma estrela quantidade de matéria, através de simples irradiação e vento estelar, maior que 10% de sua massa inicial. Então, qual o destino das estrelas de massas iniciais superior a  $1,5 \odot$  ? A única explicação para isto seria a de que tais estrelas ejetariam parte significativa de sua matéria, por algum mecanismo, após a fase de gigantes, de maneira a sobrar apenas uma quantidade inferior a  $1,4 \odot$  , ingressando no cemitério das "Anãs Brancas".

Esta hipótese parecer ser válida para estrelas de massa até  $5 \odot$  . Nelas as reações de fusão não completam o quadro da tabela II.2. Os núcleos de carbono e oxigênio se encontram no seu interior e o hidrogênio e hélio na envoltória. Estes últimos são expelidos da estrela em numerosas pequenas explosões indo formar sob a luz de estrelas próximas a observada "nebula planetária". Até estrelas de massa em torno da solar, aquelas que alcançariam o estado de "Anãs Brancas" sem necessidade de expelir sua envoltória, sofrem este processo.

Porém este modelo não é seguido por estrelas de massas muito superiores que  $5 \odot$  . Nestas, fortes considerações teóricas forçam a suposição de um outro caminho que conduz a um resultado extremamente singular para o universo conhecido até à poucas décadas atrás.

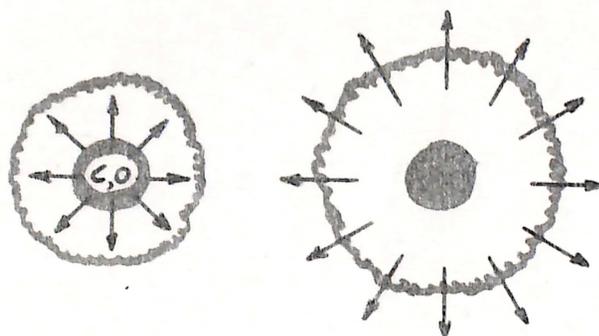


Fig.II.9 - Formação da Anã-Branca pelas explosões consecutivas das suas camadas periféricas.

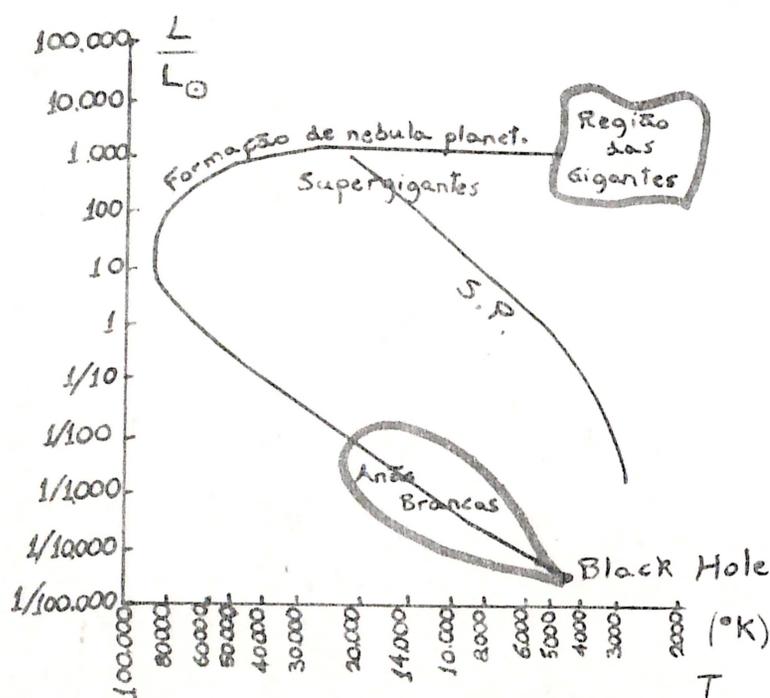


Fig.II.10 - Trajetória seguida durante as explosões, que resultarão na formação da Anã-Branca.

A primeira dessas considerações de cunho teórico é o fato que nestas estrelas, de massas elevadíssimas, ocorrem todas as reações de fusão da tabela II.2, simultaneamente, em cada profundidade correspondente à temperatura certa para a mesma acontecer.

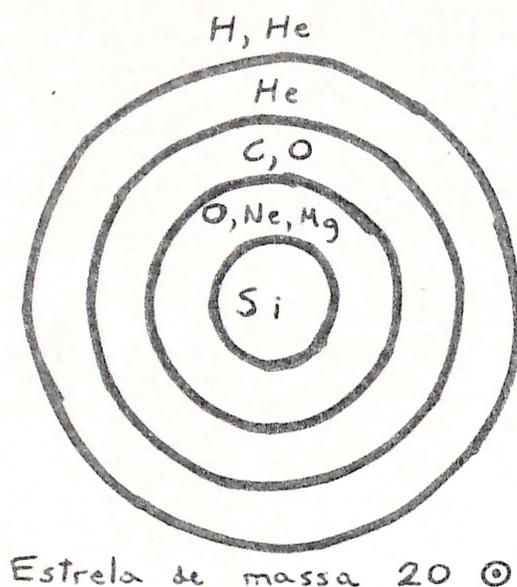


Fig.II.11 - Localização das reações fundamentais no interior de uma estrela de 20 massas solares.

Quanto maior a profundidade, maior a pressão existente, uma vez que ela é de origem térmica (pois o sistema não é estático), maior é a temperatura. Sendo a massa da estrela de valor elevado, grandes serão as pressões no interior, e temperaturas da ordem de  $3,5 \times 10^9$  K poderão ser conseguidas próximas do seu centro, suficientes para a fusão do silício.

A segunda e forte consideração é o fato de que este núcleo de silício é por demais massivo e demasiado denso. Nunca que, após ejeção de matéria, esta parte central sobraria para constituir uma "Anã Branca" com densidade limite  $10^8$  gramas por  $\text{cm}^3$ .

Finalmente, como nestas estrelas ocorre a reação de fusão de oxigênio elas passam a possuir um poderoso recurso para expelir de uma forma muito mais violenta não pequenas frações de  $\odot$  em várias pequenas explosões, mas sim massas da ordem de  $10\odot$  em uma única colos

sal detonação. Pois diferente das conversões de hidrogênio em hélio, que nunca atingem uma instabilidade grande no seu ciclo, a fusão  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{28}\text{Si} + ^4\text{He}$  é potencialmente explosiva se a temperatura sobe rapidamente de  $2 \times 10^9$  K a  $3 \times 10^9$ .

Como fechar o quadro? Bem, sabemos que a temperatura do centro de uma estrela está em constante elevação, à medida que a núcleos mais pesados são criados de núcleos leves, devido a densidade aumentar e com ela diminuir o transporte de energia para as camadas mais externas. Se esta temperatura alcança  $3 \times 10^9$  K começa a ocorrer uma geração de neutrinos em profusão. O processo se dá em dois estágios. Radiação é o primeiro convertido em um par de eletron e p<sup>o</sup>sitron,



e daí o par eletron-p<sup>o</sup>sitron gera um par neutrino-antineutrino



Diferentes de todas as reações atômicas até aqui discutidas, que posuem uma velocidade de consumo lenta o suficiente para pouco mudar a estrutura de uma estrela num período de milhões de anos, esta última tem proporções drásticas. Em somente poucos milhares de segundos, a composição das camadas da Figura II.11 é mudada apreciavelmente. Os neutrinos são produzidos em quantidades gigantescas e ao surgirem possuem grande energia cinética, que corresponde a velocidades maiores que a de "escape", necessária para vencerem as forças gravitacionais e fugirem para o espaço. A velocidade elevada para os neutrinos era a única condição que precisariam, pois nada mais além do campo gravitacional da estrela os iria impedir de escapar. Sua interação com a matéria é praticamente nula.

Esta perda assustadora de neutrinos provoca uma evasão de massa do centro da estrela. Esta parte central, então, contrai-se violentamente, comprimindo-se e causando uma elevação ainda maior na temperatura e daí um aumento da perda de neutrinos, deixando mais críti

ca a situação. O processo segue até o total colapso do núcleo da estrela. As fortes forças gravitacionais esmagam o material até a condição em que os elétrons são juntados aos prótons gerando nêutrons e nêutrin<sup>o</sup>s ( $p + e \rightarrow n + \nu_e$ ), a densidades da ordem de  $10^9$  a  $10^{10}$  gramas/cm<sup>3</sup>. O esmagamento continua. Porém a massa nêutrônica que está sendo criada acaba por equilibrar as pressões que aumentavam (pois as pressões suportáveis, pelos nêutrons, são extremamente intensas, suficientes para suportarem densidades de até  $10^{14}$  gramas/cm<sup>3</sup>, parando o rápido processo de colapso. A densidade está a valores descomuns de  $10^{38}$  nêutrons por cm<sup>3</sup>. Por ser violenta a parada, o núcleo passa por oscilações em torno de um volume final estático, isto não dura mais que poucos segundos. A rápida diminuição do núcleo da estrela deixa todas as outras camadas sem o apoio de pressão interna. Elas são levadas a convergir "atrás" do colapso do núcleo. Este atinge o seu estado estático e fica esperando as camadas se chocarem com ele. Quando isto acontece, a denominada "onda de choque", ocorre uma súbita compressão nestas camadas, resultando numa aguda subida de temperatura. O potencialmente explosivo oxigênio da penúltima camada encontra a condição de detonação. A reação  $^{16}O + ^{16}O \rightarrow ^{28}Si + ^4He$ , então, é liberada catastróficamente numa escala de tempo de poucos segundos. A energia produzida provoca uma explosão, chamada de "Supernova", que expulsa todas as camadas externas a partir da de oxigênio. A velocidade com que a matéria é expelida alcança de 5000 a 10 000 km por segundo, deixando atrás a estrutura estática do núcleo nêutrônico. Este corpo remanescente possui um raio de  $10^3$  cm em contraste com o de  $10^9$  cm da Anã Branca, densidade que vai de  $10^{14}$  a  $10^{16}$  g/cm<sup>3</sup> e uma massa nêutrônica residual comparável à solar. Dizemos ter sido formada uma estrela de nêutrons.

É importante colocar aqui que a massa das "estrelas de nêutrons" não necessariamente precisa ser maior que o limite  $1,4 \odot$  — (a forma de pressão existente não eletrônica, e sim nêutronic). Nenhuma restrição, em princípio, seria imposta. Dependeria da violência da explosão da supernova, na sua capacidade de carregar consigo percentagem significativa da massa original da estrela.

Existe sim, um limite superior da ordem de umas 3,5 mas

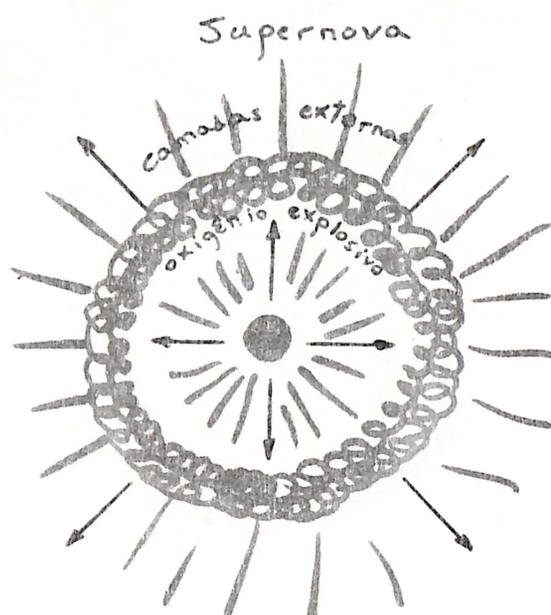


Fig.II.12 - Explosão Supernova.

sas solares. Acima, deste, o corpo neutrônico perde a propriedade de manter um campo magnético ao seu redor. Resta sō o gravitacional que ē extremamente intenso a ponto de impossibilitar a saıda de ondas eletromagnéticas do seu interior. O corpo fica completamente negro, para um observador situado a uma distância do seu centro maior que o chamado "horizonte de eventos". Chamamos estes corpos neutrônicos, de enorme massa, de "buracos negros" (black holes). Sua densidade ē superior a  $10^{16}$  g/cm<sup>3</sup>.

Para finalizar, por observações permanentes em muitas galáxias, supomos que uma "supernova" ocorre ā taxa de uma a cada 30 anos, por galáxia. Como a idade de massa galáxia não pode ser muito diferente de  $10^{10}$  anos, temos que o número total de "supernovas" ocorridas até agora, na nossa galáxia, deve ser da ordem de  $10^{10} \div 30$ .

### CAPÍTULO III

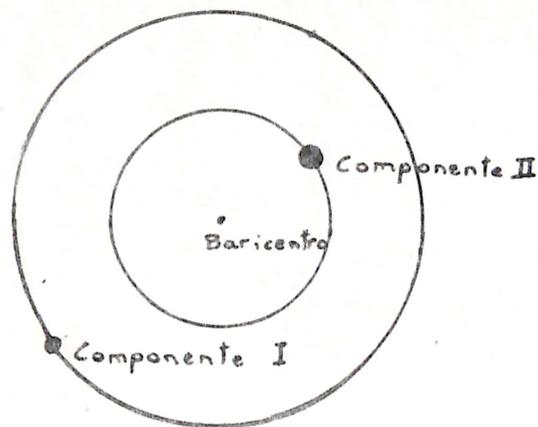
#### SISTEMAS BINÁRIOS CERRADOS (ESTRELAS EXTREMAMENTE PRÓXIMAS)

Todas as estrelas no universo exercem atração em relação às outras, e desta interação geral somadas às quantidades de movimento já existentes nas mesmas, surgem os movimentos translacionais de todas as estrelas. Obviamente as influências das estrelas situadas em outras galáxias são menores para uma certa estrela que as influências de suas próprias companheiras da sua galaxia. Podemos dizer que as galáxias interagem entre si como se fossem elementos unitários e as estrelas, de cada uma destas galáxias, se comportam, aproximadamente, como se somente elas existissem no espaço para efeito de interação gravitacionais.

Existe, porém, dentro de cada galáxia, estrelas que por razão de suas proximidades de distância com outra ou outras, passa a ter um comportamento extremamente ligado a apenas esta ou estas estrelas. Dizemos que elas formam um sistema. Isto corresponde a elas orbitarem entre si em torno do centro de massa do pequeno conjunto que compõem, como se fossem sozinhas. É obvio que o conjunto todo sofre a influência das atrações de todas as outras da galáxia na medida que o seu centro de massa descreve um movimento translacional dentro da mesma.

Não são poucas as que se encontram nestes casos (sistemas binários, triplos, etc.). Por exemplo, das 100 estrelas mais próximas do sol, 42 delas se encontram em sistemas binários, as outras estão sózinhas ou são componentes das três triplas existentes (9 estrelas).

Nossa atenção será voltada para os sistemas binários nos quais as componentes descrevem órbitas elípticas de pequena excentricidade. Tais órbitas podem ser consideradas circulares para efeito de simplificação, principalmente, porque isto corresponde bem à realidade existente nos sistemas cerrados (estrelas extremamente próximas) a que daremos especial atenção mais adiante, no modelo de emissão de Raios-X.



Componente II cerca de  
2 vezes mais massiva que  
a Componente I.

Fig.III.1 - Trajetória clássica de duas estrelas cerradas em órbitas circulares.

No sistema binário, a linha que une as duas estrelas sempre passa por um ponto denominado "Baricentro". Este corresponde ao centro de massa do sistema. Sendo as órbitas circulares, ele coincide com o centro dos dois círculos descritos pelas estrelas. Sua definição implica na relação:

$$m_1 a_1 = m_2 a_2$$

onde  $m_1$  e  $m_2$  são as massas das estrelas e  $a_1$  e  $a_2$  as suas distâncias (constantes) ao "Baricentro".

Como sempre as estrelas estão alinhadas com seu "Baricentro", as suas velocidades tangenciais de órbita estão ligadas aos raios de translação pela relação:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{a_1}{a_2}$$

(aliás, temos: Período comum =  $P = \frac{2\pi a_1}{v_1} = \frac{2\pi a_2}{v_2}$ )

donde implica que:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{m_2}{m_1} \tag{III.1}$$

Daí, se tivermos a relação de velocidades, teremos a relação de massas entre as estrelas.

A relação de velocidades é facilmente conseguida por consideração do efeito Doppler, se a linha de observação que liga a terra ao sistema binário, estiver formando um pequeno angulo com o plano de órbita deste, por exemplo, se for constatado que ocorre eclipse de uma sobre a sua companheira. Não satisfazendo esta condição, fica difícil saber o ângulo formado com o plano do sistema e daí, difícil saber aproveitar o efeito Doppler para a coleta de dados acerca das velocidades das estrelas.

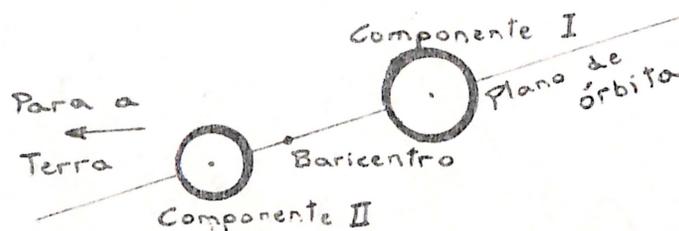


Fig.III.2 - Posição de ocultamento.

Para sabermos se a condição de eclipse é satisfeita, devemos observar se a luminosidade do sistema está variando (é difícil observar separadamente as componentes, devido a sua grande distância da Terra). É claro que, em cada período de translação mútua, ocorre duas

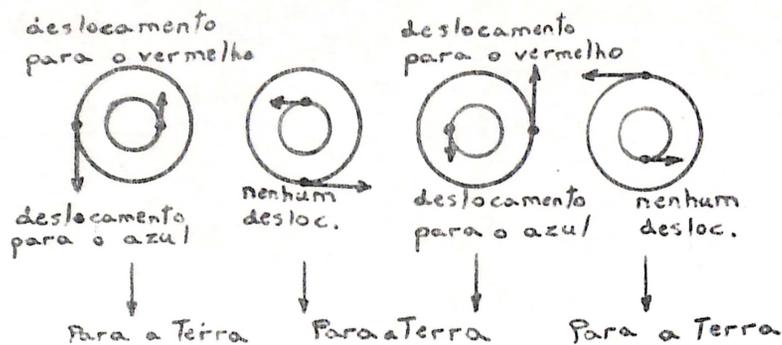


Fig.III.3 - Efeito Doppler.

reduções de luminosidade, dois eclipses, porém de intensidades diferentes. Isto se deve ao fato de que as estrelas não tem igual brilho e/ou não tem o mesmo raio.

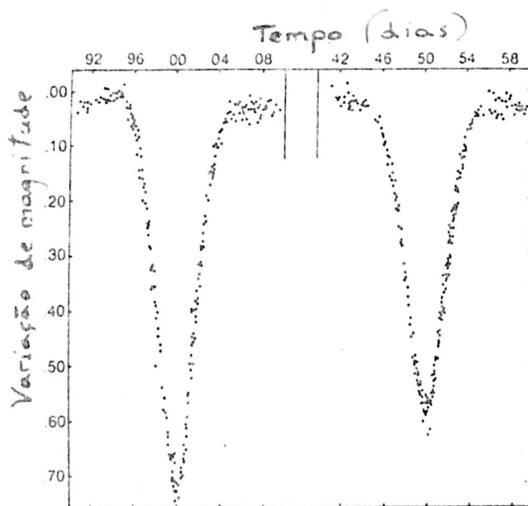


Fig.III.4 - Eclipses em sistemas binários.

Pela 3ª lei de Kepler vale, para todo sistema binário:

$$P = \frac{2\pi}{\Omega} = 2\pi G^{-1/2} [(m_1 + m_2)/(a_1 + a_2)^3]^{-1/2}$$

onde G é a constante gravitacional.

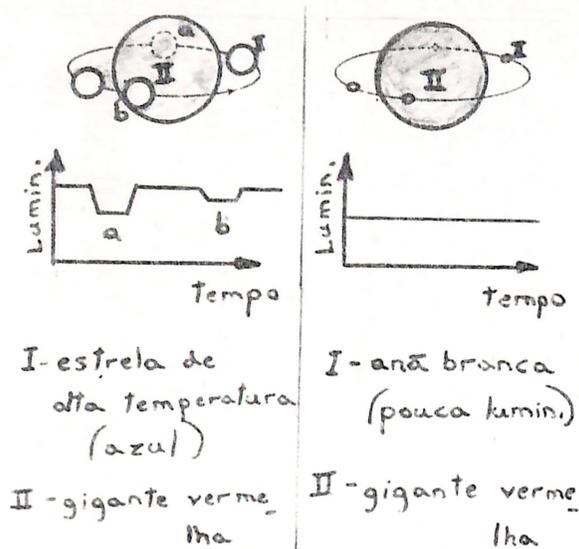


Fig.III.5 - Análise da luminosidade quanto a casos de eclipses.

$$\therefore P^2 \cdot G (m_1 + m_2) / (a_1 + a_2)^3 \cdot 4 \pi^2 = 1$$

$$(m_1 + m_2) = \frac{4\pi^2 (a_1 + a_2)^3}{P^2 \cdot G}$$

Mas sabemos que:

$$P = 2\pi a_1 / v_1 = 2\pi a_2 / v_2$$

Logo

$$P^2 = 4\pi^2 a_1 \cdot a_2 / v_1 \cdot v_2$$

então:

$$(m_1 + m_2) = \frac{v_1 \cdot v_2 \cdot (a_1 + a_2)^3}{a_1 \cdot a_2 \cdot G}$$

Mas, também, sabemos que:  $m_1 \cdot a_1 = m_2 \cdot a_2$

$$\left(1 + \frac{a_1}{a_2}\right) \cdot m_1 = \left(\frac{a_1 + a_2}{a_2}\right) m_1 = \frac{v_1 \cdot v_2 (a_1 + a_2)^3}{a_1 \cdot a_2 \cdot G}$$

$$\therefore m_1 = \frac{v_1 \cdot v_2 \cdot (a_1 + a_2)^2}{a_1 \cdot G}$$

Porém:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{a_1}{a_2}$$

que implica em:

$$\frac{v_1}{(v_1 + v_2)} = \frac{a_1}{(a_1 + a_2)} \rightarrow (a_1 + a_2)^2 = \frac{a_1^2}{v_1^2} (v_1 + v_2)^2$$

$$\therefore m_1 = \frac{v_2 \cdot a_1 (v_1 + v_2)^2}{v_1 \cdot G}$$

Como

$$\frac{a_1}{v_1} = \frac{p}{2\pi} :$$

$$m_1 = \frac{p \cdot v_2}{2\pi \cdot G} \cdot (v_1 + v_2)^2 \quad (\text{III.2})$$

Analogamente:

$$m_2 = \frac{p \cdot v_1}{2\pi \cdot G} \cdot (v_1 + v_2)^2 \quad (\text{III.3})$$

Portanto, tendo as velocidades pela medição do efeito Doppler e o período da translação, pela observação da variação da luminosidade, teremos cada uma das massas das duas estrelas.

## CAPÍTULO IV

### EMISSÃO DE RAIOS-X PROVENIENTES DE SISTEMAS BINÁRIOS

#### 4.1 - PROCESSOS DE EMISSÃO

Existem, na verdade, três processos responsáveis por grandes luminosidades na frequência de raios-X, são eles:

##### 4.1.1 - ESTRELA SUPERMASSIVA (BURACO NEGRO)

Quando da formação das galáxias no começo da história do universo, poderiam, cada uma delas, formar inicialmente um centro muito denso com agrupamentos de estrelas. Na verdade seria o mesmo que possuir na parte central uma estrela de massa colossal de vários bilhões de massas solares. Ela evolui com o passar do tempo à condição de Buraco Negro supermassivo ( $10^7 M_{\odot} \leq M \leq 10^{11} M_{\odot}$ ) e passa a tragar matéria próxima. Como se encontra numa região de grande densidade de estrelas, e devido ao colossal campo gravitacional por ela criado, a matéria absorvida é a maior que se conseguiria no universo, cerca de  $10^{-3} M_{\odot}$ /ano ou mais.

A sua identificação é fácil, pois é a maior fonte de Raios-X no universo (cerca de  $10^{43}$  erg/seg.) e está vindo do centro de um aglomerado de estrelas que pode ser facilmente localizado. Na verdade podemos precisar a região que emite os raios-X como da ordem de um dia-luz de diâmetro. Em comparação com a enorme área ocupada por um aglomerado de estrelas, a sua localização no centro do último caracteriza claramente o fenômeno. Um exemplo: Centauro A.

##### 4.1.2 - SISTEMAS BINÁRIOS

Neste caso, temos duas estrelas muito próximas. Uma delas "normal", de preferência no estágio "Gigante" e a outra massiva

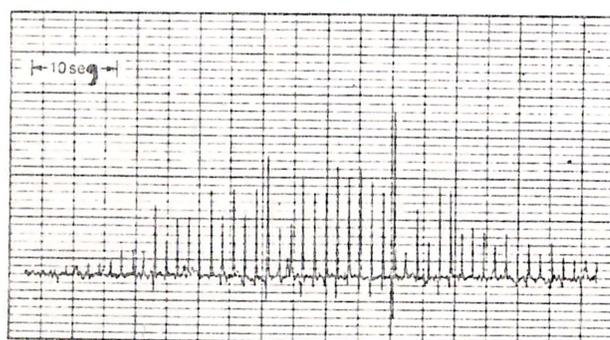
(Anã Branca, estrela de neutrons ou "black hole"). O plasma proveniente da "normal" é capturado pela massiva e gera emissão de Raios-X. A taxa de matéria capturada é da ordem de  $10^{-9} M_{\odot}$ /ano ou algo mais, produzindo uma luminosidade de  $10^{37}$  erg/seg.

Quando observamos uma fonte de raios-X dessa ordem, extremamente próxima de uma estrela "normal", de preferência supergigante, e o espectro luminoso seguindo os processos de "bremsstrahlung" ou "corpo negro", podemos caracterizar como proveniente de sistema binário.

Esta será a situação a ser estudada mais detalhadamente neste trabalho (modelo Thorne - Novikov (1973)).

#### 4.1.3 - PULSARS

Quando observamos uma fonte média de raios-X, vinda de um ponto no espaço, cujo espectro luminoso obedece o "modelo do ciclotron" e cuja intensidade luminosa segue aproximadamente o comportamento visto na figura IV.1.



Frequência maior  
(devida à rotação)

Fig.IV.1 - Pulsar. (de Hoyle, Sir F., 1975).

temos possivelmente o caso de emissão de raios-x proveniente de um "Pulsar".

O Pulsar é uma estrela de neutrons que possui um movimento de rotação acentuado e um muito intenso campo magnético.

Parte da matéria proveniente da explosão de super nova que originou o pulsar retorna para o mesmo, devido ao movimento aleatório dos choques com camadas de matéria da explosão, que iam na frente. Então, pela gravitação do pulsar é acelerada ainda mais e, sob a influência do seu violento campo magnético, este plasma é levado a descrever um caminho helicoidal como da figura IV.2.

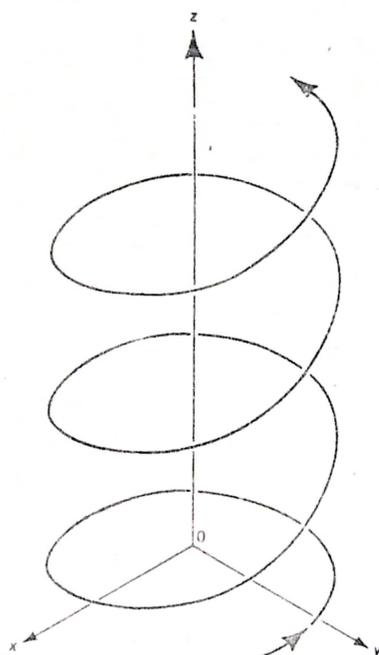


Fig.IV.2 - Trajetória de uma partícula carregada sob a influência de um campo magnético. (de Hoyle, Sir F., 1975).

Ao executar esta oscilação, os ions (eletrons), podem, dependendo da energia, envolvida, emitirem raios-X, perdendo energia a seguir. A energia que alimenta o processo é, não só a cinética de rotação do pulsar, "acoplada" ao plasma pelos mútuos campos magnéticos, como a energia potencial gravitacional das partículas do plasma.

Como a irradiação é enviada numa direção perpendicular ao plano de rotação, e como este plano é perpendicular às linhas do campo magnético, as principais direções para onde são mandadas a luminosidade, gerada nesse processo, ficam sendo aquelas apontadas pelos po

los magnéticos do pulsar. Quando, durante a rotação do mesmo, estamos situados de maneira a sermos atingidos por uma dessas direções (como se fossemos pelo feixe de um farol), observamos um pequeno pulso de raios-X, daí o nome pulsar. Na figura IV.1 vemos o recebimento dos pulsos. Os pulsos isolados são devidos à rotação do pulsar, e a intensidade geral segue um período maior, fruto da variação da quantidade de plasma, em alta energia, disponível.

O período de cada pulso é muito pequeno, o que significa que a rotação da estrela de neutrons pulsar é enorme. Esta rotação vai aproximadamente de meia volta por segundo a 4 voltas por segundo, chegando em alguns casos como a da nebulosa do caranguejo a 30 voltas por segundo, ou até 1000 por segundo. Não seria possível suportar esta rotação se o corpo não possuísse uma densidade considerável como a existente nas estrelas de neutrons. Uma anã-branca, e obviamente todas as estrelas comuns, não suportam as forças de desagregação que surgem de uma rotação tão acentuada.

Cerca de 200 objetos da classe dos pulsars foram já registrados pelas observações. Um "black hole" teria densidade para possuir grande rotação, mas não um campo magnético.

#### 4.2 - MODELO TEÓRICO PARA A EMISSÃO DE RAIOS-X EM SISTEMAS BINÁRIOS CERRADOS

A equação de Euler, para fluidos perfeitos, aplicada ao plasma capturado pela estrela compacta, valendo em todos os pontos exce<sub>to</sub> próximos da mesma (consideração não relativística), é:

$$\frac{d\vec{V}}{d\gamma} = -\nabla\phi_{gc} - \Omega \times \vec{V} - \frac{1}{\rho_0} \nabla p + \frac{2}{\rho_0} \nabla \cdot (n\sigma)$$

onde

$$\frac{d}{d\gamma} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla$$

$\Omega$  - é a velocidade angular do sistema;

$\vec{V}$  - é a velocidade relativa em relação ao sistema binário em rotação;

$p$  e  $\rho_0$  - são a pressão e densidade de massa de repouso, e

$\phi_{gc}$  - é o potencial gravitacional, mais centrífugo.

$$\phi_{gc} = - \frac{M_N}{|\vec{r} - \vec{r}_N|} - \frac{M_c}{|\vec{r} - \vec{r}_c|} - \frac{1}{2} (\Omega \times \vec{r})^2$$

$\vec{r}_N$  e  $\vec{r}_c$  são da origem aos centros das estrelas.

N  $\equiv$  normal

c  $\equiv$  compacta

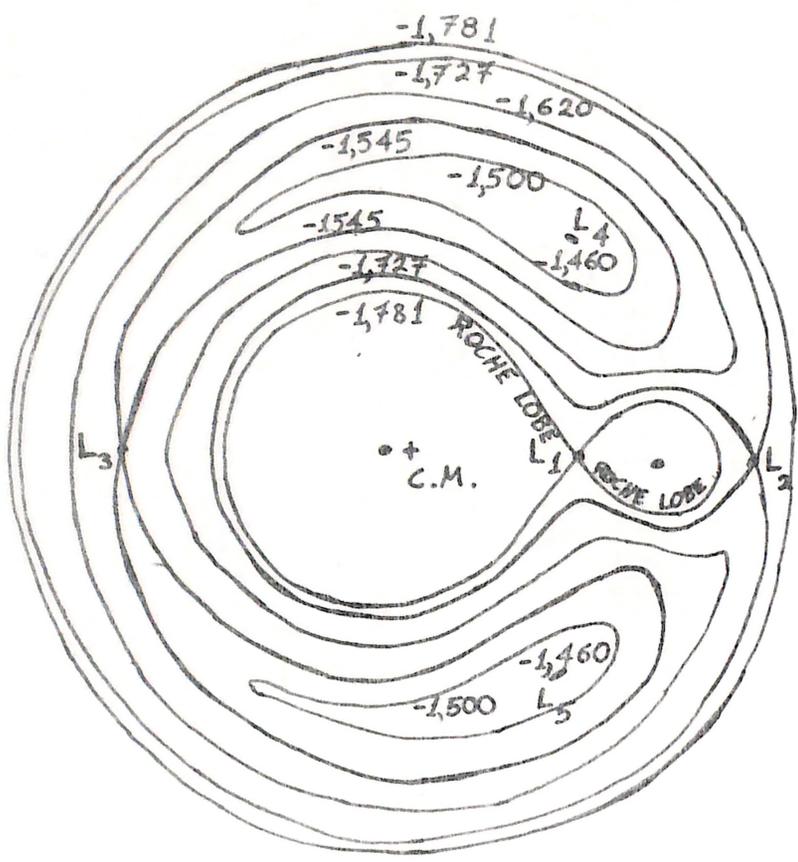
A equação  $\phi_{gc} = \text{constante}$  define curvas importantes no plano que contém o movimento de translação das estrelas. Dessas curvas, a mais interior é chamada de "Roche Lobe". Ela contém o ponto  $L_1$ , uma das quatro soluções da equação  $\nabla \phi_{gc} = 0$ .

Se a superfície da estrela normal estiver dentro do "Roche Lobe", teremos como único meio de material plasma proveniente da normal alcançar a compacta ser através do processo de "vento estelar" da primeira. O "vento estelar" da normal é plasma expelido em todas as direções com velocidades supersônicas. Dele a compacta capturará aquela parte que tiver partido em sua direção.

Mas se a superfície da estrela puder tocar no "Roche Lobe", então, a matéria não só expelida pelo "vento estelar" será capturada pela compacta, como também aquela, em grande quantidade, que flui, continuamente, pelo ponto  $L_1$ . Neste caso, a matéria que vem por este ponto segue a equação de Euler e a lei da conservação de massa

$$\nabla \cdot (\rho_0 \vec{V}) = - \partial \rho_0 / \partial t = 0$$

Como vemos qualitativamente na figura IV.5.



Neste caso, temos:

$$M_N/M_C = 10$$

Fig.IV.3 - Curvas de  $\phi_{gc} = \text{constante}$ . (de Novikov e Thorne, 1973).

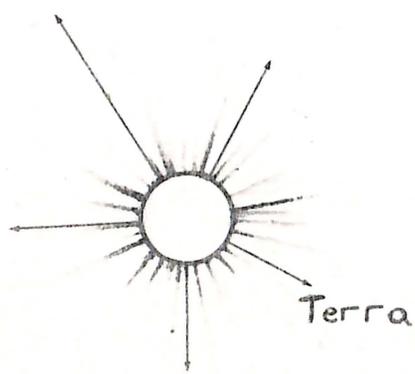


Fig.IV.4 - Vento Solar.

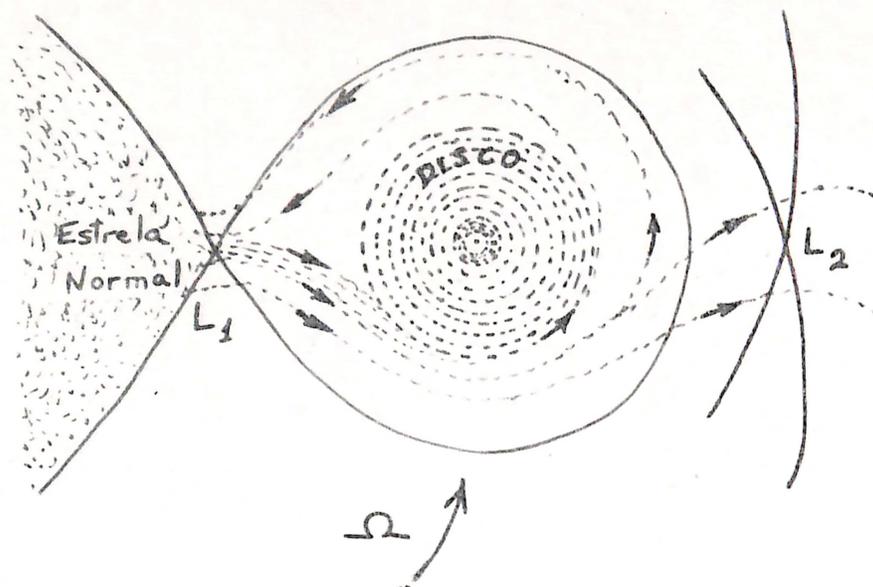


Fig.IV.5 - Dinâmica do disco de acreção.

As órbitas do material que forma o disco, em torno da estrela compacta, são aproximadamente circulares. Então, as velocidades tangenciais são maiores em órbitas internas do que externas. Por mais forte razão, as suas velocidades angulares também. Em vista disso, existe uma contínua interação entre as várias camadas do disco, quer por meio de atrito viscoso, quer por influência dos caóticos mútuos campos magnéticos, e turbulência. Tudo devido a essa velocidade relativa entre as camadas. As mais externas freiam as mais internas, conseqüentemente, por reação, as internas fornecem momento angular às mais externas.

A matéria que vem da "normal" pelo ponto  $L_1$  é capaz, se receber suficiente aceleração das camadas externas do disco (mais internas do que ela própria), de escapar do disco da compacta pelo ponto  $L_2$ , ou por  $L_1$  mesmo, dependendo da quantidade de momento angular recebida.

Da interação mútua entre as camadas, é produzido calor. É este que é gerado numa proporção muito maior que o gás do disco pode esgotar. Daí, praticamente quase sua totalidade é irradiada pelas faces superior e inferior do disco.

A irradiação é mais intensa nas camadas próximas à es trela compacta, por causa da presença de maiores energias no gás (plas ma) daquela região. Frequências maiores são, por isso, largamente re cebidas dali.

A energia potencial média dos ions é:

$$\langle U \rangle = - G \frac{M_c \cdot m}{R}$$

onde

m é a massa do ion

R a distância do ion ao centro da compacta.

Pelo teorema do Virial, temos:

$$\langle T \rangle = - \frac{1}{2} \langle U \rangle = \frac{1}{2} \cdot G \cdot \frac{M_c \cdot m}{R}$$

Logo

$$E = \langle U \rangle + \langle T \rangle = - \frac{1}{2} G \cdot \frac{M_c \cdot m}{R}$$

onde E é a energia total na órbita circular R.

Para uma anã branca ou estrela de neutrons, a parte mais interior do disco está próxima da superfície da estrela, logo a energia dos ions na camada mais interna é:

$$E = - \frac{1}{2} G \cdot \frac{M_c \cdot m}{R_c}$$

(Para um "Black Hole", o raio mínimo  $\alpha R_g$ ,  $\alpha$  vezes o raio gravitacional, este sendo maior que o da estrela).

No infinito temos:

$$E = 0$$

Daí, a energia total perdida por um ion  $\bar{e}$ :

$$0 - \left(-\frac{1}{2} G \cdot \frac{M_c \cdot m}{R_c}\right) = \frac{1}{2} \cdot G \cdot \frac{M_c \cdot m}{R_c}$$

Esta corresponde à energia que  $\bar{e}$  dissipada em forma de irradiação, por um ion. É igual a que seria transformada em cinética, caso não ocorresse perdas por viscosidade e outros processos.

Fazendo:

$$\bar{E} = \frac{E}{m} \rightarrow \bar{E} = \frac{1}{2} \cdot G \cdot \frac{M_c}{R_c} \quad \longleftrightarrow \quad \text{Dissipada em forma de irradiação.}$$

(Energia específica).

É importante observar que apesar de nas camadas interiores, o  $\omega$  ser maior, pois:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} m \cdot v^2 &= \left[ -\frac{1}{2} G \cdot \frac{M_c \cdot m}{R} \right] = \frac{1}{2} G \cdot \frac{M_c \cdot m}{R} \\ \therefore v^2 &= (R\omega)^2 = G \cdot \frac{M_c}{R} \quad \therefore \omega = \sqrt{\frac{G \cdot M_c}{R^3}} \end{aligned} \quad \text{(IV.1)}$$

temos, no entanto, que o momento angular  $\bar{e}$  menor, porque:

$$\begin{aligned} L &= I_i \cdot \omega = m \cdot R_i^2 \cdot \omega \\ \therefore \bar{L} &= \frac{L}{m} = R^2 \omega \rightarrow \bar{L} = \sqrt{G \cdot M_c \cdot R} \end{aligned} \quad \text{(IV.2)}$$

O  $I_i$ , momento de inércia de cada camada  $i$ , é muito menor para camadas internas. Sua influência no valor de  $L$  é marcante.

O gás externo, que se agrega ou toca a camada mais externa do disco, se encontra à velocidade inferior ao pertencente àquela camada; como bem sabemos. Considerando o momento angular dessa camada

$$\bar{L}_0 = (M_c \cdot G \cdot R_0)^{1/2}$$

e o da primeira camada estável próxima à superfície da estrela como:

$$\tilde{L}_C = (M_C \cdot G \cdot R_I)^{1/2}$$

Vemos que a matéria ao percorrer o seu caminho desde a órbita  $R = R_0$  até aquela de  $R = R_I$ , perde o momento angular

$$\tilde{L}_{\text{perda}} = [M_C \cdot G (R_0 - R_I)]^{1/2}$$

Se multiplicarmos pela taxa de matéria que se agrega ao disco, o que ocorre na camada mais externa, temos a taxa na qual o momento angular é removido do disco pelo gás que se agrega.

$$\dot{J} = \dot{M}_O [M_C \cdot G \cdot (R_0 - R_I)]^{1/2}$$

Na verdade, podemos formular esta expressão para qual quer raio. Apenas não teremos, como responsável pela remoção do momento angular de uma camada genérica, o gás que se agrega, mas sim a camada imediatamente externa à referida. De tal sorte, que sendo  $\dot{M}_O (M_C \cdot R \cdot G)^{1/2}$  a taxa de perda do momento angular para a matéria de uma camada  $R$ , temos para  $R \geq R_I$ :

$$\dot{M}_O (M_C \cdot R \cdot G)^{1/2} = 2\pi R \cdot 2h \cdot t_{\phi R} \cdot R + J_C$$

onde  $2\pi R \cdot 2h \cdot t_{\phi R} \cdot R$  é a taxa na qual a pressão viscosa carrega momento angular para a camada externa e  $J_C$ , a taxa de momento angular depositada na estrela compacta. Esta taxa, devido ao fato da segunda camada, imediatamente externa à mais interior, se manifestar sempre com o seu atrito viscoso, é normalmente menor que o momento angular kepleriano (teórico), que poderia ter sido doado.

$$\therefore J_C = \beta \dot{M}_O (M_C \cdot G \cdot R_I)^{1/2}; 0 \leq \beta \leq 1$$

Obs.:  $2h$  é a espessura do disco

e  $t_{\phi R}$  a pressão de viscosidade =  $-2\eta \sigma_{\phi} \cdot R$

onde:

$$\sigma_{\phi} \cdot \hat{R} = - \frac{3}{4} (M_c \cdot G/R^3)^{1/2}$$

A rotação do disco em torno da compacta coincide, em sentido, com a rotação do sistema das 2 estrelas. Quanto ao sentido das rotações das estrelas, de início não estaria determinado, mas com o passar do tempo, considerando escalas de tempos astronômicos, a primária pode ser levada a "corrotar" com o sistema e a secundária a possuir rotação de mesmo sentido que a do disco. Aliás, esta última, tende a atingir a máxima rotação possível, que corresponde, aproximadamente, à Kepleriana da órbita mais interna do disco. A interação viscosa do plasma do disco é responsável por isto, acelerando a estrela compacta no sentido da sua rotação (do disco) até a estrela chegar à rotação do mesmo, aí ela estabiliza, pois, obviamente, a rotação não iria exceder a da camada mais interior do disco, pois, esta mesma camada que vinha acelerando a estrela compacta, será a primeira a freiá-la caso ela tente girar mais depressa que a mesma.

Como dissemos, a maxíma rotação da estrela será a da camada mais interna, que é um pouco inferior à Kepleriana. Por esse motivo o momento angular que é dado pela matéria desta camada para a estrela é:

$$\beta \dot{M}_0 (M_c \cdot G \cdot R_I)^{1/2} ; 0 \leq \beta \leq 1$$

$\beta$  mede exatamente o fator que multiplica a velocidade tangencial Kepleriana para resultar na velocidade tangencial real.

$$V_{\text{real}} = \beta V_{\text{kepleriana}} \quad (\text{IV.3})$$

Esta diferença é, em primeira análise, função da viscosidade do plasma no disco. Como essa viscosidade é função do raio de órbita das camadas, no caso de estrela de neutrons ou anã branca, a mesma estrela girando com períodos diferentes irá criar atmosferas de turbulência intermediária, entre ela e o disco, de alturas diferentes, daí implica em  $R_{IS}$  diferentes, ou seja, possibilidade de  $\beta$  diver

sos, porém único para cada caso. Na situação de black-hole, a rotação da estrela modifica o valor de  $R_I$ , logo  $\beta$ .

Esquemáticamente o problema para estrela de neutrons e anã branca pode ser visto na figura IV.6.

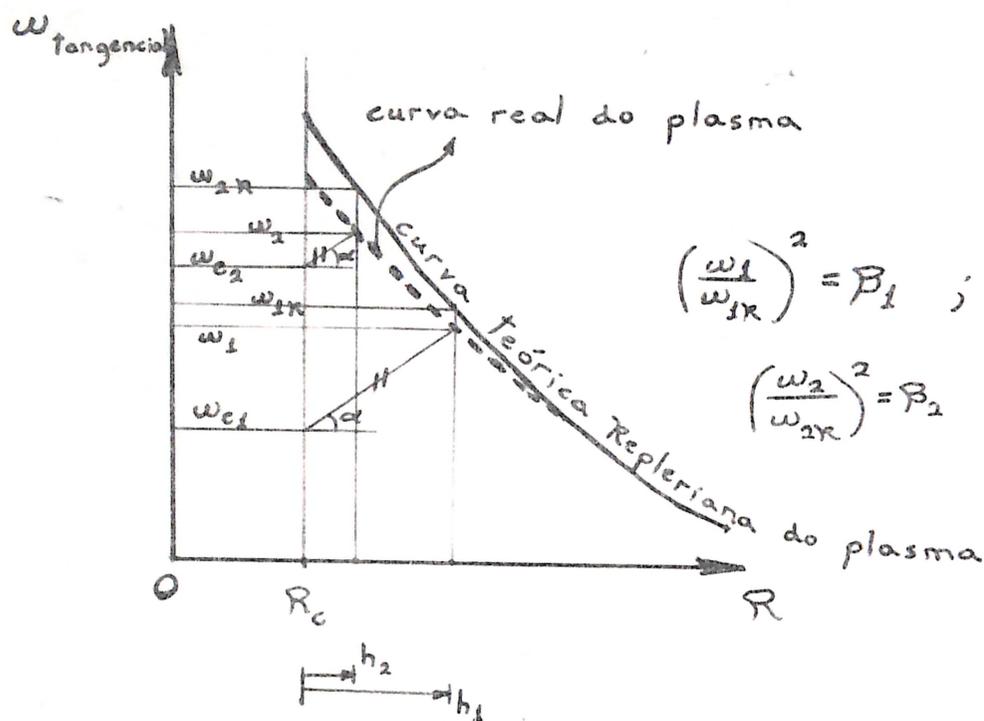


Fig.IV.6 - Curvas das camadas com consideração de viscosidade.

- $R_c$  = raio da estrela
- $\alpha$  = constante que depende da viscosidade do plasma na atmosfera de turbulência.
- $\omega$  = velocidade angular real do plasma que corresponde ao momento angular que será doado à estrela.
- $\omega_e$  = velocidade angular da estrela compacta ( $\omega_{e2} > \omega_{e1}$ )
- $h$  = altura da atmosfera de turbulência ( $h_1 > h_2$ )
- $\omega$  = velocidade angular (teórica) Kepleriana.

E o do "black-hole" na figura IV.7.

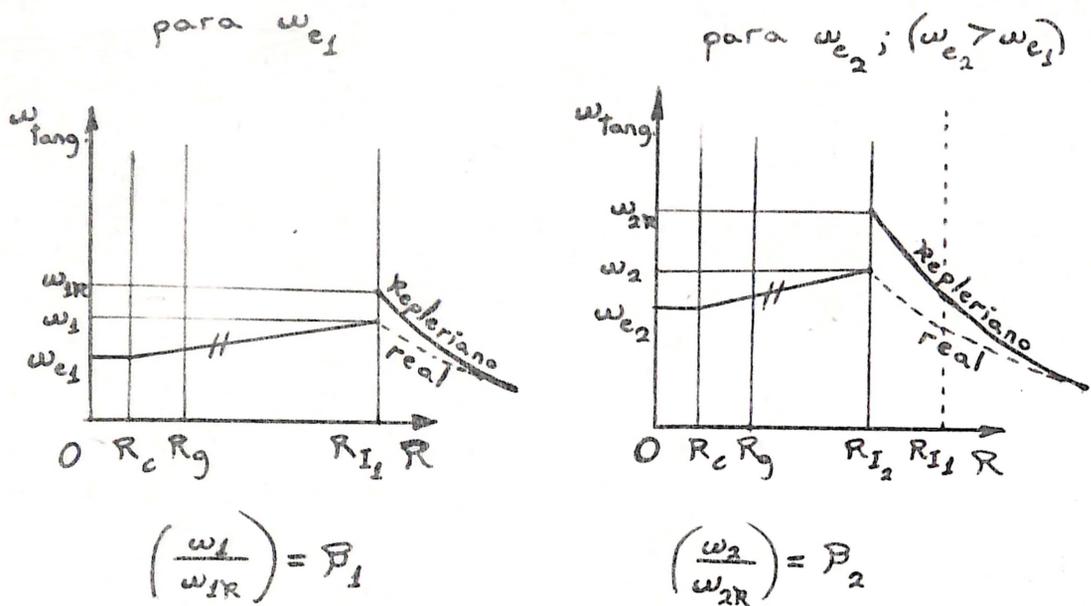


Fig.IV.7 - Curvas para diferentes  $R_I$ s.

Se

$$(\omega_{e2} > \omega_{e1}) \rightarrow (R_{I2} < R_{I1})$$

O momento angular  $\beta \dot{M}_0 (M_c \cdot G \cdot R_I)^{1/2}$  é transferido para a estrela compacta em duas parcelas, uma primeira, em torque devido à diferença de rotações entre o plasma e a estrela, e a segunda, no momento que esse plasma se agrega à estrela.

A velocidade angular Kepleriana é dada por:

$$\omega = \sqrt{\frac{M_c \cdot G}{R_I^3}}$$

$$\therefore v_{\text{tang.}} = \sqrt{\frac{M_c \cdot G}{R_I}}$$

é a velocidade tangencial kepleriana

O calor  $\bar{\epsilon}$  gerado no disco, por viscosidade,  $\bar{\epsilon}$  taxa, em relação ao tempo e por unidade de volume, dada por

$$\epsilon = 2 \eta \sigma^2 = 4 \eta (\sigma_{\hat{\phi}\hat{R}})^2 = -2 t_{\hat{\phi}\hat{R}} \cdot \sigma_{\hat{\phi}\hat{R}}$$

Multiplicando pela espessura do disco, teremos o calor gerado por unidade de área.

$$2h\epsilon = (2h t_{\hat{\phi}\hat{R}}) \cdot (-2 \sigma_{\hat{\phi}\hat{R}})$$

Ora, de (1) temos:

$$2h \cdot t_{\hat{\phi}\hat{R}} = \frac{\dot{M}_0}{2\pi R^2} [(M_c \cdot G \cdot R)^{1/2} - \beta (M_c \cdot G \cdot R_I)^{1/2}]$$

e sabemos que:

$$\sigma_{\hat{\phi}\hat{R}} = -\frac{3}{4} \omega = -\frac{3}{4} (M_c \cdot G/R^3)^{1/2}$$

daí obtemos:

$$2h\epsilon = \frac{3\dot{M}_0}{4\pi R^2} \cdot \frac{M_c \cdot G}{R} \left[ 1 - \beta \left(\frac{R_I}{R}\right)^{1/2} \right]$$

que  $\bar{\epsilon}$  a potência total gerada em forma de calor.

Se nenhuma parte desta for irradiada, a temperatura no disco atingirá valores que seguirão a expressão:

$$T \sim (10^{13} \text{ K}) (R/10^5 \text{ cm})^{-1} \cdot (M_c/M_\odot)$$

Tais temperaturas são absurdamente altas. "Bremsstrahlung" térmico e outros processos radiativos impedirão muito antes, que a temperatura chegue a este nível. Na verdade, tais processos retirarão quase todo o calor que  $\bar{\epsilon}$  produzido, transformando-o em radiação eletromagnética. Podemos dizer de  $2h\epsilon$  constitui a potência total

irradiada pelo disco. Sendo este achatado,  $h_\epsilon$  é a potência emitida por cada uma das faces. Chamando-a de  $F$ , ( $F = h_\epsilon$ ).

$$F(R) = \frac{3\dot{M}_o \cdot M_c}{8 \pi R^2} \cdot \frac{1}{R} \left[ 1 - \beta \left( \frac{R_I}{R} \right)^{1/2} \right] \cdot G \quad (IV.4)$$

é independente da magnitude da viscosidade, dependendo sô de  $\dot{M}_o$ .

A potência total irradiada é:

$$L = \int_{R_I}^{\infty} 2F(R) \cdot 2\pi R \cdot dR = \left( \frac{3}{2} - \beta \right) \dot{M}_o \cdot \frac{M_c}{R_I} \cdot G \quad (IV.5)$$

$2F(R)$  é o fluxo total devido à camada de órbita de raio  $R$ .

É importante observar que  $\frac{1}{2} \dot{M}_o \cdot G \cdot M_c / R_I$  é devido à gravidade da estrela compacta, enquanto  $(1-\beta) \cdot \dot{M}_o \cdot G \cdot M_c / R_I$  vem da energia rotacional do sistema.

A luminosidade produzida causa uma considerável pressão sobre os eletrons do plasma. Estes, "segurados" pela radiação, se afastam dos protons, criando um potencial radial elétrico que acaba por "segurar", pela sua intensidade, os protons também. Isto influi na "permissão" de entrada de matéria no disco. Quanto maior a taxa, maior a luminosidade produzida, maior a pressão de radiação, que implicará num freimento do plasma que se agrega ao disco, diminuindo  $\dot{M}_o$ . Existe um ponto de equilíbrio, "alto regulado", no qual a sua taxa  $\dot{M}_{o\text{crit}}$  que se agrega, produz a exata luminosidade que permite  $\dot{M}_{o\text{crit}}$  como taxa de agregação. Este ponto é chamado de "Limite de Eddington" ou  $L_{\text{crit}}$ , e o seu valor é:

$$L_{\text{crit.}} \approx (1,3 \times 10^{38} \text{ ergs/s}) (M_c / M_\odot) \quad (IV.6)$$

Isto corresponde a

$$\dot{M}_{o\text{crit.}} \approx 10^{-5} M_\odot / \text{ano}, \text{ para anãs brancas}$$

e  $\dot{M}_{o\text{crit.}} \approx 10^{-8} M_\odot / \text{ano} (M_c / M_\odot)$ , para estrelas de neutrons e black

hole.

Espectro:

Densidade de energia =  $u = b \cdot T^4$  (corpo negro)

$$b = \frac{8\pi^5 \cdot k^4}{15 c^3 h^3} = 7,56 \times 10^{-15} \frac{\text{ergs}}{\text{cm}^3 \cdot \text{K}^4}$$

$$u = \frac{1}{c} \int I \cdot d\omega = \frac{4\pi}{c} \cdot I$$

mas

$$F = \int I \cdot \cos \theta \cdot d\omega = \pi \cdot I = \text{ao fluxo de uma das faces do disco (aproximação)}$$

$$\therefore u = \frac{4F}{c}$$

$$\therefore \frac{4F}{c} = b \cdot T^4$$

Se o espectro obedecer a curva de irradiação do "Corpo Negro".

$$\therefore T = \left( \frac{4F}{b \cdot c} \right)^{1/4}$$

$$T_S(R) = \left( \frac{4F}{b \cdot c} \right)^{1/4} \approx (3 \times 10^7 \text{K}) \left( \frac{\dot{M}_0}{10^{-9} M_\odot/\text{ano}} \right)^{1/4} \cdot \left( \frac{M_C}{M_\odot} \right)^{-1/2} \cdot \left( \frac{M_C \cdot G}{R \cdot c^2} \right)^{3/4} \cdot \left[ 1 - \beta \left( \frac{R_I}{R} \right)^{1/2} \right] \quad (\text{IV.7})$$

Pois observa-se que o espectro recebido em Raios-X se que, aproximadamente o de "Corpo Negro".

Para "Corpo Negro", o pico do espectro se dá na frequência:

$$h \cdot \nu_{\text{m\grave{a}x.}} \approx (2,44 \times 10^{-4} \text{ e V}) (T_s (R)/K)$$

o que implica a equação:

$$h \nu_{\text{m\grave{a}x.}} (R) = (7,32 \times 10^3 \text{ e V}) \left( \frac{\dot{M}_0}{10^{-9} M_\odot / \text{ano}} \right) \cdot \left( \frac{M_C}{M_\odot} \right)^{-1/2} \cdot \left( \frac{M_C \cdot G}{R \cdot c^2} \right)^{3/4} \times$$

$$\times \left[ 1 - \beta \left( \frac{R_I}{R} \right)^{1/2} \right]$$

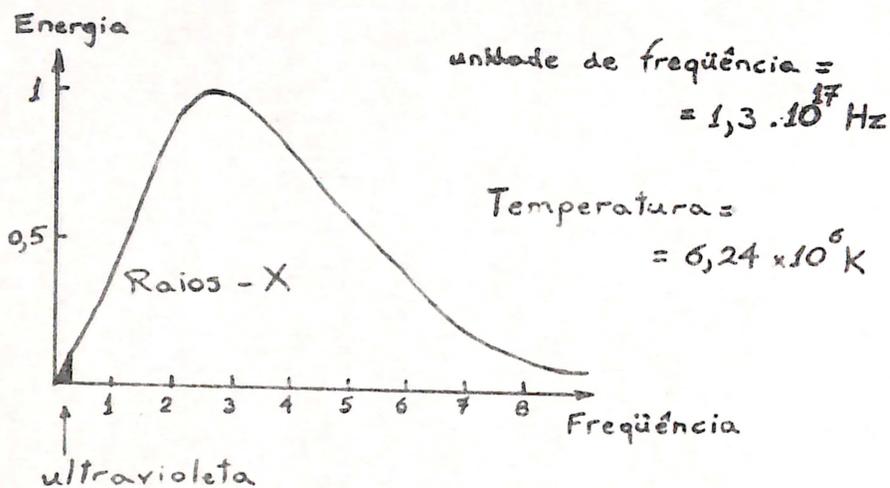


Fig.IV.8 - Espectro típico de emissão de fontes em Raios-X. (Corpo Negro).

onde  $h$  = constante de Planck =  $6,624 \times 10^{-27}$  erg - s

Apesar da classificação não ser rígida, podemos considerar a divisão de zonas como:

Tabela IV.1

NOME	FREQUÊNCIA (OSCILAÇÕES POR SEGUNDO)	MÉTODO DE DETEÇÃO
Rádio	menos que $3 \times 10^9$	eletrônico
Ondas curtas e microondas	$3 \times 10^9$ a $3 \times 10^{11}$	eletrônico
Infravermelho	$3 \times 10^{11}$ a $3,75 \times 10^{14}$	calor
Visível	$3,75 \times 10^{14}$ a $7,5 \times 10^{14}$	olho, fotografia, eletrônico
Ultravioleta	$7,5 \times 10^{14}$ a $3 \times 10^{16}$	fotografia, eletrônico
Raios-X fracos	$3 \times 10^{16}$ a $2 \times 10^{17}$	eletrônico, fotografia
Raios-X fortes	$2 \times 10^{17}$ a $3 \times 10^{19}$	ionização de gases
Raios gama	acima de $3 \times 10^{19}$	ionização de gases

Raios-X vão de 100 eV ( $3 \times 10^{16}$  Hz) a 100 k eV, ( $3 \times 10^{19}$  Hz), aproximadamente, portanto.

Faremos, agora, uma combinação de taxas de acréscimo de matéria, massa da estrela compacta e valores de  $\beta$ , na faixa de raios-X (1 KeV a 10 KeV) afim de estudar as luminosidades resultantes. Logicamente, o modelo empregado é o desenvolvido até aqui.

$$(1 \text{ eV} = 1,602 \times 10^{-12} \text{ ergs})$$

É importante ter em mente que:

$$R_g = \text{raio gravitacional (para Black Holes)} = \frac{2 \cdot G \cdot M_c}{c^2}$$

Para Black Holes:

$$R_I = 6 a \frac{10 G.M_c}{c^2} \quad (\text{ou seja } 3 \text{ a } 5 R_g) \text{ e } \beta = 1$$

Para Estrela de Neutrons e Anã Brancas:

$$R_I \approx R_C \quad (\text{raio da estrela, aproximadamente})$$

$\beta < 1$ ;  $\beta \approx 1$  sō para rotações limite de desagregação ( e mesmo sentido que a do plasma)

Convenção:

$M_c$	$\equiv$ HMC	$R_I$	$\equiv$ $3 R_g$ (no programa)
$M_o$	$\equiv$ HMO	$L$	$\equiv$ HL
$\Pi$	$\equiv$ PIH	$\frac{R.C^2}{M_c.G}$	$\equiv$ RAZON
$M_{\odot}$	$\equiv$ HMS	$\beta$	$\equiv$ B
$b$	$\equiv$ STBOLT		

Vide PROGRAMA anexo.

Empregaremos os cálculos do programa em dados de luminosidade, frequência e massa de estrelas compactas em sistemas binários, fornecidos por várias observações realizadas na investigação de sistemas binários emissores de Raios-X, em relevância as do satélite UHURU (3º catálogo).

OBS.: 1 parsec = 3,26 anos luz  
1 ano luz =  $9,46 \times 10^{17}$  cm

HD é referente ao catálogo  
Henry Draper

É importante observar que  $\beta$  não se afasta muito da unidade. Faremos  $\beta > 0,9$ .

No Programa:

$$TSP = \text{Temperatura para emitir } 1 \text{ keV de pico} = \frac{1000}{2,44.10^{-4}} \text{ K}$$

TSG = Temperatura para emitir 10 KeV de pico = 10 TSP

$$FP = \frac{b \cdot c \cdot TSP^4}{4} \quad e \quad FG = \frac{b \cdot c \cdot TSG^4}{4}$$

$$RP = \left[ \frac{7,32 \cdot \left(\frac{M_0}{10^{-9}}\right)^{1/4} \cdot \left(\frac{MC}{MS}\right)^{-1/2} \cdot \left(\frac{MC \cdot G}{C^2}\right)^{3/4} \cdot 8 \cdot \Pi \cdot FP}{3 \cdot M_0 \cdot 6,274 \cdot 10^{25} \cdot MC \cdot G} \right]^{-4/9}$$

$$RG = \left[ \frac{\left(\frac{7,32}{10}\right) \left(\frac{M_0}{10^{-9}}\right)^{1/4} \left(\frac{MC}{MS}\right)^{-1/2} \left(\frac{MC \cdot G}{C^2}\right)^{3/4} \cdot 8 \cdot \Pi \cdot FG}{3 \cdot M_0 \cdot 6,274 \cdot 10^{25} \cdot MC \cdot G} \right]^{-4/9}$$

$$7,32 = \frac{3 \cdot 10^7 K}{TSP} \quad e \quad 6,274 \cdot 10^{25} = \frac{M \cdot S}{ano} \text{ em g/s}$$

RP e RG vem, facilmente, da substituição de  $\left[ 1 - \beta \left(\frac{RI}{R}\right)^{1/2} \right]$  da expressão de F na expressão de TS.

#### 4.3 - UTILIZAÇÃO DO MODELO PARA OS DADOS ATUALIZADOS DE ESTRELAS COMPACTAS OBSERVADAS:

Analisaremos na sequência, Cen X-3, CY9 X-1, SCO X-1, 3 U0352+30 (compacta da X-PER) a SMC X-1 e outras.

##### 4.3.1 - Estrela compacta: Cen X-3 (3U1118-60)

Estrela primária: Krzeminski

Frequências analisadas: (2-10) KeV

Luminosidade:  $(1,83-3) \times 10^{37}$  erg/s

Massa: (0,7 - 2,0)  $\odot$

Período do pulso: 4,84 s

Distância: 7,5 kpc

##### Do programa:

1 keV seria produzido no raio de 80 km

10 keV seria produzido no raio de 3,5 km

Como, para todas as estrelas de neutrons com massa acima da solar, iremos supor um raio de 10 Km (no caso está próximo de RI = 9 Km), não deveremos encontrar 10 keV e energias próximas devidas ao disco.

$$\beta = 0,8 \rightarrow \text{Luminosidade} = 2,8 \times 10^{37} \text{ erg/s}$$

$$\beta = 0,9 \rightarrow \text{Luminosidade} = 2,3 \times 10^{37} \text{ erg/s}$$

$$\beta = 1,0 \rightarrow \text{Luminosidade} = 2,0 \times 10^{37} \text{ erg/s}$$

A luminosidade de Eddington limiar é  $1,0 \times 10^{38}$  erg/s que corresponde à taxa de acreção  $1,0 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$ .

A taxa provável é  $5,0 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ .

Por cálculos de Pacheco (1977), o raio externo do disco seria, para Cen X-3, de 700 Km.

O modelo Novikov e Thorne (73) se mostra bastante coerente, apoiando os dados observados.

4.3.2 - Estrela compacta: Cyg X-1 (3U1956+35)

Estrela primária: HD 22 68 68

Frequências analisadas: (2-10) keV (25% do total)  
(10-100) keV (50% do total)  
(> 100 keV) (25% do total)

Luminosidade:  $(2 \text{ a } 6) \times 10^{37} \text{ erg/s} \leftrightarrow (\text{acima de } 2 \text{ keV})$  } A luminosidade  
 $(0,5 \text{ a } 1,5) \times 10^{37} \leftrightarrow (2 - 6) \text{ keV}$  } é variável

Massa:  $(8-14) M_{\odot}$  ; provavelmente  $10 M_{\odot}$ . Afirma-se  $> 4 M_{\odot}$ .

Período do pulso: caótico ( $\approx 5 \text{ m s}$ )

Distância: 2,5 kpc.

Do programa:

Como a sua massa  $\bar{e}$  superior ao limite para uma configuração neutrônica autogravitante, como apresenta um período caótico de emissão de luminosidade e como apresenta frequências, na quase totalidade, acima de 2 keV (raios-X), fica muito provável a possibilidade de se tratar de um "Black Hole". Portanto, tem sentido referirmo-nos a um  $RI = 3 R_g$ , correspondente a última órbita estável do disco de acreção de matéria.

Sendo:

$$M_c = 10 M_{\odot} \longrightarrow \begin{cases} L_{\text{crit.}} = 1 \cdot 10^{39} \text{ erg/s} \\ \dot{M}_{\text{crit.}} = 1 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{ano} \\ RI = 88 \text{ km} \end{cases}$$

Para Thorne e Novikov  $\dot{M}_0 = 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ .

$$\text{Para } \dot{M}_0 = 3 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano} \rightarrow \begin{cases} RP = 152 \text{ km} \\ RG = 7 \text{ km} \end{cases}$$

$$\beta = 0,9 \rightarrow L = 1,69 \cdot 10^{37} \text{ erg/s}$$

$$\text{Para } \dot{M}_0 = 5 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano} \rightarrow \begin{cases} RP = 180 \text{ km} \\ RG = 8 \text{ km} \end{cases}$$

$$\beta = 0,9 \rightarrow L = 2,82 \times 10^{37} \text{ erg/s}$$

$$\text{Para } \dot{M}_0 = 7 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano} \rightarrow \begin{cases} RP = 202 \text{ km} \\ RG = 9 \text{ km} \end{cases}$$

$$\beta = 0,9 \rightarrow L = 3,95 \times 10^{37} \text{ erg/s}$$

$$\text{Para } \dot{M}_0 = 9 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano} \rightarrow \begin{cases} RP = 219 \text{ km} \\ RG = 10 \text{ km} \end{cases}$$

$$\beta = 0,9 \rightarrow L = 5,08 \times 10^{37} \text{ erg/s}$$

Como RI (= 3 Rg) é maior que os RG ( $\neq$  Rg), não devemos encontrar emissão de raios-X, devido ao disco em frequências próximas a 10 keV.

Porém por Pacheco e Steiner (75),  $\dot{M}_0$  está na faixa de  $(2-6) \times 10^{18}$  g/s  $\rightarrow$   $(3-9) \times 10^{-8} M_\odot$  /ano.

Isto modifica bastante o panorama:

$$\text{Para } \dot{M}_0 = 3 \times 10^{-8} M_\odot \text{ /ano } \rightarrow \begin{cases} \text{RP} = 328 \text{ km} \\ \text{RG} = 15 \text{ km} \end{cases}$$

$$\beta = 0,9 \rightarrow L = 1,69 \times 10^{38} \text{ erg/s}$$

$$\text{Para } \dot{M}_0 = 5 \times 10^{-8} M_\odot \text{ /ano } \rightarrow \begin{cases} \text{RP} = 388 \text{ km} \\ \text{RG} = 18 \text{ km} \end{cases}$$

$$\beta = 0,9 \rightarrow L = 2,82 \times 10^{38} \text{ erg/s}$$

$$\text{Para } \dot{M}_0 = 7 \times 10^{-8} M_\odot \text{ /ano } \rightarrow \begin{cases} \text{RP} = 435 \text{ km} \\ \text{RG} = 20 \text{ km} \end{cases}$$

$$\beta = 0,9 \rightarrow L = 3,95 \times 10^{38} \text{ erg/s}$$

$$\text{Para } \dot{M}_0 = 9 \times 10^{-8} M_\odot \text{ /ano } \rightarrow \begin{cases} \text{RP} = 473 \text{ km} \\ \text{RG} = 22 \text{ km} \end{cases}$$

$$\beta = 0,9 \rightarrow L = 5,08 \times 10^{38} \text{ erg/s}$$

Porém, a taxa de acreção deve estar entre  $\approx 10^{-9} M_\odot$ /ano pois estes valores de Luminosidade ultrapassam o L estimado ( $3 \text{ a } 8 \times 10^{37}$  erg/s).

4.3.3 - Estrela Compacta: SCO X-1 (3U1617-15)

Estrela Primária: Blue Star

Frequências analisadas: (2-10) keV

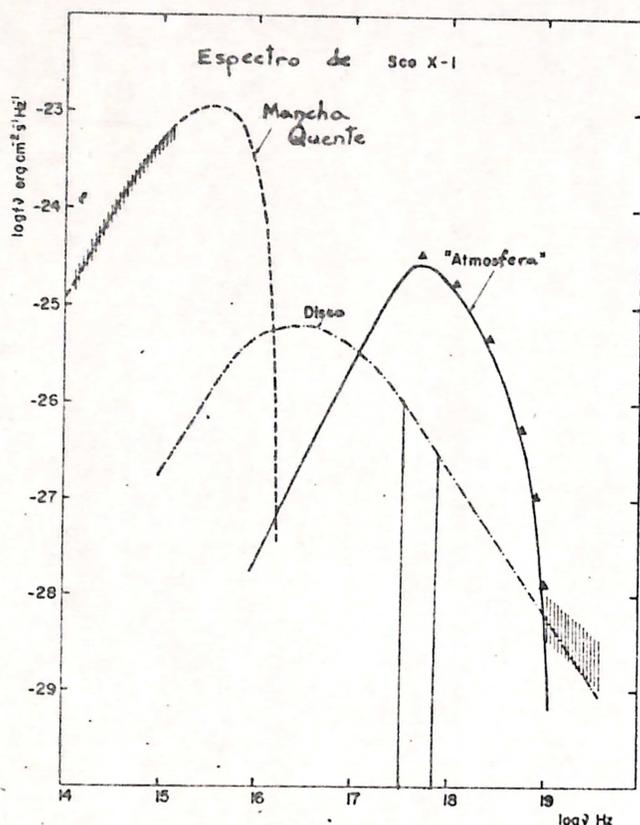


Fig. IV.9 - A emissão proveniente de SCO X-1, mostradas as contribuições de cada componente. (de Pacheco e Steiner (76)).

Como Raios-X vão de:

100 eV ( $3 \times 10^{16}$  Hz) a 100 keV ( $3 \times 10^{19}$  Hz)

Temos que as frequências estimadas se encontram desde 10 eV a 100 keV.

∴ Luminosidade: no total  $8 \times 10^{38}$  erg/s  
( $1,4 \times 10^{38}$  erg/s na faixa 2-10 keV)

Massa:  $1 \odot$

Período do pulso: irregular, com variabilidade de minutos.

Distância: 2,0 kpc

Do Programa:

$$\dot{M}_{\text{crit}} \approx 1 \times 10^{-8} M_{\odot} / \text{ano.}$$

$$L_{\text{crit}} = 1 \times 10^{38} \text{ erg/s}$$

$$RI = 9 \text{ km}$$

$$\beta = 0,8 \rightarrow L = 1,3 \times 10^{38} \text{ erg/s}$$

$$\beta = 1,0 \rightarrow L = 0,9 \times 10^{38} \text{ erg/s}$$

$$RP = 130 \text{ km}$$

$$RG = 6 \text{ km}$$

$$\dot{M}_0 = 2 \times 10^{-8} M_{\odot} / \text{ano.}$$

Vemos que a luminosidade total deve ser menor que a sugerida, ou a massa do corpo ser maior que a apresentada.

Como consideraremos o raio da estrela como sendo de  $10^6$  cm ( $\approx$  RI), devemos encontrar raios-X de até 10 keV no seu disco.

#### 4.3.4 - Estrela compacta: 3U0352+30

Estrela Primária: X-PER

Frequências analisadas: (2-10) keV

Luminosidade: (2 a 4)  $\times 10^{33}$  erg/s

Massa: 40?

Período do pulso: 835,6s

Distância: 0,3 kpc

Do Programa:

Como recebemos raios-X de alguns keV e como a luminosidade é baixa,  $4 \times 10^{33}$  erg/s, eles devem estar sendo produzidos a distância de alguns poucos quilômetros.

Ora, RI (da última órbita estável) = 176 km para  $M_C = 40 M_{\odot}$ , portanto bem maior que as distâncias de produção de raios-X. Concluimos que, o dado de luminosidade é outro, ou o valor de  $M_C$ .

#### 4.3.5 - Estrela Compacta: SMC X-1 (3U0115-73)

Estrela Primária: Sk 160

Frequências analisadas: (2-10) keV

Luminosidade:  $2 \times 10^{38}$  erg/s

Massa: 1,2 ou 4  $M_{\odot}$ .

Período do pulso (rotação própria): 0,715 s

Distância: 61 kpc

Do Programa:

Como para  $M_c = 1 \odot$  o  $L_{crit} = 1 \times 10^{38}$  erg/s, teríamos ultrapassado o limite de Eddington com os  $2 \times 10^{38}$  erg/s. Tal limite só pode ser ultrapassado transitoriamente, mas não em caráter permanente. Eliminamos, portanto, a possibilidade de sua massa ser de apenas  $1 \odot$ . A massa mínima para satisfazer o limite de Eddington será de  $2 \odot$  ( $L_{crit} = 2 \times 10^{38}$  erg/s),  $M_c = 4 \odot \rightarrow L_{crit.} = 4 \times 10^{38}$  erg/s.

A acreção de matéria está em torno de  $(3 \text{ a } 5) \times 10^{-8} M_{\odot}$ /ano.

Considerando  $M_c = (2 \text{ a } 4) M_{\odot}$ :

$$\text{Para } 3 \times 10^{-8} M_{\odot} / \text{ano} \rightarrow \begin{cases} \text{RP} = 200 \text{ km} \\ \text{RG} = 10 \text{ km} \end{cases}$$

$$e \beta = 0,8$$

$$\text{RI} = (17 \text{ a } 35) \text{ km}$$

$$\text{Para } 5 \times 10^{-8} M_{\odot} / \text{ano} \rightarrow \begin{cases} \text{RP} = 260 \text{ km} \\ \text{RG} = 12 \text{ km} \end{cases}$$

$$e \beta = 1$$

$$\text{RI} = (17 \text{ a } 35) \text{ km}$$

São portanto facilmente produzidos, pelo disco, raios-X de alguns keV.

$$\text{Provavelmente } \dot{M} \approx 4 \times 10^{-8} M_{\odot} / \text{ano} \quad \begin{cases} \text{RP} = 230 \text{ km} \\ \text{RG} = 11 \text{ km} \end{cases}$$
$$e \beta = 0,9$$

A taxa de acreção está no limite de Eddington.

4.3.6 - TRANSCREVEMOS ABAIXO DADOS DE OUTRAS FONTES DE RAIOS-X, QUE PODEM SER ANALISADAS PELO PROGRAMA

SISTEMA		FREQUÊN CIA DE CORTE	FAIXA DE FRE QUÊNCIAS OBSERVADAS (keV)	MASSA ( $\odot$ )	PERÍODO DO PUL SO (ROTAÇÃO PRÓPRIA)	DISTÂNCIA (kpc)	I (UHURU) (2-6) keV	LUMINOSIDADE (UHURU) (erg/s) ( $4\pi d^2 \times I \times 1,7 \times 10^{-11}$ )d, em cm.	OUTRA FONTE (2-10) keV
COMPACTA	PRIMÁRIA								
3U1700-37	HD153919	2,1→5,5	2-10	1,3 a 1,6	Irregular; va riabilidade em tempos de 1 se gundo.	1,7	102	$6,0 \times 10^{35}$	$3 \times 10^{34}$ a $3 \times 10^{36}$
3U0900-40	HD77581	2,5→4,4	2-10	2,6	Irregular; va riabilidade em tempos de 0,1s.	1,3	100	$3,4 \times 10^{35}$	$3 \times 10^{35}$ a $4 \times 10^{37}$
Her X-1 (3U1653+35)	Hz Her	1,5→3,2	2-10	$1,3 \pm 0,1$	1,24s	2 a 6	100	$\sim 1,27 \times 10^{36}$	$6 \times 10^{35}$ a $1,0 \times 10^{37}$
Cyg X-3 (3U2030+40)	IR star	2,9→4,0	2-10	-	Irregular; va riabilidade em tempos de minu tos.	10	194	$3,94 \times 10^{37}$	$8 \times 10^{36}$ a $6 \times 10^{37}$
Cyg X-2 (3U2142+38)	Yellow star	$\sim 0,5$ (variā vel)	2.10	1,1	Irregular; va riabilidade em tempos de minu tos	2,1	540	$4,84 \times 10^{36}$	$2 \times 10^{35}$ a $4 \times 10^{35}$

A frequência de corte é a frequência mínima que chega até o nosso planeta sem sofrer forte atenuação pelo meio interestelar.

Na figura IV.10 estão representadas as zonas permitidas para as três categorias de estrelas compactas.

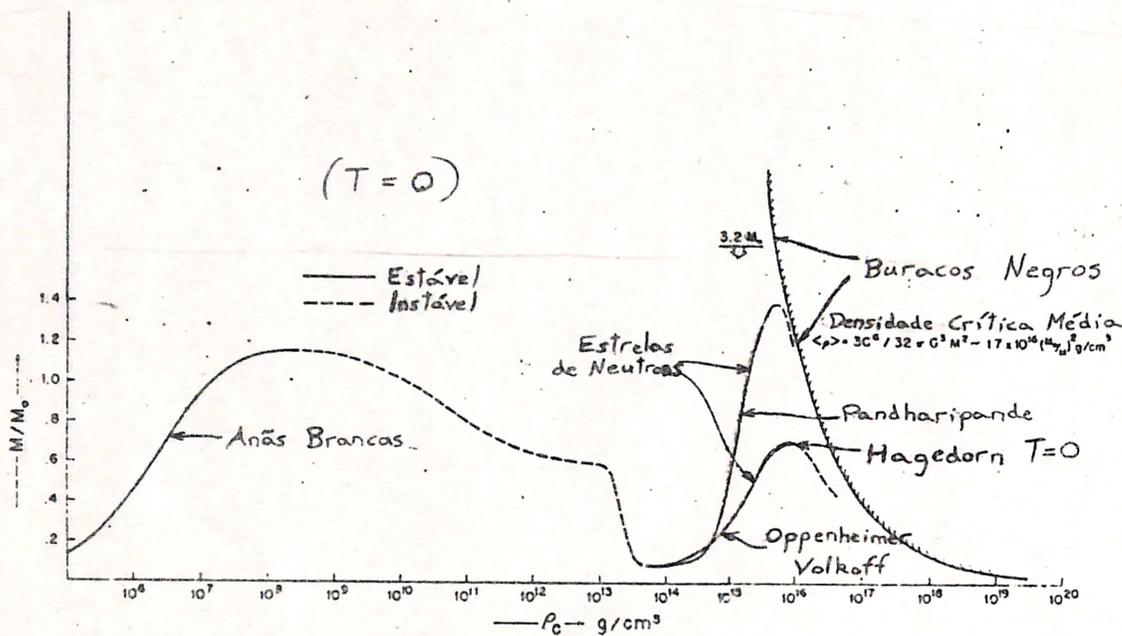
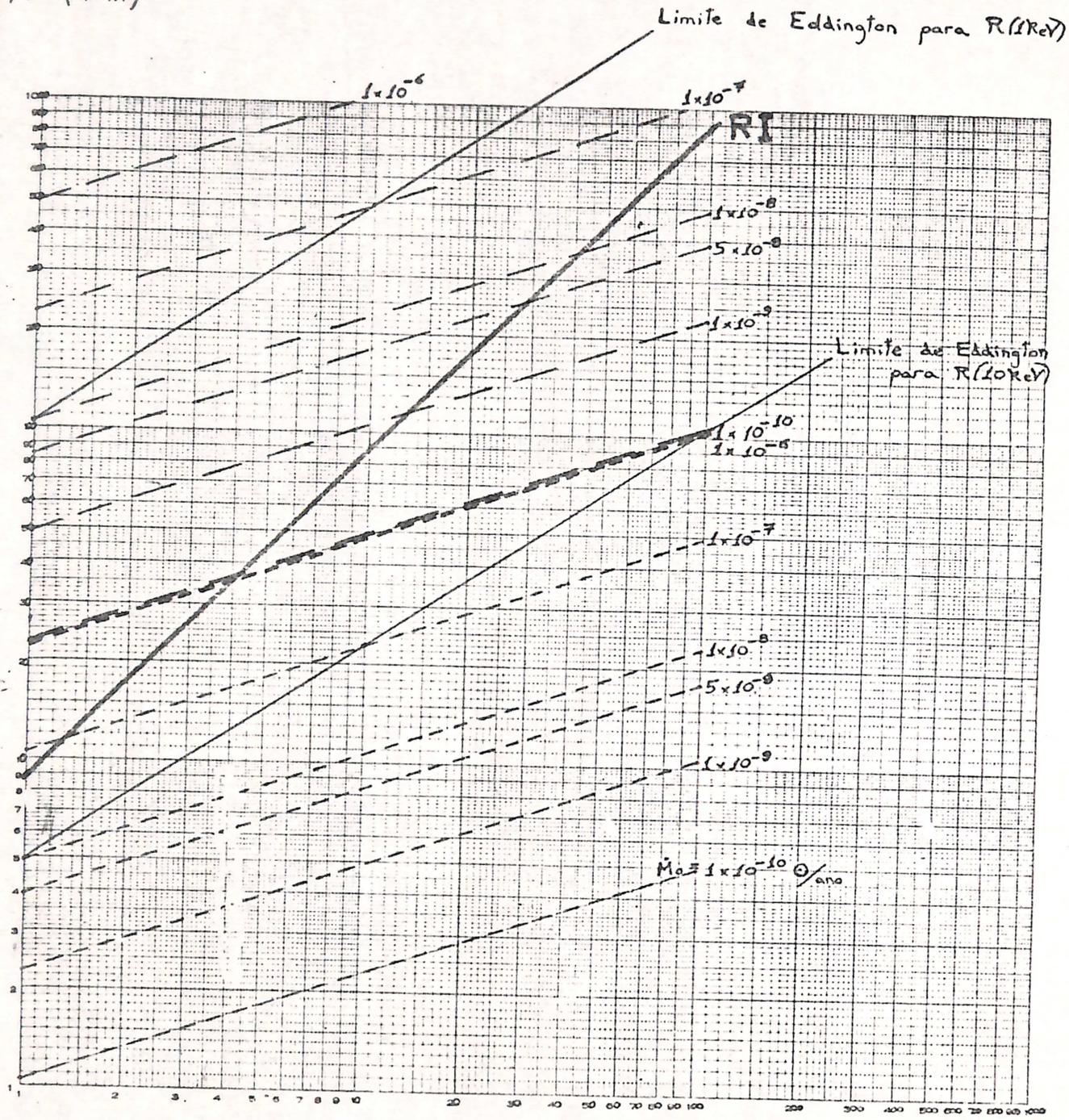


Fig. IV.10 - Configurações de Equilíbrio para a matéria fria (de H. Gursky e R. Ruffini).

Do modelo Thorne e Novikov podemos levantar o gráfico da Fig. IV.11

R (R<sub>m</sub>)



--- R (produção de 1KeV)

--- R (produção de 10KeV)

M<sub>c</sub>  
(☉)

Fig.: IV.11- "Região Permitida"

Admitindo que pelo menos 1 keV está sendo produzido pelo disco, devemos, então, procurar na "região permitida", entre a reta limite de Eddington para R (1 keV) e a reta do raio da última órbita interna (RI). Fazemos a interseção da reta de acreção para 1 keV e a massa do corpo, devendo cair na região permitida. Caso o faça, resulta que temos produção de 1 keV e energias maiores até o encontro, seguindo para baixo na vertical, com a reta única de RI.

Como normalmente o valor de RI impede que cheguemos a emissões no disco de 10 keV (retas inferiores), podemos traçar o gráfico, mais detalhadamente, na "região permitida" com retas inferiores de correspondência à emissão de 3 keV, Figura IV.12.

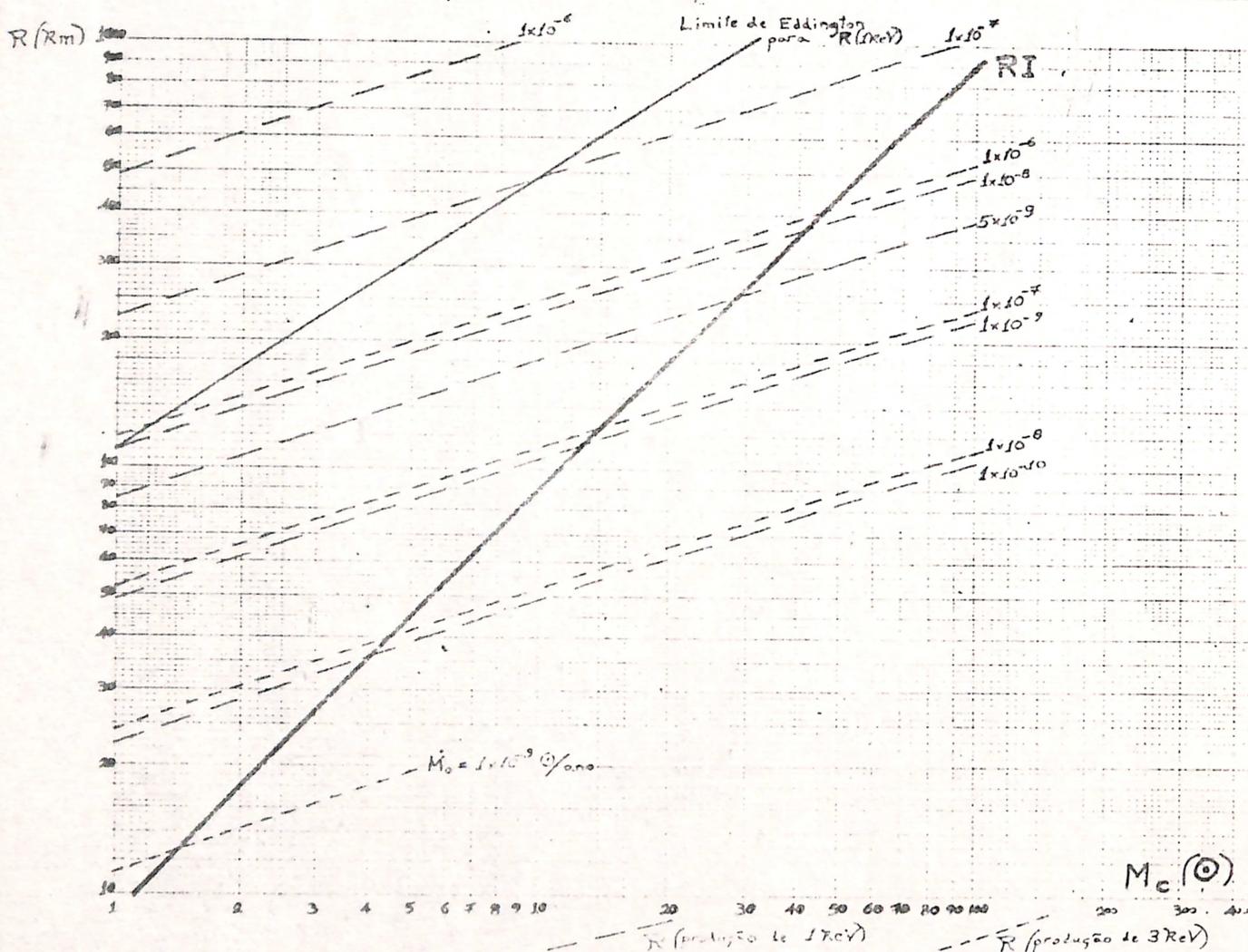


Fig. IV.12 - "Região Permitida" (em detalhe).

No caso da interseção cair acima da "região permitida" (ultrapassagem do Limite de Eddington), devemos "descer" na vertical até o limite (alto regulagem).

Se ocorrer da interseção cair abaixo da "região permitida" (R para a produção de 1 keV inferior ao RI) não teremos emissão de Raios-X.

Finalmente, para o valor de  $\beta$  deve ser observado que de termina-se a luminosidade L da seguinte forma:

$$\beta = 1 \quad \rightarrow L = x$$

$$\beta = 0,5 \quad \rightarrow L = 2x$$

$$\beta = 0 \quad \rightarrow L = 3x$$

### CAPÍTULO V

## TÉCNICAS INSTRUMENTAIS PARA A OBSERVAÇÃO DE RAIOS-X CÔSMICO

### 5.1 - HISTÓRICO

Embora fontes de raios-X cósmico fossem descobertas, pela primeira vez, em 1962 e tivessem sido estudadas desde aquele ano com o uso de instrumentação em foguetes, balões e pequenos satélites, a inteira extensão da astronomia de raios-X tornou-se visível somente depois das observações por meio do satélite UHURU. Este, lançado em 12 de dezembro de 1970, tinha uma área sensível de 840 cm<sup>2</sup> e detectava fontes fracas de até  $2 \times 10^{-3}$  contagens/cm<sup>2</sup>.s, o que corresponde a faixa de  $10^{-8}$  -  $10^{-11}$  ergs/cm<sup>2</sup>.s, ou para fontes a poucos kiloparsecs, de luminosidade de raios-X de  $10^{35}$  a  $10^{38}$  erg/s.

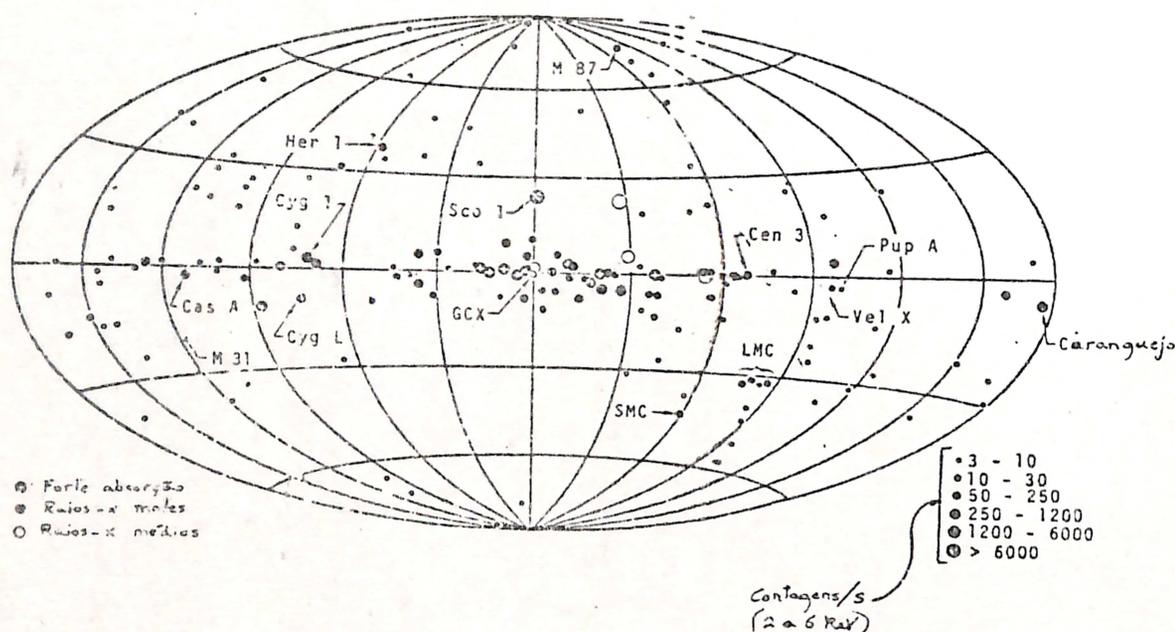


Fig.:V.1 - O céu de raios-X (de Seward, 1975).

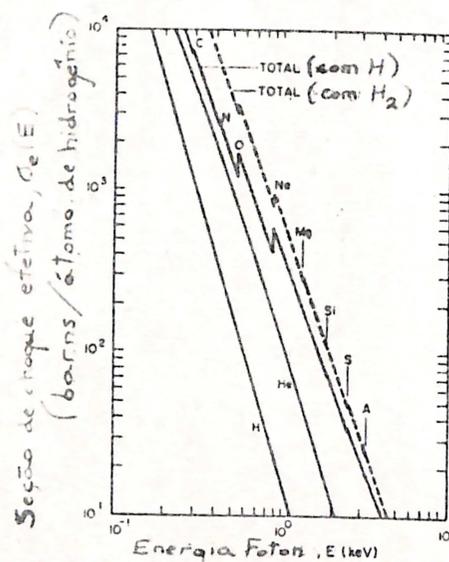
O mapa do céu de raios-X, em coordenadas galáticas, obtida pelo UHURU em aproximadamente 125 dias de operação. Cerca de 100

das 161 fontes estão concentradas no plano da nossa galáxia.

Atualmente, o Observatório Astronômico de Alta Energia (HEAO) constitui a mais recente classe de experimentos no campo de de teção de raios-X e raios- $\gamma$  cósmico. Seus dados deverão contribuir de maneira importante no progresso da determinação das fontes de alta energia.

### 5.2 - PROBLEMA DO LOCAL DE DETEÇÃO

O meio interestelar é um forte absorvedor de raios-X. Na figura V.2, podemos ver, segundo cálculos de Felten & Gould. Na região de energia de raios-X, a absorção toma lugar predominantemente para elementos de número atômico elevado, tais como o oxigênio e o neon. Uma vez que a abundância no cosmos, destes elementos não é melhor conhecida do que por um fator de dois, existe uma correspondente incerteza no coeficiente de absorção de raios-X.



$$1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

$$\kappa (\text{cm}^{-1}) = \sigma_c \rho \frac{N}{A}$$

$N = n^\circ$  de Avogadro      $\rho =$  densidade  
 $A =$  nt de massa

Fig. V.2 - Cálculo por Felten & Gould da seção de choque efetiva para absorção fotoelétrica pela matéria interestelar.

Uma vez que a Atmosfera da terra absorve estes raios-X, de maneira intensa, vide figura V.3, medidas devem ser feitas por satê

lites, foguetes ou até mesmo balões. Acrescentando as limitações em peso e volume impostos pelo veículo carregador do equipamento de medição, ele não possuirá a altamente "inercial" e rígida plataforma que a Terra constitui. O experimentador deve prover os meios para estabilizar o veículo e determinar sua orientação com respeito à esfera celeste.

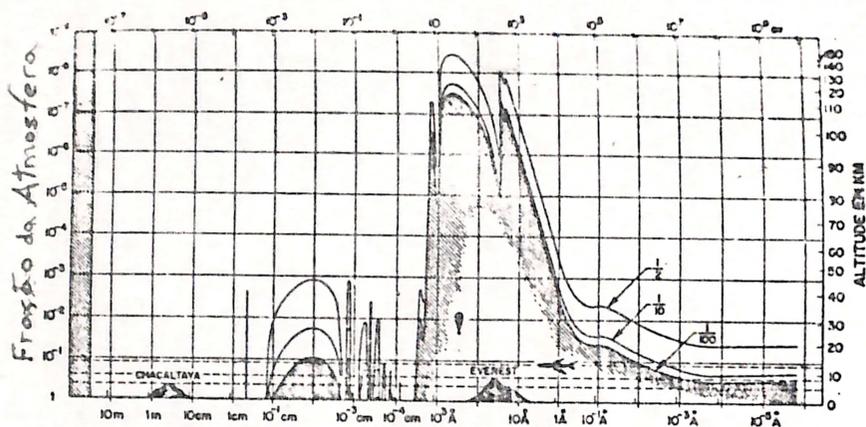


Fig. V.3 - Atenuação da radiação eletromagnética a Atmosfera (50%, 90% e 99% de atenuação).

Na figura V.4 vemos a atenuação na faixa de 0,1 keV a 10 MeV de fotons (COSPAR International Reference Atmosphere, 1972)

### 5.3 - TRANSPORTE DE DETETORES E APONTAMENTO

Um meio barato e com relativo sucesso na observação de fontes de raios-X, são o emprego de balões no transporte dos detetores. Usando grandes balões, pacotes de instrumentos pesando 200 kg podem ser carregados a altitudes de cerca de 40 km. Não é possível se livrar completamente da atmosfera; densidades mínimas de 2 g/cm<sup>2</sup> são alcançados em poucos experimentos. Tipicamente, consegue-se 4 g/cm<sup>2</sup> em confronto com os 1033 g/cm<sup>2</sup> ao nível do mar (vide figura V.4).

As exposições dos balões variam de 8 a 24 horas. Para instrumentos com grande resolução angular, a técnica de balões não é adequada, pela dificuldade de apontamento.

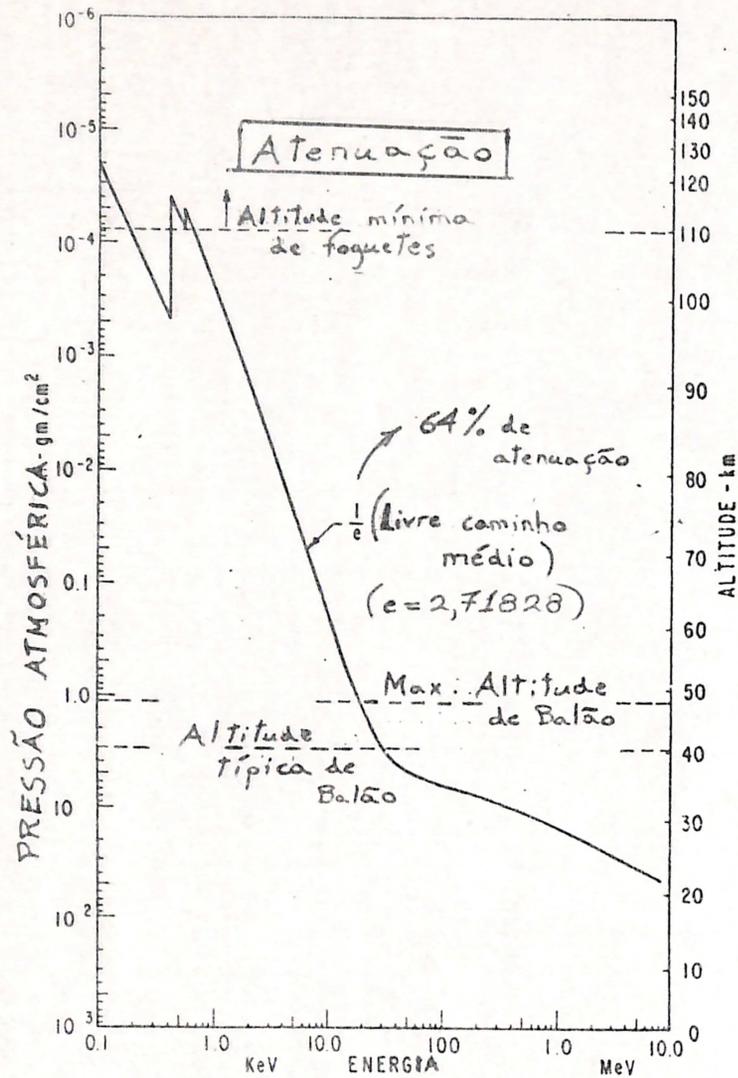


Fig.V.4 - Atenuação de 0,1 keV - 10MeV (COSPAR)

Em razão da existência de ainda uma significativa quantidade de atmosfera acima do detetor para energias baixas de raios-X, a técnica é melhor empregada para regiões de energias maiores. Usa-se instrumentos com largo campo visual.

Para energias baixas, instrumentos acoplados em um foguete à combustão obtêm maior êxito. Tais foguetes podem alcançar altitudes de 200 km; geralmente observações são tomadas acima de 80 km. A duração do voo acima desta altitude é de cerca de cinco minutos.

Existem três métodos de controle do movimento do foguete durante o voo, comumente empregados:

a) Rotação livre:

Este é o método mais simples, uma vez que o foguete recebe uma rotação no lançamento e não a perde na trajetória. Isto faz o detector varrer uma vasta área do céu, numa taxa de aproximadamente duas revoluções por segundo. Porém, deve-se evitar precessões que dificultariam o processo de identificação das fontes discretas.

b) Rotação lenta:

Jatos de gás podem conseguir uma lenta rotação de cerca de 4 revoluções por minuto, melhorando as exposições e o método de identificação.

c) Controle de ponto:

Para alguns experimentos é necessário pesquisar apenas uma determinada região do céu. Nestas circunstâncias, o controle da atitude do foguete é realizada por jatos de gás comandados por giroscópios. Exatidão de  $1^\circ$  pode ser conseguida, de maneira que a particular fonte pode ser estudada durante todo o voo se o campo visual do detector for maior que este valor.

Voltando novamente aos balões, agora no que se refere a apontamento. O método mais simples é o de posicionamento diurno, por intermédio do sol e do campo magnético da Terra. O equipamento possui imãs permanentes que orientarão o conjunto segundo o campo magnético da Terra, na altura em que estiver o balão. O detector de raios-X e o sensor solar formam um ângulo fixo e calculado para a observação de uma determinada estrela, escolhida para medição. O sensor é apontado para o sol e o detector posicionado num ângulo de espera, aguardando a chegada da estrela. Caso passe o tempo de passagem, o detector é deslocado de um ângulo, passando à frente da estrela para aguardar nova passagem. As velocidades de passagens são principalmente causadas pela rotação terrestre. Ângulos de visada próximos da vertical são evitados devido à presença do corpo do balão (pode-se variar, em terra, o tamanho da cor

61  
da, projetando-a maior para admitir observações mais verticais).

A observação diurna leva a desvantagem séria de "back-ground" causado pela luz solar incidindo sobre partículas na frente do detector. A orientação por campo magnético não fornece precisão de posicionamento angular melhor que alguns minutos de arco, devido a imprecisão tecnológica do sistema e da imprecisão de informação do valor exato do campo magnético da Terra no local.

Um posicionamento mais preciso seria conseguido com a orientação das estrelas, o que inclusive admitiria medições noturnas, sem "background" solar.

O mais caro investimento na detecção de raios-X empregaria satélite no lugar de balões. Por outro lado; observação seria beneficiada pela ausência de atmosfera por maior disponibilidade de tempo de coleta de dados. Para isso fica conveniente, e rentoso, o emprego de sofisticado equipamento eletrônico de apontamento, por controle de terra, e de envio de dados. Compensa o uso de microprocessadores.

A órbita de satélites em redor da Terra é calculada, bem como o ângulo que seu eixo de rotação próprio forma com esta órbita. O eixo do colimador fica na perpendicular ao eixo de rotação do satélite. Figura V.5. A figura V.6 mostra um resultado típico do satélite UHURU, com uma rotação a cada 10 minutos, aproximadamente, para a fonte Cen X-3. A variação da intensidade média deve-se à maior sensibilidade no centro do campo de visada do detector.

No caso de emprego de balões, na medição, a dificuldade de implementar detectores de grande área coletora e baixo ruído, restringe as medições espectrais para poucas fontes mais fortes (40 talvez) e energias inferiores (menores que 100 keV, geralmente).

#### 5.4 - INTERAÇÕES FOTÔNICAS

A astronomia de raios-X se divide convenientemente em faixas de energias onde a técnica instrumental, estado de desenvolvimen

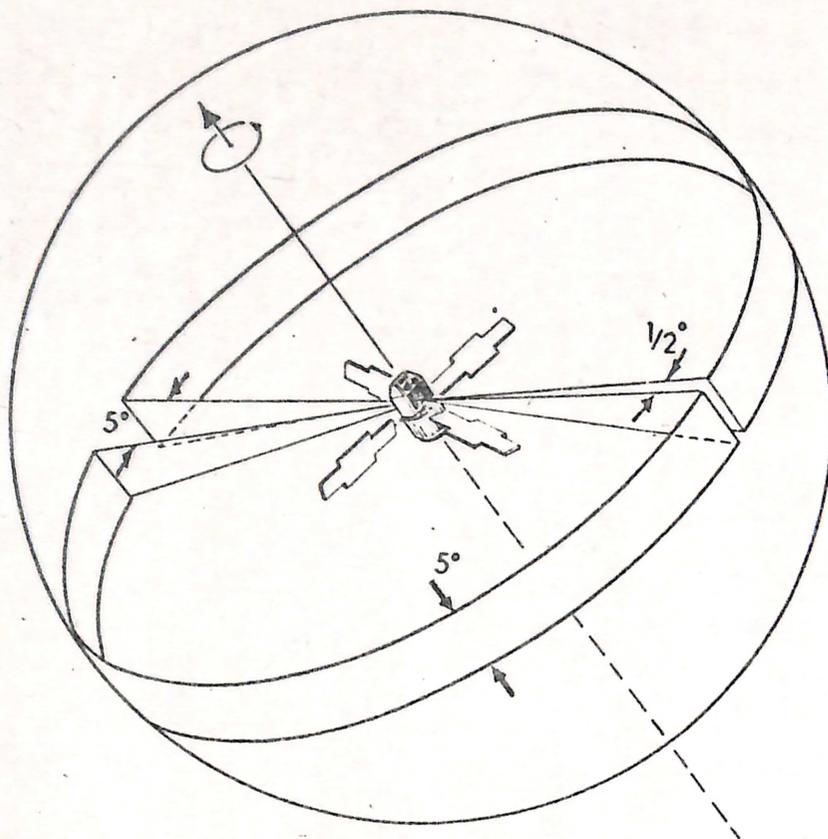
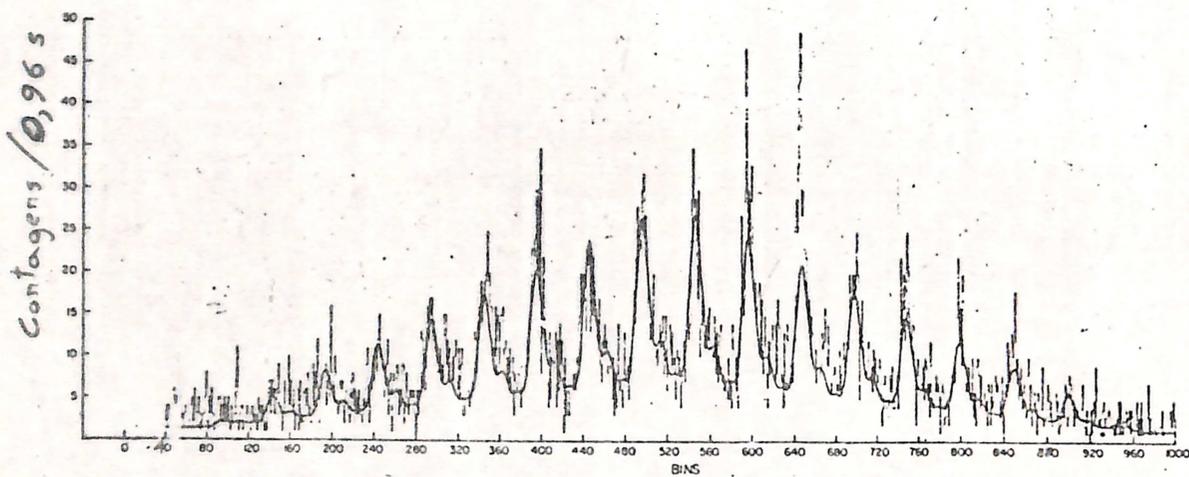


Fig.V.5 - Satélite UHURU (de Giacconi et al 1971)



10 Bins = 1 s

Fig. V.6 - Cen X-3 pelo UHURU (Giacconi et al 1974).

to e processos físicos diferem totalmente. Na faixa de 1-10 keV ( $12\text{Å}^0$ - $1,2\text{Å}$ ), onde as primeiras descobertas foram realizadas e onde o UHURU opera, são realizadas com contadores proporcionais com colimadores. Em níveis mais baixos de energia, 0,2-2,0 keV, contadores proporcionais com janelas de espessura muito pequena, de matérias orgânicas. Contadores por cintilação são empregados acima de 20 keV, onde as observações podem também ser realizadas com balões de grandes altitudes.

A detecção de ftons cômicos depende das suas interações com a matéria. Na faixa de energia discutida aqui (raios-X), o comprimento de onda é comparável a, ou menor que, os espaços interatômicos nos materiais sólidos, assim, a sua principal interação é com átomos individuais e seus constituintes. Incidência razante a baixas energias ( $\lambda > 3\text{Å}^0$ ) depende do comprimento de onda projetado em relação aos planos das arestas da rede cristalina.

As duas principais interações não coerentes para os ftons de raios-X são:

1. Absorção fotoelétrica pelo átomo.
2. Espalhamento Compton na fronteira individual de eletrons de cada átomo.

Para raios gama teríamos como principal, a produção de pares pósitron-eletron no campo coulombiano do núcleo.

Um raio fotônico penetrando com energia (dos ftons) E num meio, é atenuada por interações catastróficas. Vemos as curvas de atenuação para vários materiais, usados em contadores proporcionais, na figura V.7. As discontinuidades bruscas são devidas as energias de ligação das camadas K e L.  $\mu$  é o coeficiente de atenuação de massa, em  $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ . Teríamos, então,  $\lambda = \text{comprimento de atenuação} = 1/\mu \cdot \text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ , usado para descrever a profundidade para uma redução de 1/e em intensidade (e = 2,71828...).

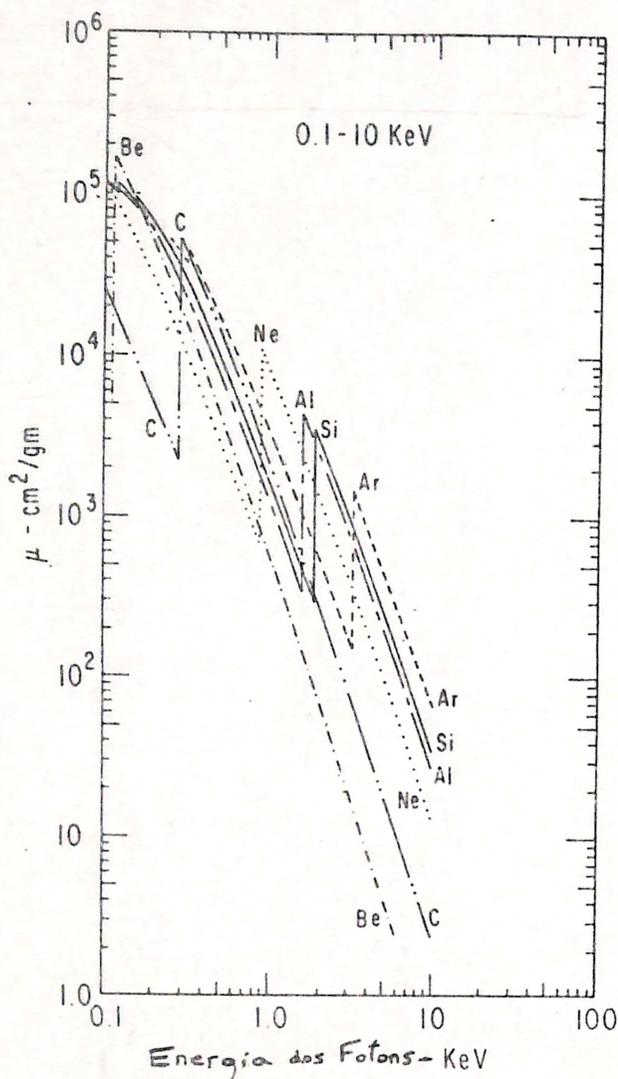


Fig. V.7 - Coeficiente de Atenuação Fotoelétrica, (de Peterson, 1975).

### 5.5 - DETETORES

Os detetores usados inicialmente foram versões aperfeiçoadas daqueles anteriormente usados em laboratório para detecção de raios-X. Sua concepção para propósitos astronômicos levava em conta a necessidade de super-sensibilidade para detecção de fluxos baixos de fótons na presença de grandes fluxos de partículas carregadas. Alguns detetores especiais foram desenvolvidos por Giacconi já em 1966. Os seus requisitos gerais são que ele deve ter uma área sensível de 10 a 1000

cm<sup>2</sup>, ser altamente eficiente e possuir uma bem definida resposta de energia.

A detecção de ftons é um processo indireto. Ftons incidentes interagem com a matéria no detetor, produzindo elétrons que causam ionização, conduzindo a efeitos que podem ser medidos eletronicamente. Os principais dispositivos usados em astronomia de raios-X são: contadores proporcionais, por cintilação e de estado sólido. Outros dispositivos, tais como conversor de raios-X e dispositivos de imagem, espectrômetros a cristal com fotomultiplicadoras, são também empregados.

### 5.5.1 - CONTADORES PROPORCIONAIS

Os primeiros detetores usados foram contadores Geiger a gás, com densidades suficientes para garantir a fotoemissão, pela molécula, por incidência de raios-X.

A sua eficiência é dada por:

$$\epsilon(\lambda) = e^{-\mu(\lambda)t} (1 - e^{-\mu_g(\lambda)t_g})$$

$t_g$ ,  $t$  = espessuras do gás e janela, respectivamente

$\mu(\lambda)$  = coeficiente de absorção para o comprimento  $\lambda$ , para a janela

$\mu_g(\lambda)$  = coeficiente de absorção para o comprimento  $\lambda$ , para o gás.

A faixa de detecção está compreendida entre um mínimo de 1 keV ou até 0,4 keV se usarmos janelas especiais e um máximo definido pela transparência do gás no contador; usando xenon, ftons acima de 50 keV podem ser detetados.

Os contadores proporcionais tem sido o principal meio de detecção de raios-X celestes por causa de sua alta eficiência e estabilidade (Giacconi et al, 1968). O contador proporcional é um dispositivo que amplifica, por meio de gás, a nuvem iônica produzida no gás por fotoelétrons juntos com elétrons de Auger. Possui um anodo central em forma de haste com  $\sim 0,01$  mm de diâmetro, num potencial maior que  $\bar{v}$

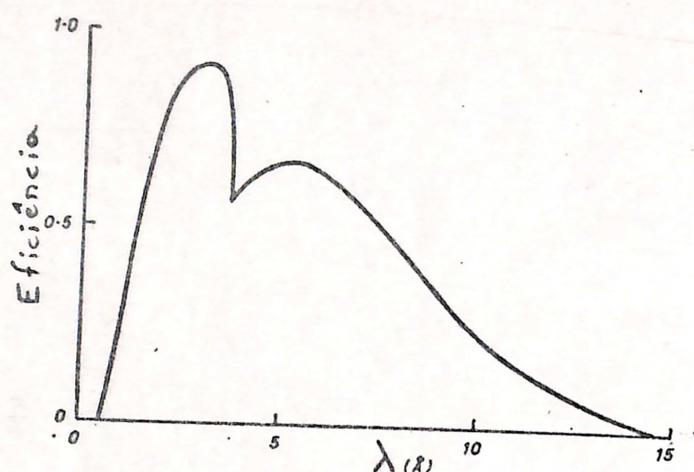


Fig.V.8 - Eficiência de contador a gás com janela de Mylar ( $0,88 \text{ mg/cm}^2$ ). (de Weekes, 1969).

rios milhares de volts, inserido numa câmara coaxial contendo uma mistura gasosa. Ao entrar um foton no seu conteúdo gasoso poderá interagir fotoeletricamente. Os fotoelétrons e elétrons Auger muito energéticos resultantes da desexcitação do ion positivo, ionizam o gás, produzindo eletrons e ions positivos. Os eletrons difundem-se em direção à haste central e os ions positivos em direção ao cilindro externo. Se o potencial é baixo, e nenhuma recombinação ocorre com o gás, numa carga  $q(t)$ , proporcional à energia perdida, é coletada no anodo, e passamos a ter uma câmara ionizada. A carga produz uma mudança no potencial através da resistência do anodo e sua capacitância distribuida, a qual pode ser amplificada externamente ou integrada para medir a dosagem total da radiação ionizante sobre um intervalo de tempo. Quando a voltagem na haste central é aumentada, o gradiente de campo torna-se maior e os eletrons, depois de se difundirem em direção à haste central, podem ganhar mais do que o potencial de ionização do gás em uma colisão de caminho médio livre, e dessa maneira produzir ions pares adicionais. Estes eletrons podem gerar ionização, produzindo uma "multiplicação gasosa" a qual pode ser da ordem de  $10^3 - 10^5$  correspondendo a um pulso de intensidade razoável. Por exemplo, um foton-elétron de 1 keV em argônio produzirá cerca de 37 ions pares, e dessa maneira, uma carga de  $6 \times 10^{-18}$  coulombs, indetetável acima do nível de ruído associado com os amplificadores de bandas largas, enquanto o pulso, após uma multipli

cação, pode ser de cerca de  $10^{-14}$  coulombs, o qual é facilmente detectado e amplificado. O pulso na saída do contador é, portanto, proporcional à energia do foton incidente exceto quando nenhum elétron de Auger é emitido; isto mais frequentemente acontece em gases de alto número atômico, quando os raios-X fluorescentes escapam para a parede do contador. A energia de resolução é aproximadamente determinada pelas flutuações estatísticas do número inicial de ions, mas, na prática o ganho não é precisamente uniforme para diferentes pontos de iniciação na nuvem iônica. A resolução em frequência para raios-X de 5 keV é aproximadamente 20%, considerada relativamente pobre.

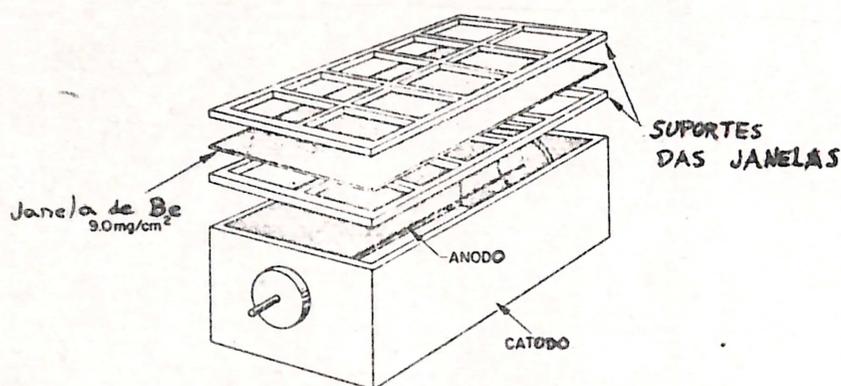


Fig. V.9 - Montagem típica de contador proporcional. No caso, utilizando uma janela de Berílio.

As janelas dos contadores proporcionais podem ser construídas com uma fina janela de material orgânico, tal como o Mylar ou Teflon, a qual vem provida com uma fina camada de metal para eliminar sensibilidade ao ultravioleta e reduzir o vazamento de gás.

Na figura V.11 vemos câmaras de contadores proporcionais usado em foguetes para observações de raios-X. O colimador (veremos mais adiante) é formado de tubos retangulares. A haste central em cada cela é o anodo. As celas na borda podem ser usadas em anticoincidência.

Na figura V.12 vemos o diagrama esquemático do contador proporcional MIT OSO-7 de multicamadas, para determinação da variabilidade e posição na faixa de 1-60 keV. Precissão do eixo de rotação é de  $1^\circ$ /dia, permitindo fontes próximas ao plano elíptico serem observadas periodicamente.

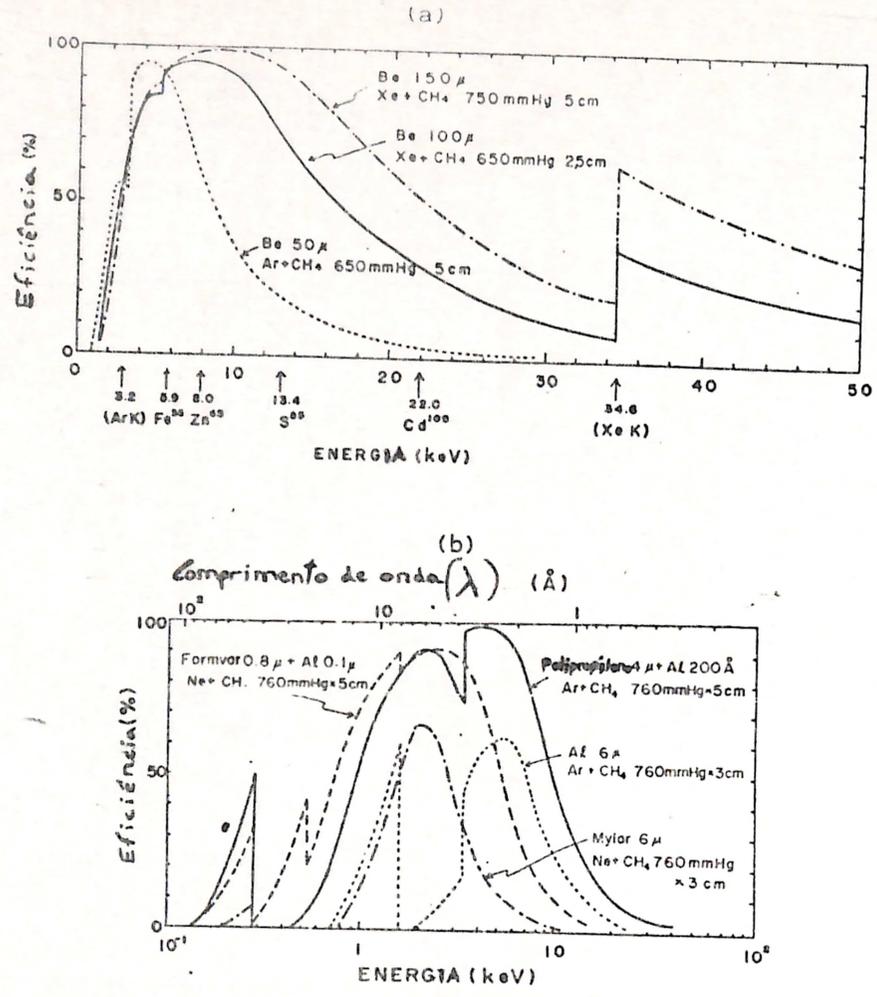


Fig. V.10 - a e b Eficiência para várias combinações de materiais da janela e gás (de Oda e Matsuoka)

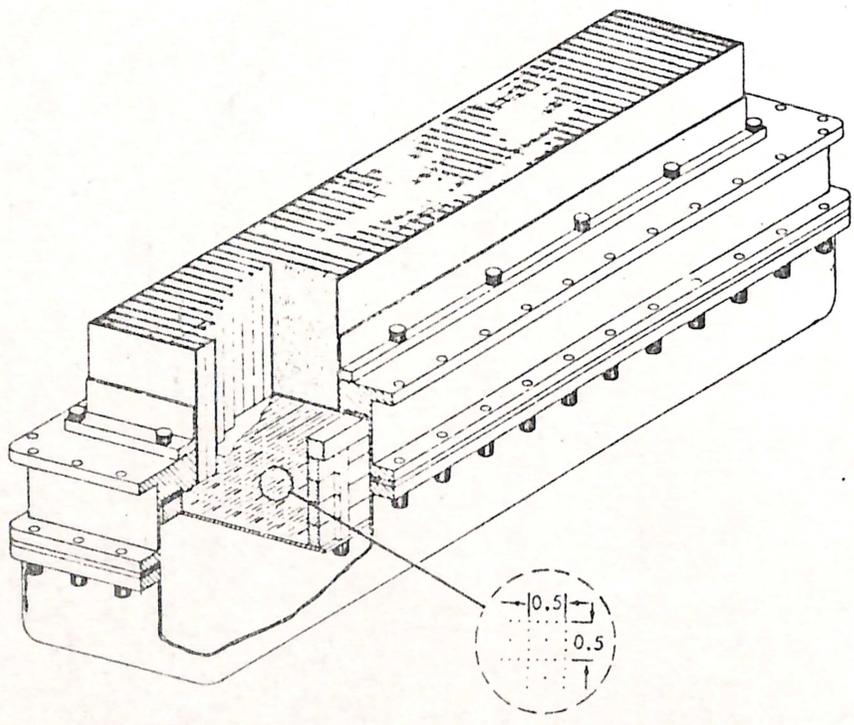


Fig. V.11 - Câmaras de contadores proporcionais utilizados em observação de raios-X por foguetes (de Peterson, 1975).

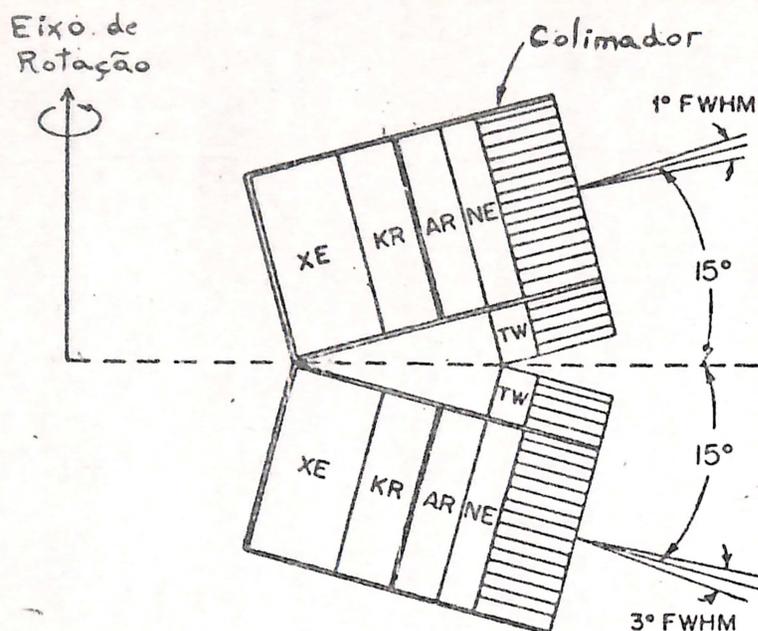


Fig. V.12 - Diagrama esquemático do contador proporcional MIT OSO-7 (de Clark et al, 1973)

As eficiências de detecção teóricas dos contadores de multicamadas da figura V.12 são mostradas na figura V.13.

### 5.5.2 - CONTADORES POR CINTILAÇÃO

São mais efetivos que os contadores a gás (proporcionais), particularmente a energias mais altas, em razão de sua densidade superior. O fotoelêtron o qual é emitido como resultado da colisão de um foton de raios-X com o material cintilador, será absorvido. Antes, porém, transferirá, por colisões, o excesso de energia que possui para a rede cristalina, que por sua vez, ao retornar ao seu estado fundamental, emitirá fotons ópticos. Estes fotons ópticos possuirão a energia correspondente àquela do foton de raio-X. Se o meio é transparente para sua radiação própria, a luz pode ser coletada num catodo multiplicador (fotomultiplicadora), dessa maneira soltando fotons-eletrons que sob amplificação produzem um pulso elétrico proporcional a energia perdida. O limiar inferior de energia do foton de raios-X é cerca de 1 keV; abaixo desta energia, a eficiência da detecção é baixa, devido ao ruído inerente na fotomultiplicadora. Na prática, detetores por cintilação são usados para detecção de fotons com energias maiores que 10 keV, em razão

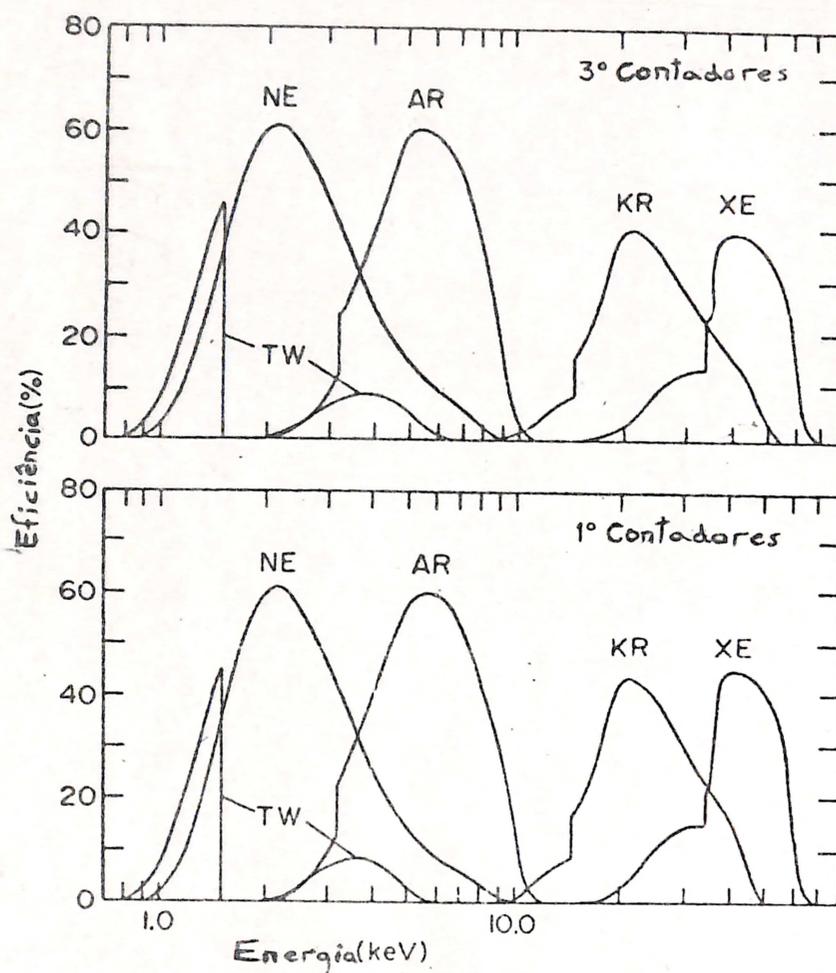


Fig. V.13 - Eficiências de detecção teóricas (de Clark et al, 1973)

da pobre informação de energia para valores inferiores de energia. Porém, para faixas superiores, ele é mais eficiente e possui resolução de frequência superior ao detector proporcional.

Existem, pelo menos, dois tipos de cintiladores. Um inorgânico, com cristais haletos-alcalinos (NaI, CsI) não condutores e o outro, orgânico, na forma de cristais, plásticos ou líquidos.

Na figura V.14, vemos o telescópio cintilador de NaI com impureza Tl ( $10^{-2}$  a  $10^{-3}$  moles por fração). Deteta na faixa de 20-80 keV e possui uma área efetiva de  $117,5 \text{ cm}^2$ , com  $18^\circ$  FWHM (full-width at half-maximum) de campo. Usado em balões.

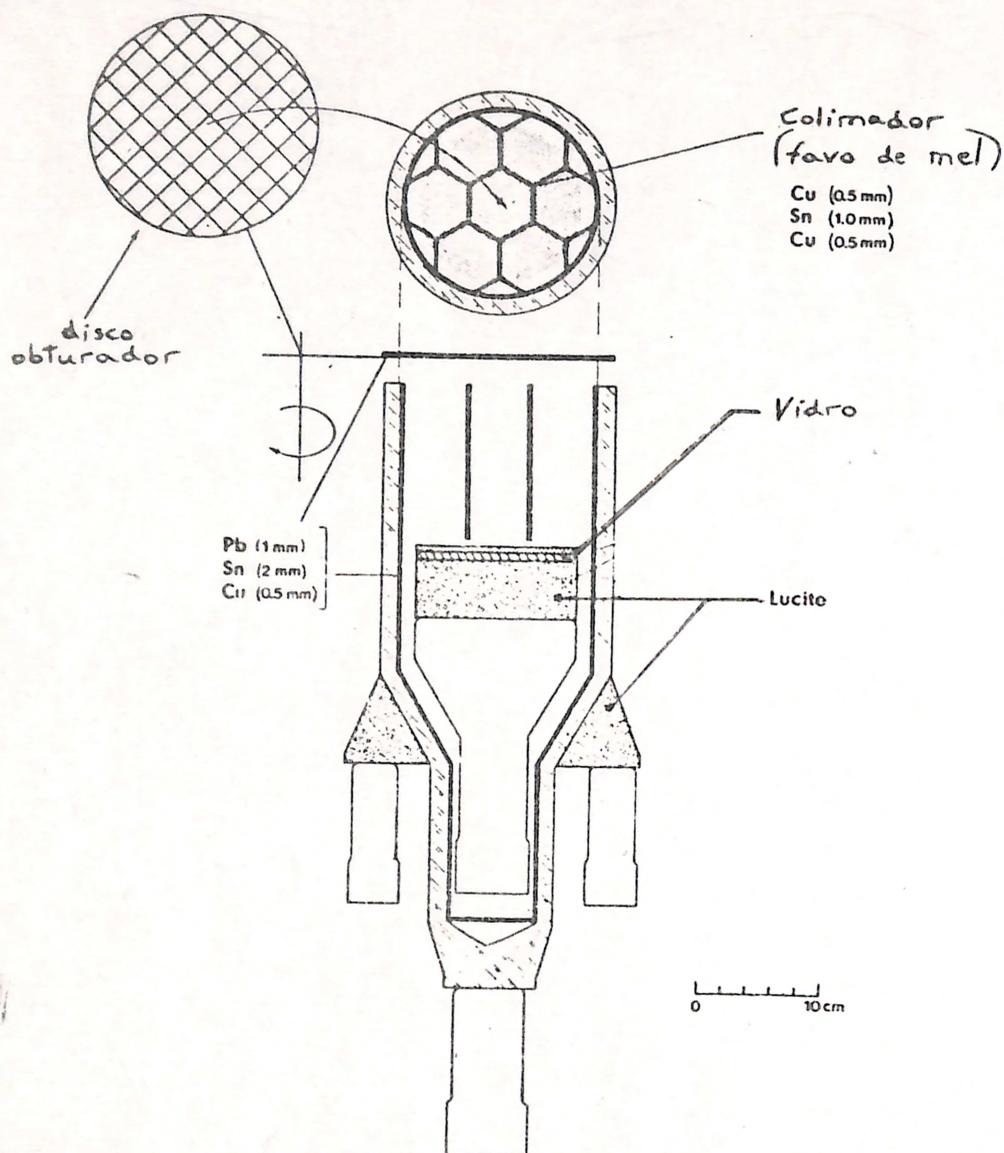


Fig. V.14 - Telescópio cintilador de NaI. (de Peterson, 1975)

### 5.5.3 - DETETORES DE ESTADO SÓLIDO

Os detetores de estado sólido necessitam de apenas uns poucos eletrôn-volts ( $\approx 3$  eV) para liberação de um par iônico em comparação com os 100 eV requeridos num contador proporcional, e por essa razão possuem uma resolução de energia muito maior que os contadores proporcionais ou os detetores por cintilação. Outra vantagem é o seu tamanho; pela possibilidade de serem compactados em uma forma de pequena espessura (placa). Podem ser empregados em telescópios de grande resolu

ção espacial (da ordem de 0,02 mm), os quais, contudo, tem uma limita da profundidade de foco.

Estes detetores consistem de um volume de Si ou Ge arru mado em forma de sanduiche com contatos elétricos de ouro entremeados nas camadas tipo-n e tipo-p, formando o chamado diodo p-i-n. Elétrons da banda de valência são excitados para a banda condutora formando uma corrente eletrons-buracos sob a aplicação de um campo elétrico, sendo, então, coletados como um pulso de carga nos eletrodos.

Os detetores devem ser mantidos a temperatura abaixo de cerca de  $-50^{\circ}\text{C}$  com  $\text{LN}_2$  ou um criogênio equivalente, para diminuir as redifusões e a criação térmica de pares eletrons-buracos, esta última responsável por grande correntes de ruído.

A resolução nos diodos p-i-n de Ge(Li) podem ser forneci das pelo fator de Fano (1947):

$$F = \frac{\sigma^2}{E/\epsilon}$$

onde  $\epsilon = 2,9$  eV, requeridos para a produção do par elétron-buraco e  $\sigma = \Delta E$  de variação dentro do valor E medido.

F é função de E medido, aumentando (até o máximo de 1) com o aumento de E.

Daí, teremos:

$$\Delta E = \sigma = \text{FWHM} = 2,35 (E \cdot F / \epsilon)^{1/2}$$

Para  $E = 10$  keV  $\rightarrow F = 0,13$

$$\therefore \Delta E = 47 \text{ eV}$$

$\therefore$  Temos uma resolução de 0,47%, muito boa.

A resolução cai com o aumento de E. Para  $E = 123$  keV, ela está em  $\Delta E = 2,0$  keV ( $\approx 2\%$ ).

#### 5.5.4 - DETETORES FOTOELÉTRICOS

O uso de uma foto multiplicadora, sem um cristal cintilador, para detecção de raios-X se fez possível por uma descoberta de um grupo de cientistas russos em 1960. A eficiência da emissão fotoelétrica, por uma superfície sólida, de ftons de raios-X na região de 1 a 10 Å é normalmente menor que 1%. Lukirsky e seus colegas descobriram que alguns haletos alcalinos (por exemplo, CsI, KCl) tinham uma eficiência muito grande para emissão de raios-X. Para ftons de energia de 0,8 keV, a eficiência é cerca de 25%.

Este princípio tem sido utilizado em detetores com áreas sensitivas de 40 cm<sup>2</sup>; nenhuma janela é necessária para propósito astronômico, uma vez que o vácuo no qual o detetor é exposto é ideal para operação. A parte de focalização do feixe é a convencional de fotomultiplicadoras.

#### 5.5.5 - COLIMADORES

A resolução angular pode ser conseguida com a utilização de absorvedores em frente à janela, restringindo o campo de visada; são os chamados colimadores. Colimadores, em forma de "favos de mel" de longos cilindros metálicos, são usados para dar uma campo de visada que é aproximadamente circular, da ordem de grau. O peso do conjunto fica razoavelmente leve.

Semelhante aos de favos de mel são os de cortes retangulares, em forma de prismas retangulares. A sua curva de resposta mostrada na figura V.15 é também muito semelhante a daquele.

Sua grande desvantagem é que a área do céu examinada é pequena, uma séria consideração em foguetes de voos que duram somente poucos minutos. Sua principal vantagem é que a análise de dados é direta, isto é, não existem lobos laterais.

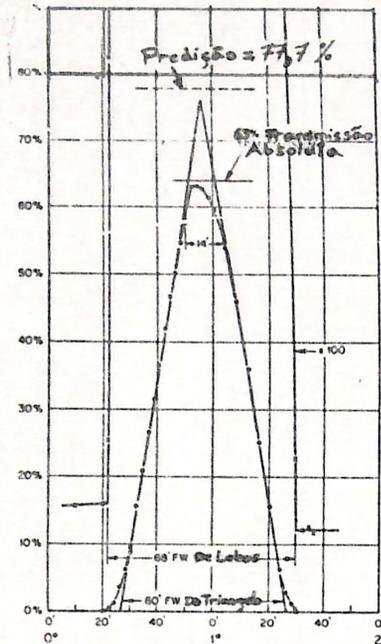


Fig. V.15 - Resposta teórica e medida do colimador de cortes retangulares para uma fonte pontual. (de Giacconi et al, 1968).

Um colimador mais sofisticado, capaz de satisfazer as necessidades simultâneas de grande área de detecção, um amplo campo de visada e uma alta resolução angular, consiste de duas ou mais grades de fios paralelos separados por uma pequena distância e montados diretamente em frente da janela do detetor. As aberturas, entre os fios da mesma grade, são da ordem de tamanho das espessuras dos fios, os quais são finos o suficiente para absorverem raios-X incidentes. Com deslocamento das grades internas, podemos variar a recepção.

O veículo transportador pode ter um grosseiro posicionamento diretivo que não arruinará a observação. Esta compreende estreitas faixas angulares de recepção, cobrindo um largo campo de visada. A análise é difícil, particularmente se fontes complexas estão sob investigação. Mesmo para fontes simples, os resultados são ambíguos uma vez que existem muitos lobos principais.

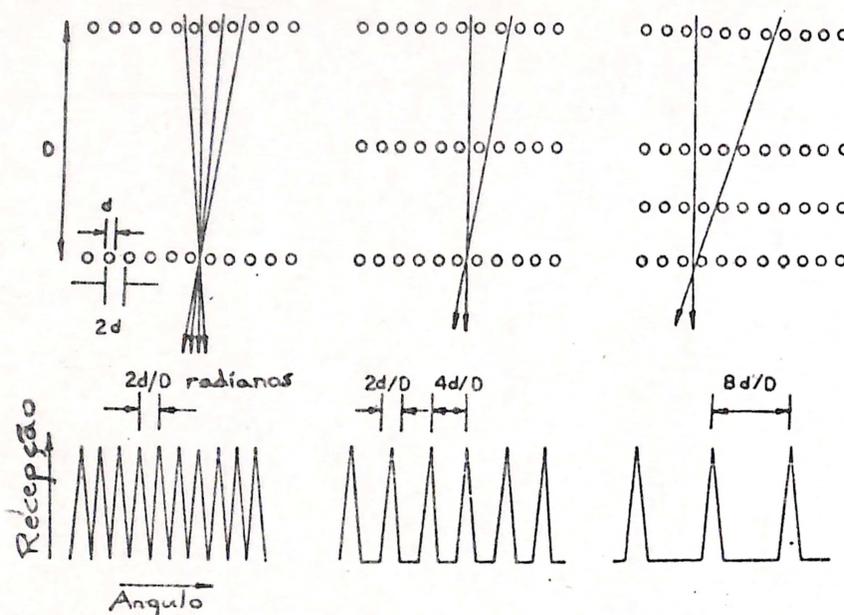


Fig. V.16 - Princípio do colimador à modulação (por grades).

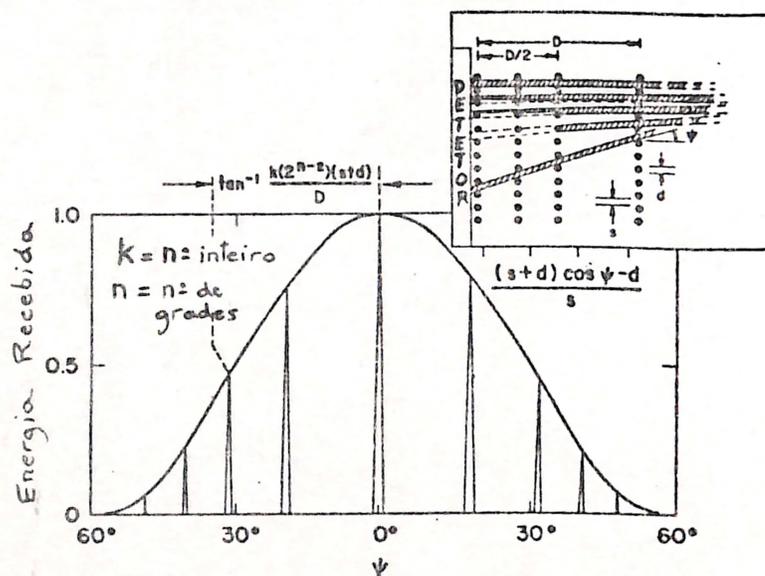


Fig. V.17 - Resposta do colimador à modulação mostrado, esquematicamente, no canto superior direito. A quantidade  $d$  é o diâmetro do fio,  $s$  é espaçamento entre fios da mesma grade, e  $n$  é o número de planos (grades). No colimador à modulação de quatro grades usado pelo AS&E/MIT para observar a nebulosa do caranguejo e Sco X-1,  $s = d = 0,005$  polegadas,  $D = 24$  polegadas, que causam uma largura de base da banda de recepção (trian

gular) de 80 arc seg. (de Giacconi, Gursky e Van Speybroeck, 1968).

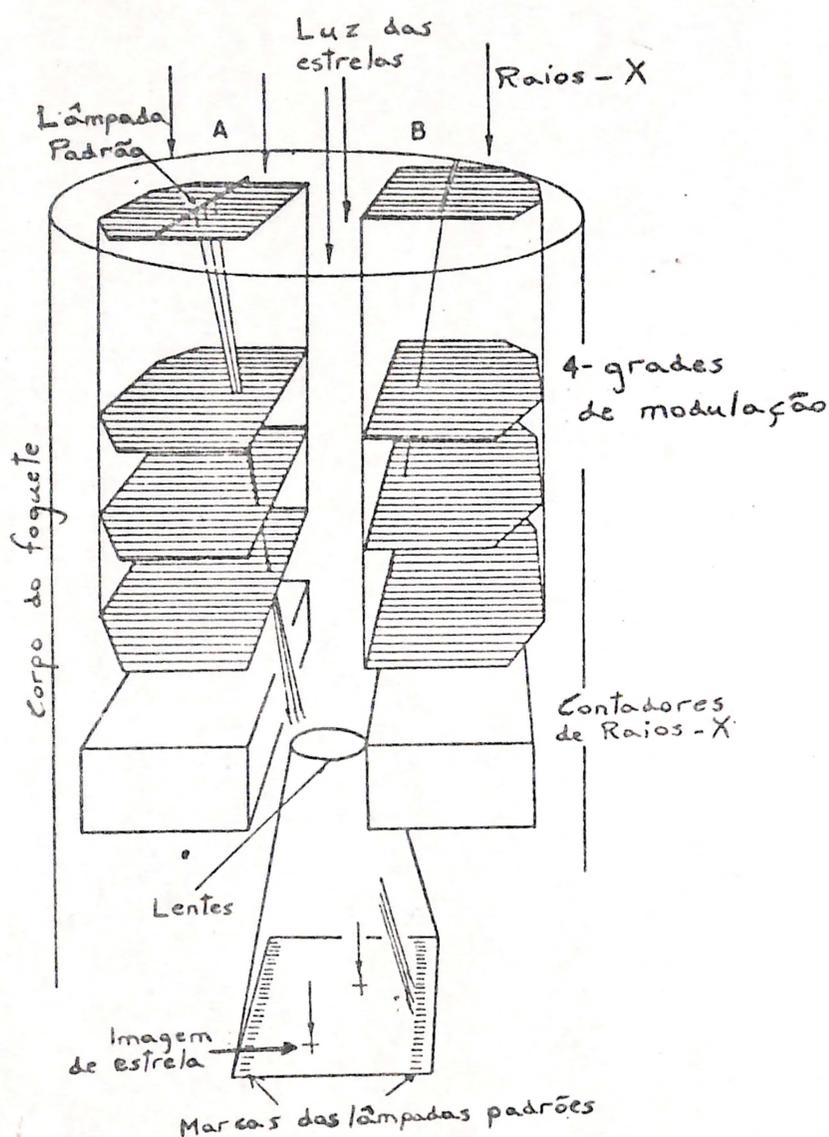


Fig. V.18 - Diagrama esquemático do instrumento levado no foguete Aero\_ bee para medir o tamanho e posição de Sco X-1 e Tau X-1 (de Oda e Matsuoka).

As direções relativas das bandas de recepção de dois co\_ limadores de modulação do sistema são representadas pelas respectivas franjas modelo, no filme da câmara de fase (Figura V.18). As posições relativas das franjas padrões e das imagens das estrelas no filme dão a

orientação do colimador com respeito às coordenadas celestes. O colimador possui quatro grades, cada uma feita de fios de 1,4 mm de diâmetro e 2,5 mm de separação entre seus eixos. A distância entre duas grades extremas é de 63,5 cm e 63,8 cm para os colimadores A e B, respectivamente.

A orientação do eixo do colimador com respeito à esfera celeste é determinada por fotografia do campo da estrela e de uma lâmpada padrão, e os raios-X transmitidos pelo colimador são detetados por contadores proporcionais.

### 5.5.6 - TELESCÓPIOS DE RAIOS-X

Para conseguirmos a focalização da imagem de raios-X, necessitamos de superfícies refletoras metálicas formando ângulos rasantes com o feixe. Sem isto, o raio-X não será refletido. Na figura V.19 vemos a técnica, para tal, empregada. Pela composição de uma superfície parabólica com outra hiperbólica, a imagem se forma no plano perpendicular ao eixo do cilindro.

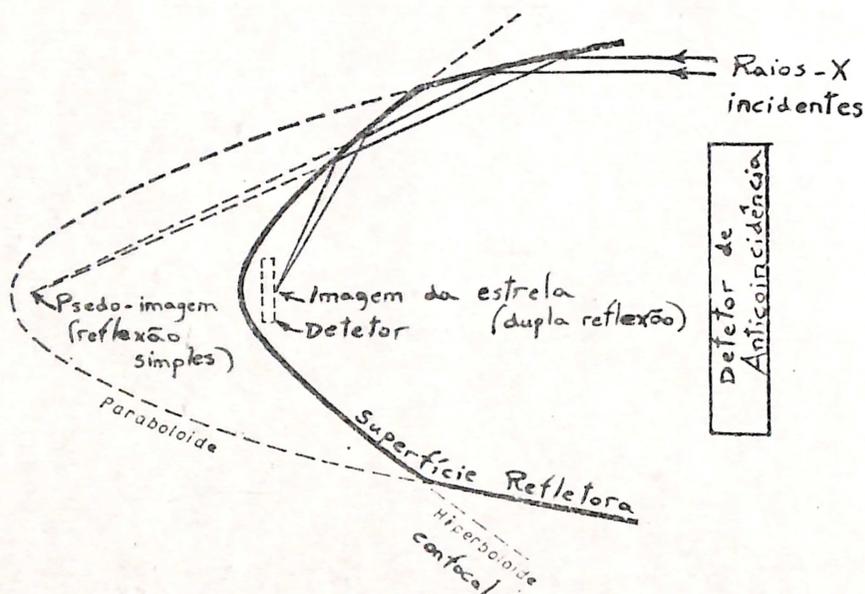


Fig. V.19 - Telescópio de raios-X.

Este dispositivo é de emprego para medições precisas em astronomia de raios-X estelar, em razão de sua alta resolução angular, a qual é de aproximadamente de segundos de arco ( $\approx 2'$ ). É capaz, como dispositivo que é de focalização, e possuindo alta diretividade, de alcançar uma elevada razão sinal-ruído em detecção de fontes fracas sobre "ruído de fundo", em relação a outros dispositivos não focáveis.

Este telescópio, por outro lado, tem certas desvantagens. Primeiro, os limites do seu campo total de visada e, portanto, a exatidão de apontamento, sobre o objeto, se faz necessária. Como sabemos a resolução angular do detetor transportado por um foguete em voo, um balão ou satélite é somente boa se conhecermos a direção do eixo do detetor com exatidão. Isto implicará em dispositivos tais como sensores ou fotografias que trabalharão na região do visível. Segundo, o telescópio é muito grande e comprido para uma área coletora comparativamente pequena.

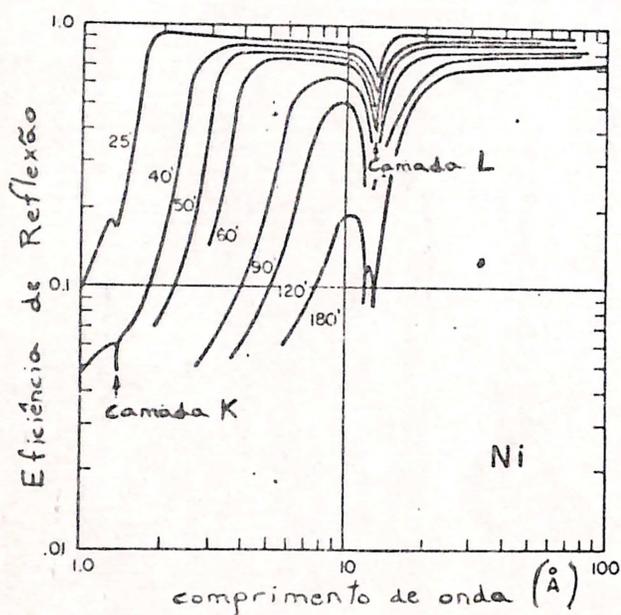


Fig. 20 - Eficiência teórica na reflexão, em função do comprimento de onda de vários ângulos razantes para superfícies de níquel. O efeito das camadas K e L do níquel é assinalado (de Oda e Matsuoka).

### 5.6 - TÉCNICAS DE REJEIÇÃO DE "RUI DO DE FUNDO" (BACKGROUND)

Nenhum dos detetores listados acima são unicamente sensíveis a raios-X. Outros processos também excitam as mesmas, são chamados de "ruído de fundo". As mais sérias fontes de "ruído de fundo" são as partículas carregadas, a radiação cósmica primária e seu "albedo".

Para se evitar o "ruído de fundo" causado por entrada de partículas carregadas, podemos usar contadores a gás (proporcionais) mergulhados num poço formado por um detetor por cintilação de tamanho grande, conforme a figura V.21

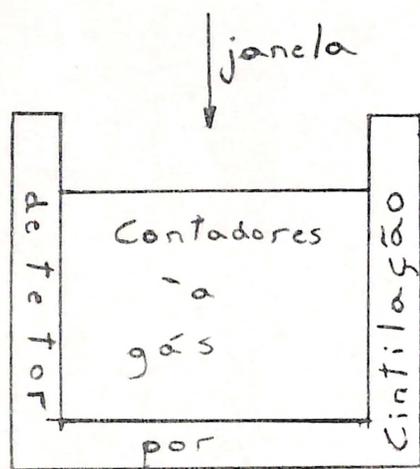


Fig. V.21 - Arranjo para "anticoincidência".

O conjunto opera em "anticoincidência", para rejeição de sinais devido a partículas carregadas. Partículas carregadas entrando pelos lados, são detetadas pelo contador por cintilação e rejeitadas por arranjo eletrônico. Elas podem entrar, também, pela janela, e, dependendo de sua energia, serem absorvidas pelo detetor de raios-X. Isto é inevitável, mas pode ser minimizado pela escolha do material do detetor de raios-X ou do material da janela, ou ainda pelo colimador. Outra técnica, também, consiste de dois contadores por cintilação, compostos de materiais diferentes, trabalhando juntos. Tendo os materiais respostas diferentes para partículas carregadas e para ftons, seríamos capazes de

identificar as partículas, e daí rejeitá-las.

A taxa de fluxo de "ruído de fundo" é altamente variável e depende da instrumentação e da localização geográfica do veículo.

Se o detetor de sinal é proporcional à energia de deposição, é possível projetar o detetor de maneira que uma grande fração do sinal ruído caia fora da região de energia na qual ocorre o sinal de raios-X. A maior parte do "ruído de fundo" ocorre próximo do mínimo ionizado e compreende energia de deposição de cerca de 2 MeV/(g/cm<sup>2</sup>). Ora, para os contadores por cintilação, onde a densidade do material é da ordem de grandeza da água (1 g/cm<sup>3</sup>), teremos uma taxa de deposição de cerca de alguns MeV/cm. Como em tais detetores a camada de material é fina (milímetros), encontraremos cerca de 1 MeV de energia depositada, bem fora da faixa de energia de raios-X de interesse. Mas nos contadores proporcionais, não encontrados tais densidades, apesar de maior a espessura do material, ela se mostra ainda insuficiente para armazenar energia maior que keVs, confundindo, então, com o raio-X recebido.

Para compararmos:

contadores por cintilação (e.g., 1 mm de espessura de NaI).

$$\begin{aligned}\rho (\text{NaI}) &= 3,67 \text{ g/cm}^3 \rightarrow [2 \text{ MeV}/(\text{g/cm}^2)] \times 3,67 \text{ g/cm}^3 = \\ &= 7,34 \text{ MeV/cm} \quad (\text{taxa})\end{aligned}$$

∴ 1 mm → 0,73 MeV de energia total depositada.

contadores proporcionais (e.g., 5 cm de argônio)

$$\begin{aligned}\rho (\text{Ar}) &\approx 1,79 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3 \rightarrow [2 \text{ MeV}/(\text{g/cm}^2)] \times 1,79 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3 = \\ &= 3,57 \text{ keV/cm} \quad (\text{taxa})\end{aligned}$$

∴ 5 cm → 18 keV de energia total depositada.

Existem, como vimos, técnicas que rejeitam com destreza partículas carregadas, porém não o fazem para raios-γ. Uma técnica que

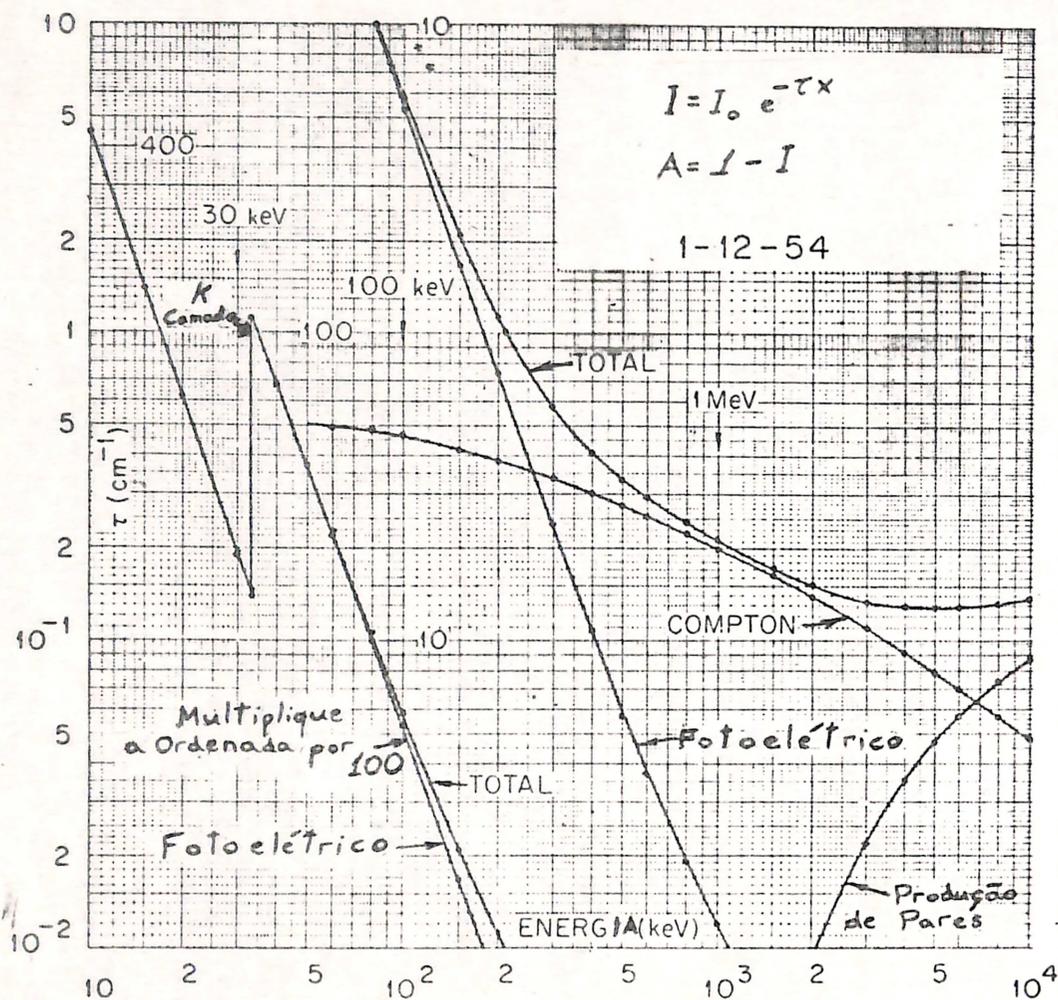


Fig. V.22 - Coeficiente de absorção do NaI para várias energias em raios-X. (de Evans, 1955).

é eficiente na rejeição de ambos em contadores proporcionais, é a discriminação de forma de pulso. O pulso do contador originário de "ruído de fundo" difere significativamente na sua forma (notadamente, o tempo de subida) dos originados de raios-X. Circuitos eletrônicos relativamente simples executam a distinção entre os dois tipos de pulso.

Fora o "ruído de fundo" são necessárias certas correções devidas à presença da atmosfera terrestre. Neste caso, o cálculo de Monte Carlo é valiosamente empregado, para prever a medição do espectro de raios-X como função de diferentes parâmetros tais como:

- espectro de raios-X incidente
- altitude do detetor
- distância horizontal entre a fonte e o detetor

Absorção fotoelétrica, espalhamento Rayleigh e Compton são levados em consideração.

### 5.7 - ESPECTROMETRIA

Linhas espectrais são observadas em todas as fontes térmicas de raios-X. O conhecimento da largura dessas linhas, suas intensidades, e possibilidade de terem sofrido "deslocamentos", em frequência serão essenciais para a determinação da temperatura, densidade, abundâncias, movimento de massas e campos gravitacionais na região emissora.

Uma técnica para análise espectrográfica consiste no espectrômetro de Bragg, que emprega um cristal na separação das frequências por diferentes ângulos de reflexão ótimos. Outras mais existem que são apenas sofisticações desta primeira. Um arranjo consiste de uma grande área de cristal montado em frente do telescópio de raios-X. O ângulo entre o eixo do telescópio e o plano do cristal, e o ângulo entre o plano do cristal e a linha de visada para a estrela de raios-X são escolhidas para satisfazerem a condição de Bragg, para uma particular linha de raios-X ou múltipla. A linha espectral aparece no plano focal do telescópio como um arco de um círculo de grande raio. A resolução do instrumento é determinada pela largura de difração do domínio individual no painel do cristal, e a região do espectro é determinada pelo espalhamento do mosaico do cristal e o campo de visada do telescópio. Uma vez que toda a abertura do telescópio pode ser iluminada por feixe difratado, o instrumento possui alta sensibilidade.

Outro processo consiste em um telescópio de incidência razante e retículo de difração. A presença do retículo produz uma fonte virtual em determinado ângulo de difração para cada comprimento de onda; estas fontes virtuais são, então, focalizadas sobre o filme pelo telescôpio. Os raios-X passando através do retículo são difratados por um ângu

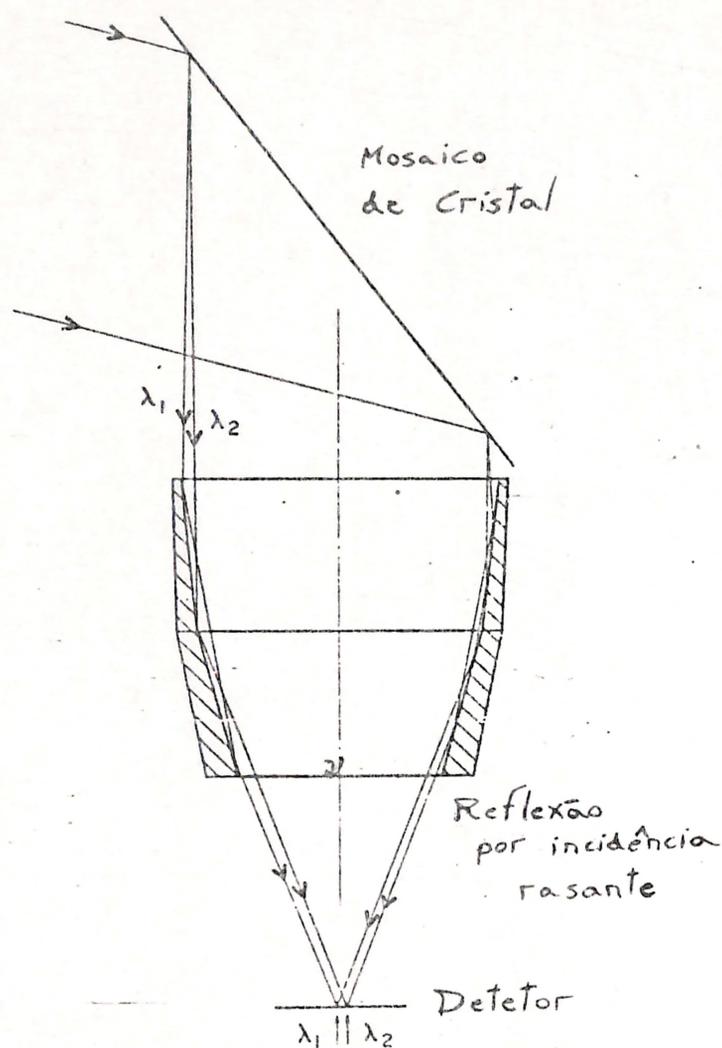


Fig. V.23 - Espectrômetro de Bragg (uma montagem). O "detetor" é no caso um filme (de Novick, 1973).

lo  $\theta$  dado pelo relação

$$\theta = n \lambda / d ; n = 1, 2, 3 \dots$$

onde  $d$  é o espaço de linhas. Para um retículo típico,  $d$  é  $1 \mu\text{m}$  e  $\theta$  é cerca de 3,5 minutos de arco para radiação de  $10 \text{ \AA}$ . Uma resolução angular no telescópio de 5 segundos de arco corresponderá a uma resolução espectral de cerca de 2,5% para o comprimento de onda de  $10 \text{ \AA}$ .

$$\frac{\Delta\theta}{\theta} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \rightarrow \frac{5''}{3,5'} = \frac{2,5\% \text{ de } 10 \text{ \AA}}{10 \text{ \AA}}$$

O aparelho apresenta a vantagem de alta velocidade na gravação do espectro; uma larga fração da potência incidente é difratada; e um espectro inteiro de radiação pode ser gravado simultaneamente.



Fotografia Direta

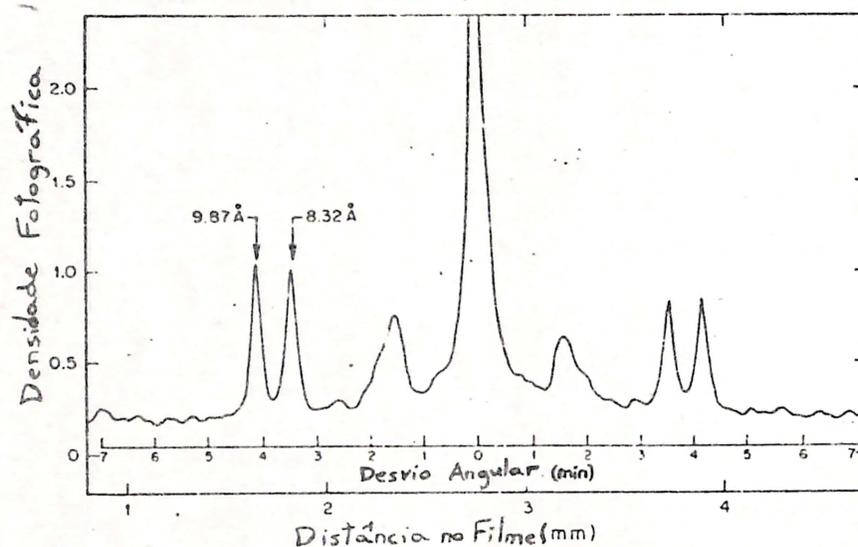


Fig. V.24 - Resultados de análise com espectrômetro de retículo e incidência razante (de Giacconi et al, 1968).

Medidas de polarização de raios-X também são de grande importância na análise de fontes estelares. Seu estudo implicará em grande avanço na compreensão dos mecanismos gerais de raios-X naquelas fontes.

#### 5.8 - TÉCNICAS ELETRÔNICAS DE MANIPULAÇÃO DE DADOS

"Como na maior parte dos outros ramos das ciências espaciais, o experimentador é limitado pela capacidade dos veículos espaciais mais do que por sua instrumentação". (Giacconi et al).

Todas as observações de raios-X com foguetes, balões ou satélites são executadas por sistemas eletrônicos, os quais transferem, a informação contida nos pulsos de carga dos detetores, em código apropriado para telemetria ou estocagem. Os pulsos podem conter informação da energia fotônica (tamanho do pulso), tempo absoluto ou relativo (coincidência) ou tipo do evento (forma do pulso). O processamento analógico do pulso requer um procedimento baseado na taxa na qual os eventos ocorrem no sistema. Uma boa resolução de energia requer, geralmente, eletrônica relativamente "lenta", para alcançar os mais baixos ruídos do sistema e para obter o máximo de informação acerca do tipo de evento, antes da análise. Eletrônicas "rápidas" são necessárias para os melhores sistemas de anticoincidência e para minimizar as distorções espectrais à taxas altas, devidas a efeitos de empilhamentos de pulsos (Datlowe, 1975).

O sistema de dados pode ser tanto do tipo acumulação ou do tipo evento por evento. Na técnica de acumulação, pulsos dentro de uma determinada faixa de energia (canal) são contados por um tempo fixado e transmitidos como um número total de eventos; esta técnica é capaz de manipular altas taxas de contagem, mas são limitadas em resolução de tempo ou de energia. Na técnica de evento por evento, toda a informação associada com cada interação é codificada (geralmente por números) e transmitida ou estocada. Este método provê a máxima informação em cada evento, mas geralmente a uma taxa bem limitada de contagem. O primeiro método costuma-se utilizar em dispositivos de grandes áreas, enquanto que o segundo naqueles de áreas pequenas e em amplificações onde o desejado sinal é comparável ao ruído.

O uso a bordo de microcomputadores provê considerável aumento de flexibilidade, tanto na parte de estocagem ou envio, à Terra, dos dados, como na parte de programação de rotina de busca.

É de grande interesse o estudo de "software" para a implementação desses programas, por exemplo, num Intel 8080 que faria parte da carga útil de um balão, foguete ou satélite.

### 5.9 - OBSERVATÓRIO ASTRONÔMICO DE ALTA ENERGIA

O HEAO (High Energy Astronomical Observatory) é a mais recente classe de experimentos com grande sensibilidade, que está sendo empreendida na detecção e medição de alta energias provenientes do cosmo. Sua faixa de detecção vai desde 0,15 keV (raios-X moles) a 10 MeV (raios gama médios).

São três HEAO, dois dos quais já lançados (HEAO-A e o HEAO-B).

A configuração do HEAO-A é mostrada na figura V.25. Ele pesa aproximadamente 3 200 kg. Suas experiências são em sensibilidade e resolução angular.

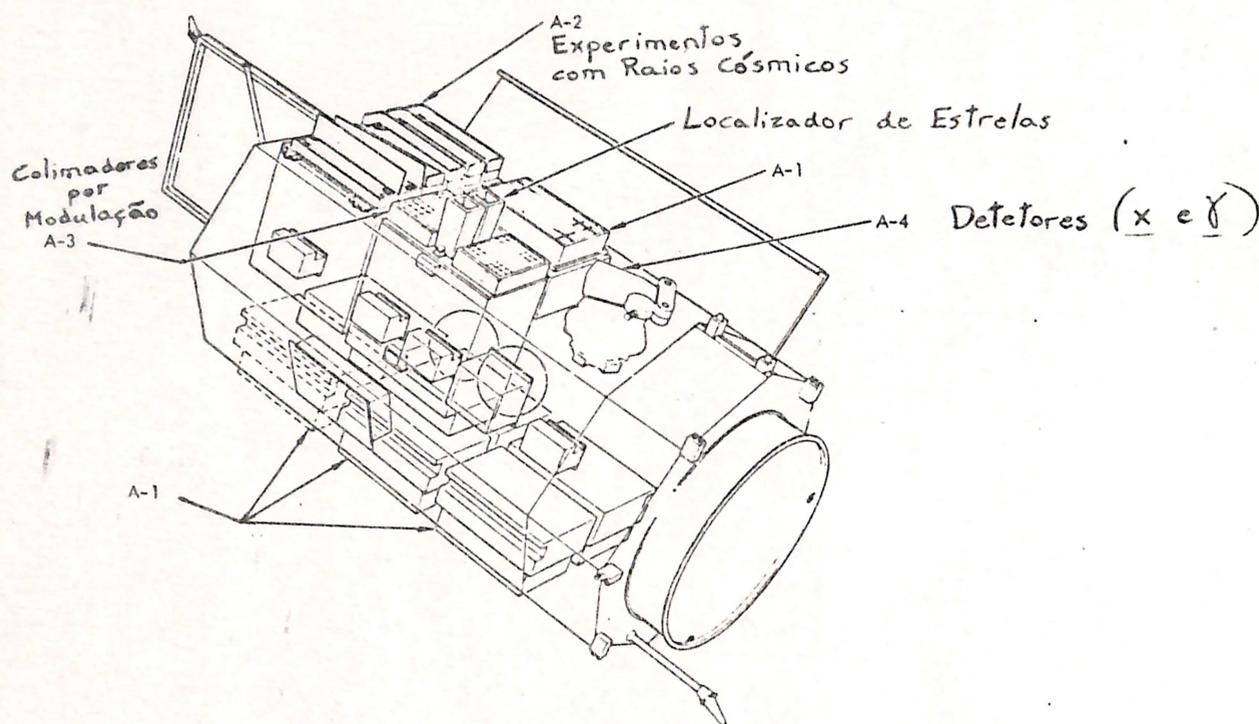


Fig. V.25 - O HEAO-A (de Peterson, 1972)

O HEAO-B utiliza espelhos e coletores de incidência razante para raios-X, com cristal Bragg e espectrômetros de estado sólido, dispositivos de imagens e polarímetros no foco.

O HEAO-C procurará linhas de raios gama na faixa de 50 keV - 10 MeV e estudará as abundâncias dos elementos e isótopos dos raios cósmicos.

Este programa (HEAO) ampliará o conhecimento da emissão de fontes estelares em raios-X, cuja única fonte de dados, nos últimos tempos, foi o satélite UHURU operado pela NASA (National Aeronautics and Space Administration), AS&E (American Science and Engineering) e SAO (Smithsonian Astrophysical Observatory).

#### 5.10 - PERSPECTIVAS BRASILEIRAS

Experimentos foram e vem sendo realizados com o uso de balões. Levamos a vantagem de possuímos o nosso território, em grande parte, no hemisfério sul. Isto nos favorece na medição "pioneira" de fontes naquele hemisfério. Estamos também longe dos polos, significativo para se atenuar "ruído de fundo" proveniente de partículas carregadas, que normalmente entram na atmosfera nessas regiões.

Os experimentos realizados são diurnos, mas basta aparelharmos o equipamento com "perseguidor de estrelas" de alta resolução angular, que poderemos iniciar prontamente detecções noturnas.

A implementação de microprocessadores, como parte integrante da carga útil, está em fase de aperfeiçoamento. Atualmente o microprocessador é empregado apenas no envio de dados da medição, a intenção seria a de aproveitá-lo, também, na perseguição de determinadas fontes estelares sob comando de terra. Estaríamos estabelecendo com isso um verdadeiro "diálogo" com o equipamento.

O primeiro satélite brasileiro abrirá um novo horizonte de perspectivas na detecção de fontes cósmicas para o nosso país.

BIBLIOGRAFIA

- ALLER, L.H. - "The emission and absorption of radiation", In: - Astrophysics - The atmospheres of the Sun and stars. New York, The Ronald Press Company, 1963, c.4, p.141-198.
- BLUMENTHAL, G.R. & TUCKER, W.H. - "Compact X-ray sources", In: - Annual Review of astronomy and astrophysics. Palo Alto, Annual Reviews Inc., 1974, v.12, p. 23-46.
- EVANS, R.D. - The atomic nucleus. New York, McGraw-Hill, 1955.
- GIACCONI, R. et alii - "Observational techniques in X-ray astronomy", In: - Annual review of astronomy and astrophysics. Palo Alto, Annual Reviews Inc., 1968, v.6, p.373-416.
- GIACCONI, R. - The UHURU catalog of X-ray sources. Cambridge, American Science and Engineering, 1974.
- GIACCONI, R. - Progress in X-ray astronomy. Cambridge, Center for Astrophysics, 1975.
- HOYLE, SIR F. - Astronomy and cosmology - a modern course. San Francisco, W.H. Freeman and Company, 1975.
- LIGHTMAN, A.P. et alii - Accretion onto compact objects. Varenna, Enrico Fermi Summer School, 1975.
- NETO, A.D. & RITÉ, C. - "Astrofísica Observacional", In: - Introdução a astronomia e astrofísica. São Paulo, IAG-USP, 1978, v.1, p.167-201.
- NOVICK, R. - "Galactic X-ray polarimetry and high resolution x-ray", In: - X-and gamma-ray astronomy. Dordrecht, D. Reidel Publishing Company, 1973, p.118-131.

- NOVIKOV, I.D. & THORNE, K.S. - "Astrophysics of Black Holes", In: - Black Holes - Les astres occlus. London, Gordon and Breach Science Publishers, 1973, p.347-449.
- ODA, M. & MATSUOKA, M. - "Cosmic X-rays", In: - Progress in elementary particle and cosmic ray physics. Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1971, v.10, p.305-383.
- OSTER, L. - "Stellar evolution", In: - Modern Astronomy. São Francisco, Holden-Day Inc., 1973, c.12, 189-198.
- PACHECO, J.A.F. & STEINER, J.E. - The spectrum of Cyg X-1 - A theoretical model. Astrophysics and space science. Dordrecht 39 (2): 487-494, Feb., 1976.
- PACHECO, J.A.F. et alii - The electromagnetic emission from Sco X-1. Astronomy and astrophysics. Heidelberg 55 (1): 111-116, Feb., 1977.
- PACHECO, J.A.F. - Binary x-ray sources. São Paulo, IAG-USP, 1977.
- PETERSON, L.E. - "Instrumental technique in X-ray astronomy", In: - Annual review of astronomy and astrophysics. Palo Alto, Annual Reviews Inc., 1975, v.13, p.423-509.
- SEWARD, F.D. - "A review of soft X-ray astronomy", In: - X-rays in space. Calgary, The University of Calgary, 1975, v.1, p.378-399.
- WEEKES, T.C. - "X-ray astronomy", In: - High energy astrophysics. London, Chapman and Hall Limited, 1969, c.8, p.112-135.

## APÊNDICE

### PROGRAMA PARA FORNECER DADOS NUMÉRICOS DE ACORDO COM AS EQUAÇÕES DO MODELO THORNE-NOVIKOV (1973).

Ele fornece em forma de agrupamentos, um após o outro, todas as combinações de taxas de acreção desde  $1 \times 10^{-10} M_{\odot}/\text{ano}$  a  $1 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{ano}$  (de  $3 \times 10^{-10}$  em  $3 \times 10^{-10}$ ) com as massas estelares de  $1 \odot$  a  $100 \odot$  (10 valores de massas no total) acompanhadas dos correspondentes valores, calculadas pelo modelo, de raios de emissão no disco para 1 keV e 10 keV, última órbita interna estável, Luminosidade de Eddington, luminosidades para diferentes  $\beta$ s e outras informações (vide final do capítulo 4).

```

DIMENSION HMO(20),HMC(20)
PIH=3.14159
HMS=1.98E+33
C=7.E+10
G=4.67E-08
STRCLT=7.56E-15
TSP=4.0984E+06
TSG=4.0984E+07
FH=STRCLT+C*TSP**4/4.
FG=STRCLT+C*TSG**4/4.
DO 11 I=1,20
11 READ(5,22)HMO(K),HMC(K)
22 FORMAT(E14.7,5X,E14.7)
DO 88 I=1,20
DO 77 J=1,10
RP=(7.32*(HMC(I)/10.**(-9))**((1./4.)*(HMC(J)/HMS)**(-1./2.)*(HMC(J)
)*G/C**2)**((3./4.)*FP+A.*PIH/(3.*HMC(I)*6.274E+25*HMC(J)*G))**(-4.
*/9.)
RG=((7.32/10.)*(HMC(I)/10.**(-9))**((1./4.)*(HMC(J)/HMS)**(-1./2.)*
*(HMC(J)*G/C**2)**((3./4.)*FG+B.*PIH/(3.*HMC(I)*6.274E+25*HMC(J)*G))
**(-4./9.))
RI=6.*G*HMC(J)/C**2
WRITE(6,33)HMO(I),HMC(J),RP,RG,RI
33 FORMAT(1X,2MC=2,E14.7,5X,2MC=2,E14.7,5X,2RP=2,E14.7,5X,2RG=2,E14.7
,5X,2RI=>,F14.7)
HLCRIT=1.E+33*(HMC(J)/HMS)
HMCRT=1.E+33*(HMC(J)/HMS)
RAZCNP=RP*C**2/(HMC(J)*G)
RAZCNG=RG*C**2/(HMC(J)*G)
WRITE(6,44)HLCRIT,HMCRT,RAZCNP,RAZCNG
44 FORMAT(1X,2LCRIT=2,E14.7,5X,2MCCRIT=2,E14.7,5X,2RAZOMP=2,E14.7,5X,
2RAZCNG=>,F14.7)
R=0.
R=R+1.E-01
A=1.
IF(R.GT.A)GO TO 77
HL=((3./2.)*R)*HMC(I)*6.274E+25*HMC(J)*G/RI
WRITE(6,66)R,HL
46 FORMAT(1X,2R=2,F3.1,5X,2L=>,E14.7)
GO TO 55
77 CONTINUE
88 CONTINUE
WRITE(6,90)TSP,TSG,FP,FG
90 FORMAT(1X,2TSP=>,E14.7,5X,2TSG=>,E14.7,5X,2FP=>,E14.7,5X,2FG=>,E14
.7)
END

```

## START OF SEGMENT 002

```

C 002:0000:0
C 002:0000:0
C 002:0002:3
C 002:0004:3
C 002:0006:3
C 002:0008:3
C 002:000A:3
C 002:000C:3
C 002:000E:3
C 002:0011:3
C 002:0014:3
C 002:0016:0
FIR IS 0006 LONG
C 002:0023:3
C 002:0023:3
C 002:0025:0
C 002:0026:0
C 002:0030:4
C 002:003C:0
C 002:003E:3
C 002:0048:0
C 002:0054:0
C 002:0056:3
C 002:0059:5
FIR IS 0006 LONG
C 002:0068:2
C 002:0068:2
C 002:0068:2
C 002:006C:1
C 002:0070:1
C 002:0073:3
C 002:0076:5
C 002:0082:2
C 002:0082:2
C 002:0082:2
C 002:0083:0
C 002:0085:4
C 002:0086:2
C 002:0087:4
C 002:008E:5
C 002:0097:2
C 002:0097:2
C 002:0097:5
C 002:009A:0
C 002:009C:1
C 002:00A7:2
C 002:00A7:2
C 002:00A7:2
SEGMENT 002 IS 008C LONG

```