

1. Publicação nº <i>INPE-3039-TDL/156</i>	2. Versão	3. Data <i>Março, 1984</i>	5. Distribuição <input type="checkbox"/> Interna <input checked="" type="checkbox"/> Externa <input type="checkbox"/> Restrita
4. Origem <i>DRH-DAS</i>	Programa <i>PRH-CEA</i>		
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>REGIÕES HII MASER VAPOR D'ÁGUA</i>			
7. C.D.U.: <i>523.03</i>			
8. Título  <i>PROCURA DE NOVOS MASERS DE VAPOR D'ÁGUA NA DIREÇÃO DE RCW 19-20, 38 E 48-49</i>		10. Páginas: <i>89</i>	11. Última página: <i>76</i>
9. Autoria <i>José Luiz Monteiro do Vale</i>		12. Revisada por  <i>Eugênio Scalise Júnior</i> Eugênio Scalise Júnior	
Assinatura responsável <i>José Luiz Monteiro do Vale</i>		13. Autorizada por  <i>Nelson de Jesus Parada</i> Nelson de Jesus Parada Diretor Geral	
14. Resumo/Notas  <i>O presente trabalho tem por objetivo a identificação de regiões de formação sequencial de estrelas massivas utilizando fontes de emissão maser da molécula H<sub>2</sub>O como indicadores. São derivadas as equações que governam a evolução de uma frente de choque produzida pela radiação ionizante de um grupo de estrelas OB. As condições de instabilidade nesta frente de choque são então analisadas. Por outro lado, é feita uma revisão do binômio maser H<sub>2</sub>O - estrela massiva, para esclarecer o porquê de identificar regiões de formação recente de estrelas massivas com fontes maser. Das três regiões escolhidas, RCW 19-20, RCW 38 e RCW 48-49, apenas a RCW 38 apresenta as condições necessárias para tal identificação.</i>			
15. Observações <i>Dissertação de Mestrado em Ciência Espacial aprovada em 26 de agosto de 1983.</i>			

Aprovada pela Banca Examinadora  
em cumprimento a requisito exigido  
para a obtenção do Título de Mestre  
em Ciência Espacial

Dr. Inácio Malmonge Martin

  
\_\_\_\_\_  
Presidente

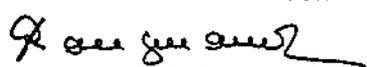
Dr. Eugênio Scalise Júnior

  
\_\_\_\_\_  
Orientador

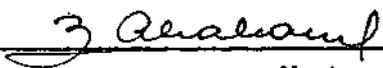
Dra. Maria Alcina Braz

  
\_\_\_\_\_  
Membro da Banca  
-convidada-

Prof. Pierre Kaufmann

  
\_\_\_\_\_  
Membro da Banca

Dra. Zulema Abraham

  
\_\_\_\_\_  
Membro da Banca

Candidato: José Luiz Monteiro do Vale

São José dos Campos, 26 de agosto de 1983

• •  
•

### ABSTRACT

*The subject of this work is the identification of regions of sequential massive star formation, using maser sources of H<sub>2</sub>O molecule as indicators. The equations that govern the evolution of a shock front produced by the ionizing radiation of an OB star group are derived. The stability conditions in this shock front are then analyzed. On the other hand, a review of the binomial H<sub>2</sub>O maser-massive star, to clear up why to identify regions of recent star formation with maser sources, is made. From the three choosen regions, RCW 19-20, RCW 38 and RCW 48-49, only RCW 38 shows the necessary conditions for the above identification.*

• •  
•

## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS .....	<i>vii</i>
LISTA DE SÍMBOLOS .....	<i>ix</i>
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u> .....	1
<u>CAPÍTULO 2 - INSTABILIDADES GRAVITACIONAIS E TÉRMICAS</u> .....	9
2.1 - Estabilidade da nuvem .....	11
2.2 - Critérios de instabilidade gravitacionais .....	12
2.2.1 - Equações de hidrodinâmica e critério de instabilidade de Jeans .....	12
2.2.2 - Solução das equações de hidrodinâmica para uma camada (disco) autogravitante de raio infinito .....	14
2.2.3 - Estabilidade de um meio plano-paralelo isotérmico compressão externa .....	16
2.3 - Critério de instabilidade térmica .....	21
<u>CAPÍTULO 3 - EVOLUÇÃO DE UMA FRENTE DE CHOQUE</u> .....	25
<u>CAPÍTULO 4 - A MOLECULA H<sub>2</sub>O</u> .....	33
4.1 - Generalidades .....	33
4.2 - Fontes de emissão de H <sub>2</sub> O associadas com regiões H <sub>II</sub> .....	34
4.3 - Equação de transferência para o maser H <sub>2</sub> O .....	43
<u>CAPÍTULO 5 - CARACTERÍSTICAS DAS REGIÕES H<sub>II</sub> ESTUDADAS</u> .....	49
5.1 - RCW 38 .....	49
5.2 - RCW 48-49 (G2839 - 0.9, G284 - 0.3) .....	
<u>CAPÍTULO 6 - OBSERVAÇÕES</u> .....	59
<u>CAPÍTULO 7 - CONCLUSÃO</u> .....	69
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	71

• •  
•

## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Mapa em $69\mu$ da região NGC6334, mostrando as principais componentes indicadoras de formação recente de estrelas .....	2
1.2 - Mapa em 5 GHz de NGC6334 .....	3
1.3 - Mapa em $CO^{12}$ de M17, baseado em Elmegreen et alii, 1978 ...	4
1.4 - Mapa em 5 GHz de M17 .....	5
1.5 - Mapa da emissão $^{12}CO$ em M17 SW .....	6
2.1 - Diagrama esquemático de formação sequencial de estrelas ...	10
2.2 - Relação entre $\log P$ e $\log n$ em uma nuvem gravitacionalmente estável .....	12
2.3 - Gráfico da taxa de crescimento máximo contra o número de onda normalizado .....	19
2.4 - Gráfico da taxa de crescimento máximo contra o parâmetro $A$ da camada .....	20
3.1 - Taxas de esfriamento molecular .....	32
3.2 - Abundância, por onde passou o choque, de hidrogênio atômico, e as espécies mais importantes que contêm oxigênio .....	32
4.1 - Diagrama esquemático da molécula $H_2O$ .....	34
4.2 - Um diagrama de correlação ilustrando os níveis de energia para rotores assimétricos .....	39
4.3 - Diagrama - Níveis de energia rotacional das moléculas $H_2O$ .	42
5.1 - Espectro em direção à fonte RCW38 .....	50
5.2 - Mapa de $CO$ da região RCW38 apresenta 2 picos .....	52
5.3 - Distribuição de $CO$ em torno de RCW38 .....	53
5.4 - Mapa no contínuo em 1 mm da região RCW38 .....	54
5.5 - Maser $H_2O$ na região RCW38 .....	55
5.6 - Mapa em 2,7 MHz de RCW48-49 .....	57
5.7 - Maser $H_2O$ na região RCW48-49 .....	58
6.1 - Sobreposição dos pontos observados na região RCW19-20 .....	62
6.2 - Sobreposição dos pontos observados na região RCW38 .....	63
6.3 - Sobreposição dos pontos observados na região RCW48-49 .....	64
6.4 - Espectro provável de emissão maser na direção da região RCW38 .....	67
6.5 - Espectro feito para confirmação do espectro da Figura 6.4 .	68

• •  
•

## LISTA DE SÍMBOLOS

$A$	- Constante que identifica uma camada plano-paralela
$A, B, C$	- Constantes do rotor assimétrico
$A_{is}, B_{is}, B_{si}$	- Coeficiente de Einstein para emissão estimulada, absorção estimulada e emissão espontânea, respectivamente
$C_g$	- Fator de ganho zenital
$C_{ig}$	- Taxa pela qual as partículas são transferidas por colisões do nível $i$ para o nível $s$
$F$	- Força, dyn
$F_*$	- Fluxo de fótons Lyman da estrela que mantém a região $H_{II}$
$F(\nu)$	- Função que descreve a distribuição de frequência de uma transição
$G$	- Constante da gravitação universal, $\text{dyn cm}^2 \text{g}^{-2}$
$g$	- Aceleração do centro de massa do disco
$g_s, g_i$	- Pesos estatísticos associados aos estados $s$ , superior; $i$ , inferior
$H$	- $1/k_c$
$K_c$	- Número de onda crítico
$k$	- Número de onda
$k$	- Constante de Boltzmann
$\ell$	- Distância
$M_{ij}$	- Taxa correspondente a $C_{ij}$ para o caso de interação com o campo de radiação em microondas
$m_H$	- Massa do átomo de hidrogênio
$N_r$	- Coeficiente de transmissão da redoma
$n_{II}$	- Densidade de prótons na região $H_{II}$
$P_{II}$	- Pressão que a região $H_{II}$ exerce sobre a frente de choque

$P_{ij}$	- Taxa pela qual as partículas são transferidas de alguma forma, usando outros níveis de energia como passo <u>intermediário</u>
$p, P$	- Pressão, atm
$Q_{ij}$	- Soma de todas as taxas de transferências possíveis
$r$	- Raio da estrela que excita a região $H_{II}$
$T$	- Temperatura, $^{\circ}$ Kelvin
$T_a$	- Temperatura de antena
$T_b$	- Temperatura de brilhância
$t$	- Tempo, s
$v$	- Velocidade, $\text{cms}^{-1}$
$v_{ex}$	- Taxa de excitação do hidrogênio
$v_s$	- Velocidade de estado estacionário do choque
$x$	- Distância, cm
$\alpha$	- Taxa de recombinação do hidrogênio de todos os estados para o estado fundamental
$\alpha$	- Ascensão reta
$\lambda$	- Comprimento de onda, $\text{\AA}$ , cm
$\Delta_n$	- Diferença de população dos estados $s$ e $i$
$\Delta_{nb}$	- Diferença de população dos estados, causada apenas pelo bombeamento
$\nu$	- Frequência, Hertz
$\nu_0$	- Frequência de transição com relação a um referencial em repouso
$\delta$	- Declinação
$\psi_R$	- Função rotacional do rotor assimétrico

- $\phi$  - Potencial gravitacional
- $\rho$  - Densidade volumétrica,  $\text{gcm}^{-3}$
- $\gamma$  - Constante de proporcionalidade entre as pressões que atuam nas duas faces de um disco plano



## CAPÍTULO 1

### INTRODUÇÃO

O presente trabalho tem como objetivo a identificação de regiões de formação sequencial de estrelas massivas utilizando fontes de emissão maser da molécula  $H_2O$  como indicador (Shevchenko, 1979).

Com este objetivo foram mapeadas três regiões  $H_{II}$  do hemisfério celeste sul, a saber RCW19-20, RCW38 e RCW48-49.

Estes "mapeamentos" são na realidade observações ponto a ponto na frequência de transição  $6_{16}-5_{23}$  da molécula  $H_2O$  (22.2 GHz) estando cada ponto deslocado do anterior por uma separação angular equivalente à largura do feixe do rádio telescópio a meia potência.

A idéia básica consiste em procurar configurações geométricas peculiares de conjuntos de fontes maser  $H_2O$ , como por exemplo a encontrada em NGC 6334 (Rodriguez et alii, 1981), onde uma região  $H_{II}$  extensa é associada a uma nuvem molecular alongada ( $10 \times 3$  pc); as observações em frequências rádio e infravermelho revelam a presença de um número considerável de fontes compactas embebidas na nuvem molecular, masers OH (Raymond and Eliasson, 1969), masers  $H_2O$  (Moran and Rodriguez, 1980), "spots" de CO (Dickel et alii, 1977), picos no infravermelho (McBreen et alii, 1979), fontes no infravermelho próximo (Becklin and Neugebauer, 1974, Simon et alii, 1981) e picos em 1 mm (Cheung et alii, 1978).

O fato que chama a atenção para esta fonte é a distribuição espacial dos indicadores acima mencionados, mostrada com detalhes na Figura 1.1. A Figura 1.2 apresenta o mapa em 5 GHz, na mesma escala, para fins de comparação.

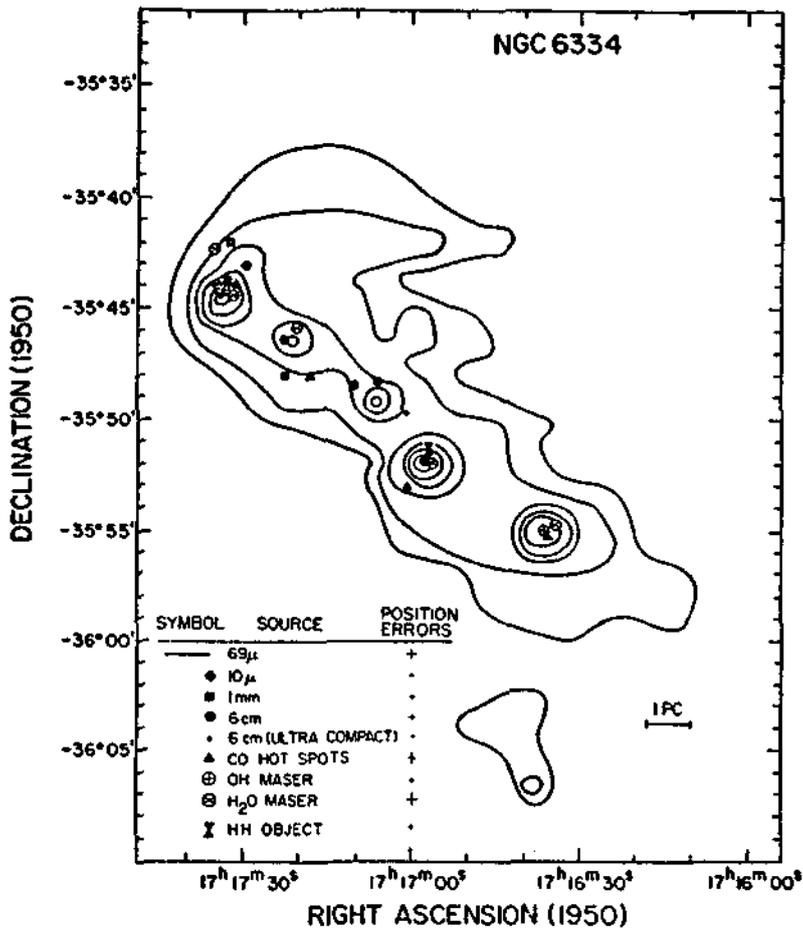


Fig. 1.1 - Mapa em 69 $\mu$  da região NGC 6334, mostrando as principais componentes indicadoras de formação recente de estrelas.

FONTE: Rodriguez et alii, (1981).

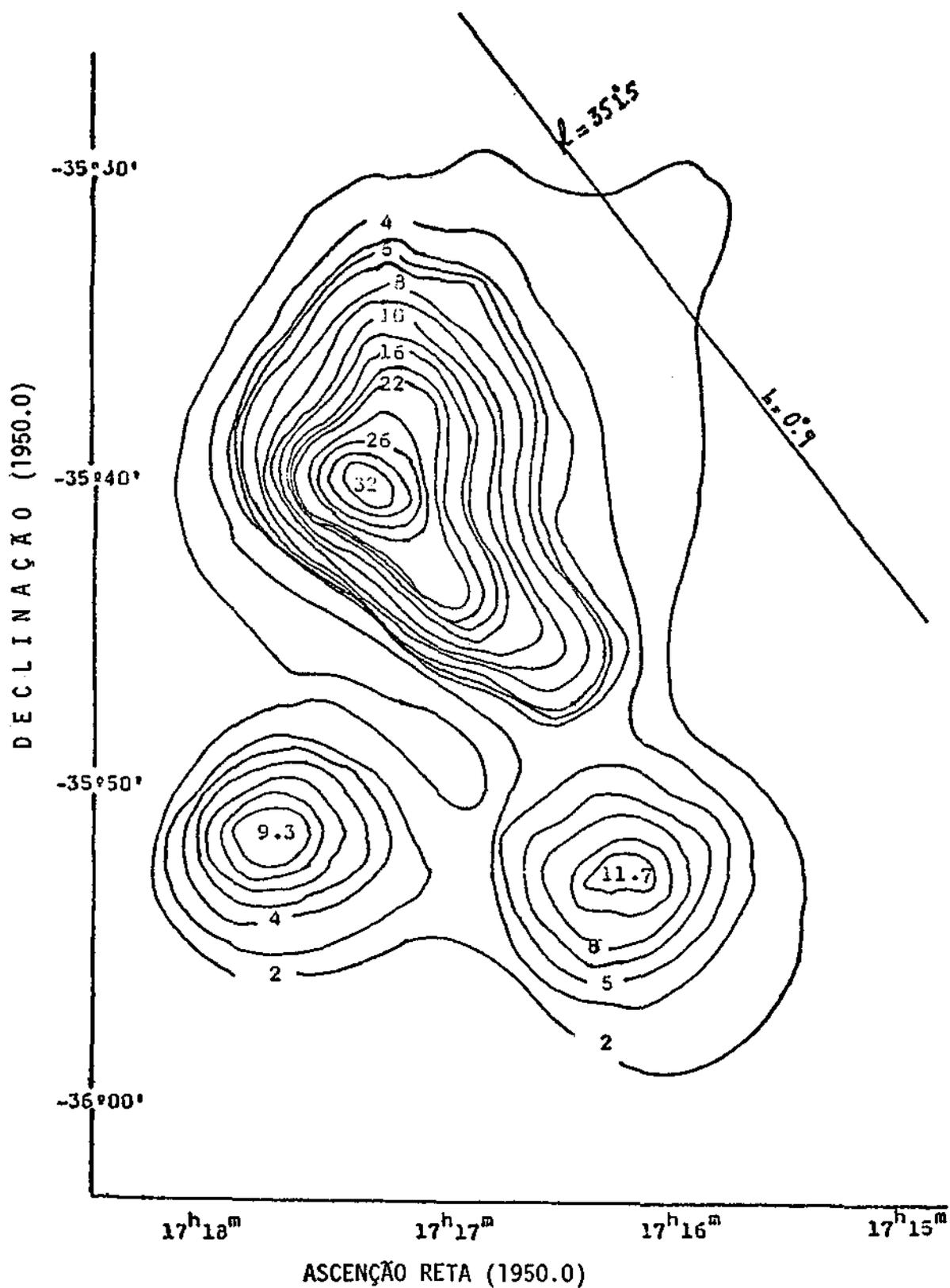


Fig. 1.2 - Mapa em 5 GHz de NGC 6334.

FONTE: Goss and Shaver, 1970.

Outra região, objeto de pesquisa de vários autores, é a M17, cujo estudo permite uma visualização simples do processo de formação sequencial. Esta região  $H_{II}$  brilhante está localizada na borda de uma nuvem molecular complexa que se estende por cerca de 170pc ao longo do plano galáctico, e é provavelmente o objeto mais massivo da Galáxia (Elmegreen and Lada, 1977).

A emissão mais intensa em CO nesta nuvem tem sua origem em dois "spots" brilhantes localizados próximos da interface nuvem molecular - região  $H_{II}$ , cuja temperatura de antena da região A é de 350 K e a da B é de 50 K (Figura 1.3).

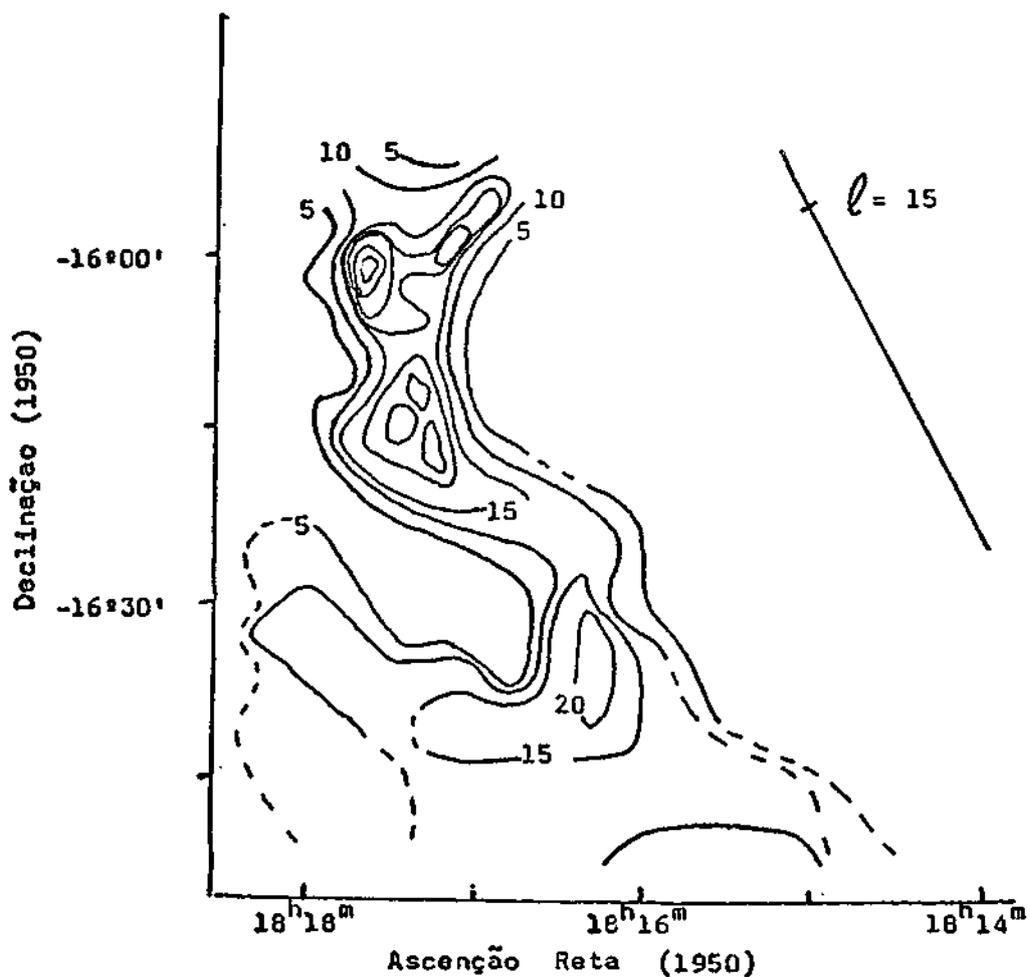


Fig. 1.3 - Mapa em CO<sup>12</sup> de M17, baseado em Elmegreen et alii, 1978.

- Está mostrado também a linha do plano galáctico.

A componente B é particularmente rica em indicadores de formação recente de estrelas (Lemke, 1975) e é conhecida como M17SW (Lada et alii, 1974).

A Figura 1.4 apresenta o mapa de M17 em 5 GHz, com a mesma escala da Figura 1.3 para comparação.

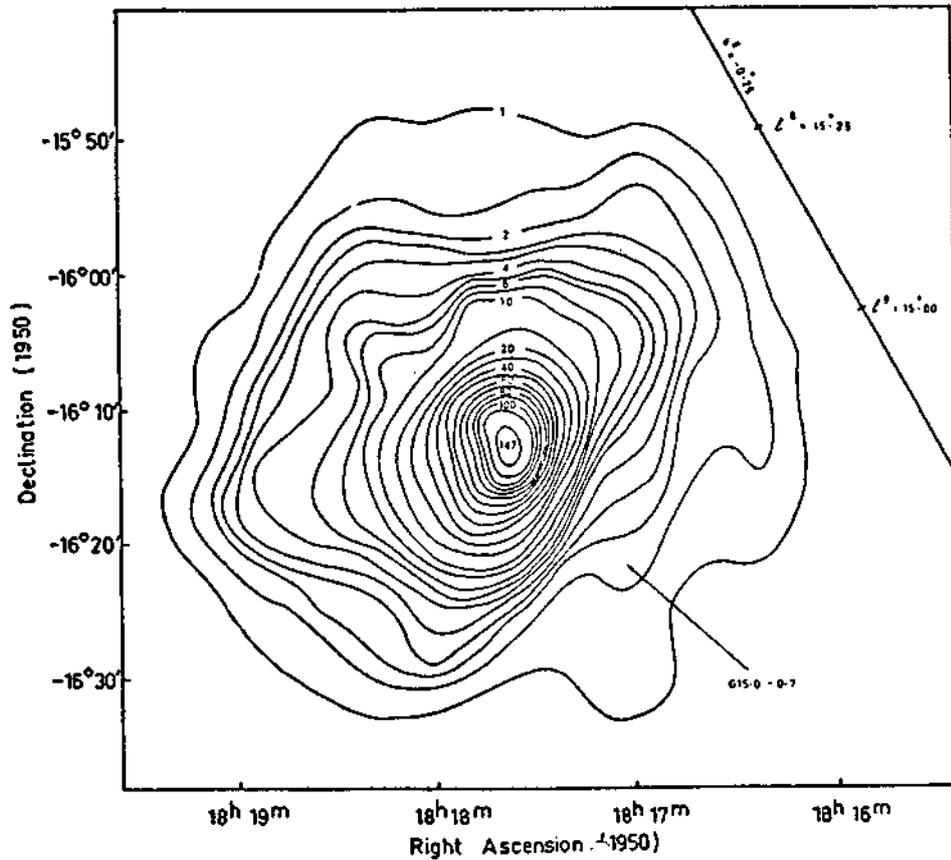


Fig. 1.4 - Mapa em 5 GHz de M17.

FONTE: Goss and Shaver, 1970.

A Figura 1.5 apresenta um mapeamento desta região (Lemke, 1975) e indica a posição da fonte maser H<sub>2</sub>O (cruz mais ao sul) (Jonhston et alii, 1973), o círculo cheio representa uma fonte no infra vermelho (Kleimann and Wright, 1973).

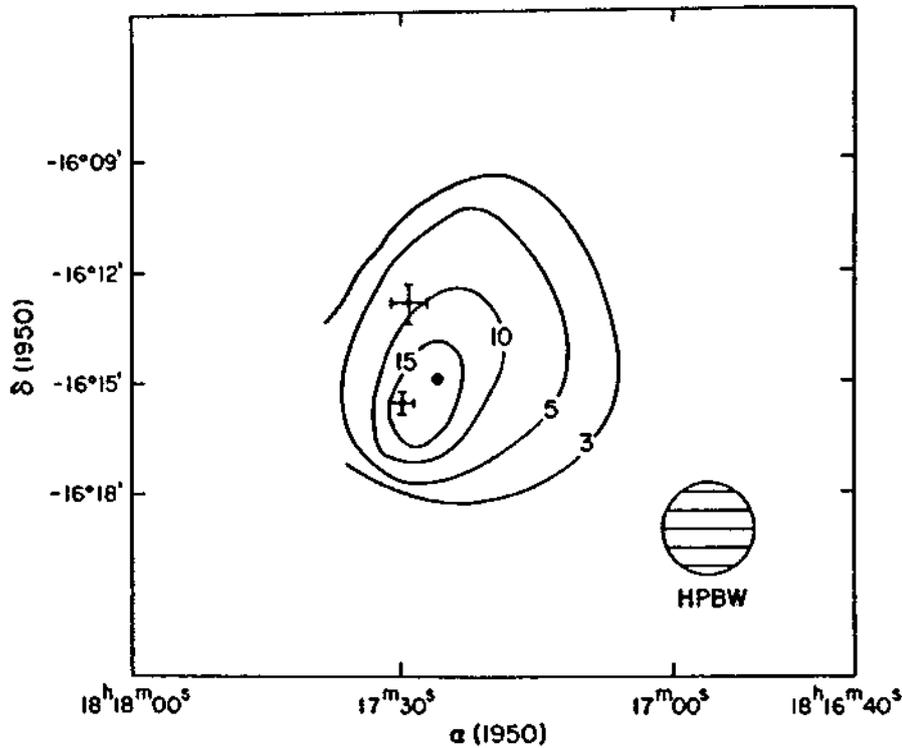


Fig. 1.5 - Mapa da emissão  $^{12}\text{CO}$  em M17 SW.

- A cruz maior indica uma fonte no contínuo de 3mm; a cruz menor indica a posição da fonte maser  $\text{H}_2\text{O}$ .

FONTE: Lemke, 1975.

A interpretação mais provável para os mapas apresentados nas Figuras 1.3 e 1.5 é que no local da região  $\text{H}_{\text{II}}$  visível está ocorrendo a dissipação da nuvem embrionária que originou as estrelas massivas ainda obscurecidas (Elmegreen et alii, 1979). Atrás da região  $\text{H}_{\text{II}}$ , junto com a nuvem molecular, as fontes no infravermelho e maser  $\text{H}_2\text{O}$  marcam a localização da região de formação mais recente de estrelas.

Estes dois esboços de regiões de formação recente de estrelas (NGC6334 e M17) são claros o suficiente para que se procure identificá-los com outras regiões conhecidas.

Um fato que pode ser abstraído dos dois exemplos anteriores é que há uma maior assimetria na distribuição de isothermas no contínuo em 5 GHz, exatamente no local onde há grande variedade de indicadores de formação recente de estrelas, e esta assimetria ocorre sempre na direção paralela ao plano galáctico.

O critério principal de seleção das fontes a ser observadas foi então o de buscar no mapa em 5 GHz da Galáxia regiões onde estas assimetrias eram evidentes e estavam na direção favorável.

A restrição imposta pelo tempo de observação disponível ao número de fontes a ser mapeadas obrigou a adoção de um segundo critério de seleção, ou seja, o de unicidade, isto significa que, cada uma das regiões escolhidas deveria ter alguma característica não-comum às outras.

Assim, a RCW38 foi escolhida em função da grande quantidade de trabalhos a ela referidos (ver o Capítulo 5), um dos quais (Guilespie et alii, 1979) sugere explicitamente a possibilidade de um segundo "spot" de CO ser consequência do aprisionamento de matéria por uma frente de choque originada por alguma associação OB na direção do "spot" mais intenso.

A RCW48-49 tem como particularidade a seu favor uma "cadeia" de isothermas bastante extensa (4 minutos de arco) e paralela ao plano galáctico.

Neste caso, o aprisionamento de isothermas significaria um aumento na densidade em uma região relativamente extensa e plana que estaria associada a uma frente-choque-ionização, gerada por algum aglomerado OB ainda não identificado por causa da distância e do acobertamento por poeira nesta direção (Haynes et alii, 1978).

A região RCW19-20 entra na lista como um contra-exemplo. O aprisionamento das isotermas em 5 GHz nesta região se dá em uma direção quase perpendicular ao plano galáctico. A descoberta de uma cadeia de maser nesta região invalidaria a teoria de formação sequencial, pelo menos da forma apresentada aqui.

A idéia de que os masers intensos da molécula  $H_2O$  estejam associados com estrelas jovens é hoje em dia bastante aceita, carece porém de um estudo que possa fundamentá-la. Outro objetivo deste trabalho é apresentar uma evidência para explicar tal associação (Burduza e Ruzmaikina, 1974; Elitzur e De Jong, 1978).

O trabalho está dividido em sete capítulos. No Capítulo 2 posicionam-se os mecanismos que podem dar origem às instabilidades gravitacionais ou térmicas; no Capítulo 3 as condições de instabilidade são exploradas. No Capítulo 4 é dada uma introdução à molécula  $H_2O$  com indicações de prováveis mecanismos de bombeamento do maser desta molécula e também apresentada uma derivação da equação de transferência da radiação para este maser. O Capítulo 5 apresenta as regiões mapeadas e o 6 descreve o equipamento utilizado e o método de observação. Tem-se então a conclusão do trabalho no Capítulo 7.

## CAPÍTULO 2

### INSTABILIDADES GRAVITACIONAIS E TÉRMICAS

Neste capítulo descreve-se de forma bastante simples um mecanismo de formação de condensações gravitacionais e térmicas, nesta ordem, na crença de que uma estrela OB formada pelo primeiro tipo de condensação daria origem a uma condensação do segundo tipo que seria a nuvem de vapor d'água com condições para a operação de um mecanismo de amplificação maser.

Em um trabalho clássico sobre a distribuição de estrelas O e B na vizinhança solar, Blaauw (1964) ressaltou três importantes características:

- 1) as estrelas se distribuem preferencialmente em aglomerados bem definidos e próximos ao plano galáctico;
- 2) o número de estrelas O e B em cada aglomerado é função da sua "idade", isto é, o mais antigo contém mais estrelas, o mais jovem menos;
- 3) a distância que separa aglomerados sucessivos é constante.

A Figura 2.1 apresenta um resumo visual destas anotações.

Uma interpretação bastante simples é que a nuvem molecular onde foi gerado o primeiro grupo (de origem desconhecida, como por exemplo: explosão de supernova, onda de densidade galáctica, colisão entre nuvens, etc) é destruída pela radiação no contínuo de Lyman ( $\lambda < 912 \text{ \AA}$ ) e pela frente de choque que a precede, deixando ã mostra as estrelas impossíveis de ser observadas quando embebidas na nuvem.

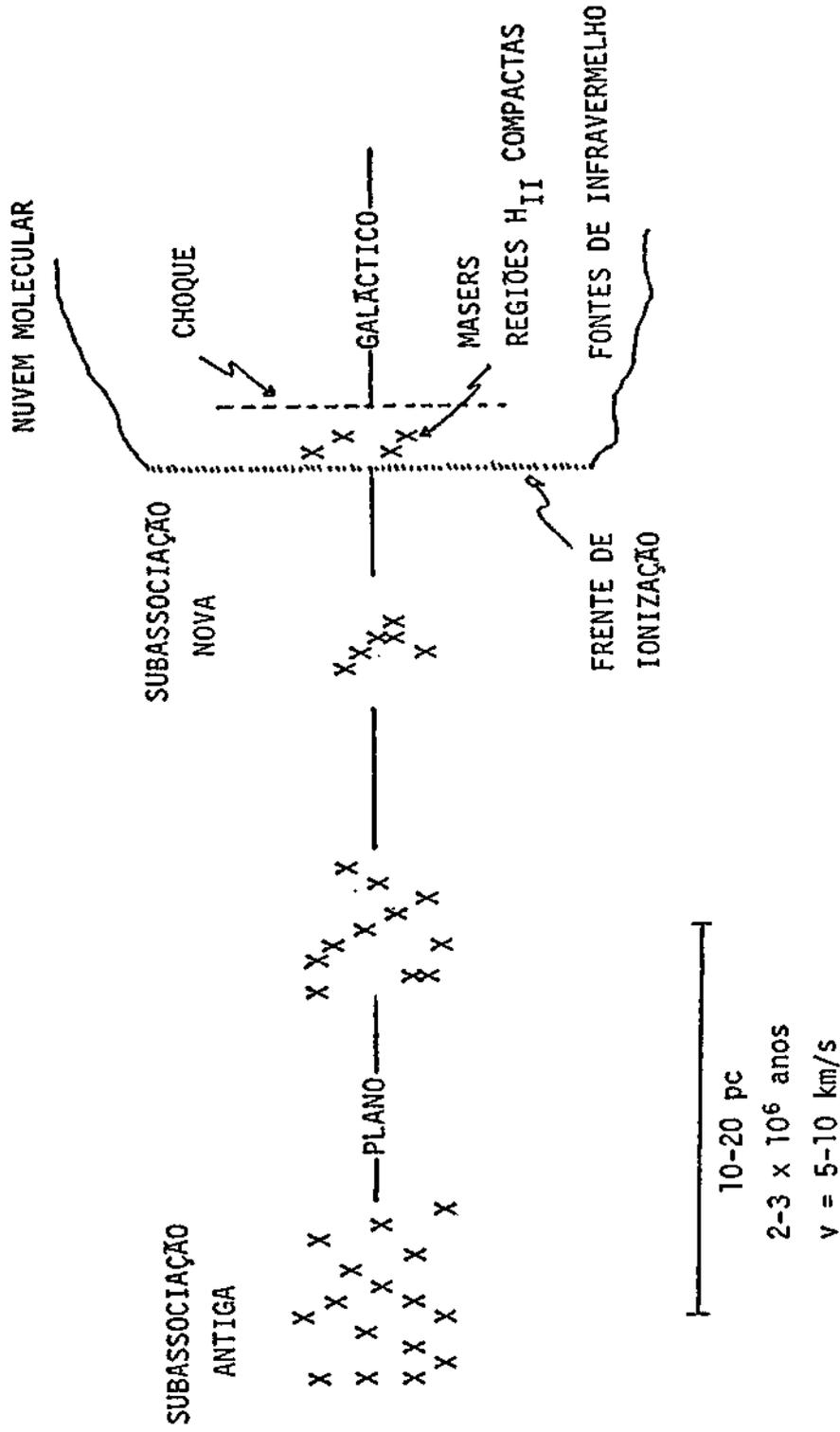


Fig. 2.1 - Diagrama esquemático de formação sequencial de estrelas.

FONTE: Meaburn, 1975.

A propagação da frente de choque-ionização através da nuvem criará uma condição de instabilidade gravitacional. A determinação desta condição é um dos objetivos deste capítulo.

Outra forma de focar o problema seria estudar as condições de instabilidade térmica na interface frente de ionização/frente de choque de uma única estrela OB e, através desta condição, forma uma nuvem onde haverá condições para a operação de um mecanismo de amplificação maser.

Deve-se então proceder à análise do problema iniciando por determinar algumas condições que a nuvem molecular deve obedecer no sentido de permanecer estável, procurar uma fonte de distúrbio e tentar fazer com que esta perturbação crie condições para a formação do subgrupo OB seguinte.

## 2.1 - ESTABILIDADE DA NUVEM

Para que uma nuvem molecular tenha uma estrutura gravitacionalmente estável é necessário que um aumento na pressão interna seja seguido de um aumento na densidade e que haja pelo menos duas configurações onde isto ocorra. O fato de a relação de  $P$  e  $\rho$  (pressão e densidade) ser contínua leva à suposição de que a relação deve ser como a mostrada na Figura 2.2, de forma que uma configuração nos pontos A e C será estável, ao passo que uma outra no ponto B variará a sua densidade e pressão até encontrar uma destas duas configurações de equilíbrio (em A ou em B).

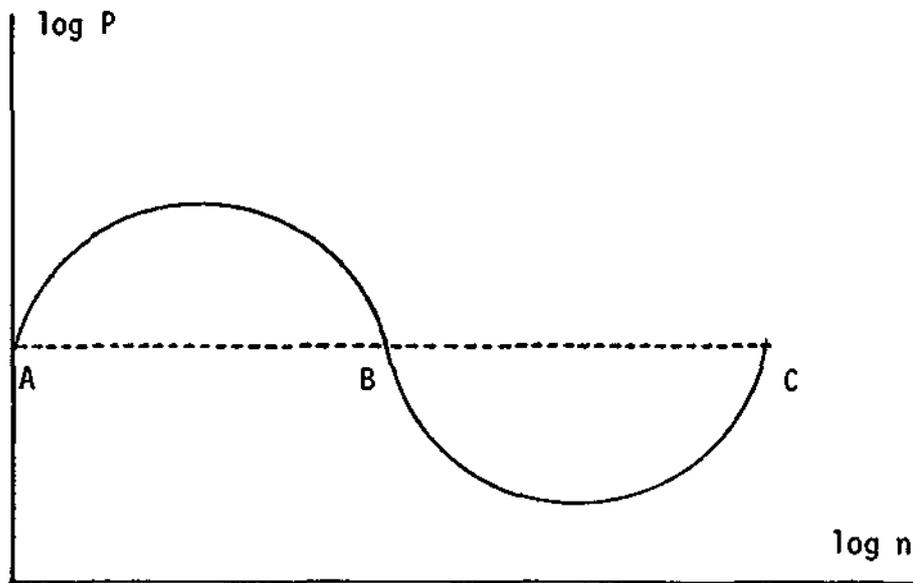


Fig. 2.2 - Relação entre  $\log P$  e  $\log n$  em uma nuvem gravitacionalmente estável.

## 2.2 - CRITÉRIOS DE INSTABILIDADE GRAVITACIONAIS

### 2.2.1 - EQUAÇÕES DE HIDRODINÂMICA E CRITÉRIO DE INSTABILIDADE DE JEANS

A equação de continuidade para um fluido pode ser escrita (Lang, 1980) na forma

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \rho + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad , \quad (2.1)$$

e a equação de movimento associada a um elemento de fluido é

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = \rho \left( \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right) = \vec{F} - \vec{\nabla} p \quad , \quad (2.2)$$

onde  $F$  é a força externa igual a  $-\rho \nabla \phi$  quando se considera apenas o potencial gravitacional  $\phi$ , que é dado pela equação de Poisson,

$$\nabla^2 \phi = - 4\pi G \rho \quad , \quad (2.3)$$

onde  $G = 6.668 \times 10^{-8} \text{dyn cm}^2 \text{g}^{-2}$  é a constante de gravitação universal.

Ao se considerar a velocidade inicial  $v_0$  igual a zero e a densidade e a pressão constantes pode-se analisar o efeito que uma pequena variação na pressão causaria no meio, para tanto deve-se fazer  $v = v_1$ ,  $p = p_0 + p_1$  e relações similares para  $\rho$  e  $\phi$ .

Com isto as Equações 2.1 e 2.2 tomam a forma

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1 = 0 \quad , \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} = - \vec{\nabla} \phi_1 - \vec{\nabla} \frac{p_1}{\rho_0} \quad . \quad (2.5)$$

Se for considerado um processo isotérmico em um gás ideal vale a relação

$$p_1 = \frac{kT}{\mu m_H} \rho_1 \quad , \quad (2.6)$$

onde  $T$  é a temperatura,  $\mu$  o peso molecular,  $m_H$  a massa do átomo de hidrogênio.

Tem-se ainda a Equação de Poisson (2.3) que fica

$$\nabla^2 \phi_1 = 4\pi G \rho_1 \quad (2.7)$$

A solução simultânea das Equações 2.4, 2.5, 2.6 e 2.7 foi obtida pela primeira vez por Jeans (Lang, 1980) que obteve a equação

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} = 4\pi G \rho_0 + \frac{kT}{\mu m_H} \nabla^2 \rho_1 \quad , \quad (2.8)$$

e sua solução

$$\rho_1 = \text{cte} \times \exp \left[ i \left( \frac{2\pi}{\lambda} x - \omega t \right) \right] , \quad (2.9)$$

que é a equação de uma onda plana e onde a frequência  $\omega$  está relacionada com o comprimento de onda  $\lambda$  pela fórmula

$$\omega^2 = \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \left( \frac{kT}{\mu m_H} \right) - 4\pi G \rho_0 , \quad (2.10)$$

a velocidade de propagação é portanto dada por

$$v_\delta = \frac{\lambda \omega}{2\pi} = S \left[ 1 - \frac{G \rho_0 \lambda^2}{\pi S^2} \right]^{1/2} , \quad (2.11)$$

onde  $S$  é a velocidade do som dada por

$$S = \left( \frac{p_0}{\rho_0} \right)^{1/2} = \left( \frac{kT}{\mu m_H} \right)^{1/2} ; \quad (2.12)$$

e o comprimento de Jeans pode ser escrito na forma

$$\lambda_\delta = S \left( \frac{\pi}{G \rho_0} \right)^{1/2} = \left( \frac{\pi kT}{\mu m_H G \rho_0} \right)^{1/2} . \quad (2.13)$$

Uma flutuação no comprimento de onda maior que o comprimento de Jeans crescerá exponencialmente e a matéria será gravitacionalmente instável.

### 2.2.2 - SOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES DE HIDRODINÂMICA PARA UMA CAMADA (DISCO) AUTOGRAVITANTE DE RAIÓ INFINITO

Neste caso, no estado de equilíbrio, faz-se  $V_0 = 0$ , enquanto  $\rho_0$  e  $\phi_0$  são funções apenas de  $Z$ .

As Equações 2.1, 2.2 e 2.3 são então combinadas para dar

$$\frac{d}{dZ} \left( \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dZ} \right) = - \frac{4\pi G}{C^2} \rho_0 \quad , \quad (2.14)$$

cuja solução é

$$\rho_0 = \rho_0(0) \operatorname{sech}^2 \frac{Z}{H} = \rho_0(0)(1 - \omega^2) \quad , \quad (2.15)$$

onde  $\rho_0(0)$  é o valor da densidade não-perturbada  $\rho_0$  no plano central ( $Z = 0$ ) e

$$H = \frac{M}{2\rho_0(0)} = \left( \frac{kT}{2\pi G \mu \rho_0(0)} \right)^{1/2} \quad . \quad (2.16)$$

Uma vez que o sistema em consideração é conservativo ( $V_0=0$ ) uma perturbação correspondendo a  $\omega = 0$  na Equação 2.15 separa uma região de instabilidade de outra de estabilidade.

Para este estado de instabilidade marginal, definindo  $K_c$  como o valor de  $K$ , pode-se escrever

$$\frac{\rho_1(\omega)}{\rho_0(\omega)} = e^{iK_c x} \theta(\omega) \quad . \quad (2.17)$$

Pode-se agora trabalhar as equações de hidrodinâmica para obter

$$\frac{d^2\theta}{d\omega^2} - \frac{2\omega}{1-\omega} \frac{d\theta}{d\omega} + \theta \left\{ \frac{2}{1-\omega^2} - \frac{v^2}{(1-\omega^2)^2} \right\} = 0 \quad , \quad (2.18)$$

onde  $v = K_c H$ .

A solução geral desta equação é (Spitzer Jr., 1968)

$$\theta(\omega) = A_1 \left( \frac{1+\omega}{1-\omega} \right)^{\nu/2} (\nu - \omega) + A_2 \left( \frac{1-\omega}{1+\omega} \right)^{\nu/2} (\nu + \omega) . \quad (2.19)$$

Como  $\theta(\omega)$  deve permanecer finito se torna  $\pm 1$ , e  $K_c H$  deve ser igual à unidade, isto é

$$K_c H = 1 ,$$

$$K_c = \frac{1}{H} = \left( \frac{2\pi G \mu \rho_0(0)}{kT} \right) . \quad (2.20)$$

Esta seria a condição para estabilidade marginal, e como parece lógico esperar que haverá instabilidade para comprimentos de onda maiores que o referente a  $K_c$ , haverá instabilidade para  $K$  menor que  $K_c$ .

### 2.2.3 - ESTABILIDADE DE UM MEIO PLANO-PARALELO ISOTÉRMICO COM PRESSÃO EXTERNA

Os problemas que foram apresentados nas duas secções precedentes permitiram que Elmegreen e Lada (1977) propusessem um outro, fisicamente mais bem estruturado, ou seja, o da estabilidade de um meio plano-paralelo, isotérmico com *diferença de pressão*.

Este problema é fisicamente mais bem estruturado por parecer claro que se a interface entre uma região de hidrogênio ionizado pelos fótons no contínuo de Lyman e outra região ainda não-ionizada caminha através da nuvem molecular (como detectado por Balik et alii (1978) e Lada (1976) deve haver uma diferença de pressão entre as duas faces da interface, e como as observações referidas fazem menção à uma *desaceleração* na velocidade tem-se que a pressão do lado da região  $H_I$  seja maior que do outro lado (Região  $H_{II}$ ).

Pode-se escrever

$$P_2 = \beta P_1 \quad (2.21)$$

e ainda com base nas mesmas observações pode-se inferir  $\beta$  da ordem de 4/3. A aceleração efetiva da interface será escrita na forma

$$g = \frac{P_2 - P_1}{\tau} = (\beta - 1) \frac{P_1}{\tau} \quad , \quad (2.22)$$

onde  $\tau$  é a densidade colunar de massa total acumulada na interface.

Pode-se agora reescrever as equações

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = \vec{\nabla} \left( \phi_1 + C^2 \frac{\rho_1}{\rho_0} \right) \quad , \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = \vec{\nabla} (\rho_0 \vec{V}) = 0 \quad , \quad (2.24)$$

$$\nabla^2 \phi_1 = - 4\pi G \rho_1 \quad . \quad (2.25)$$

Considere-se então uma perturbação da forma

$$\phi_1 = \phi_1(x, z, t) = \phi_1(Z) e^{i\omega t + ikx} \quad , \quad (2.26)$$

onde  $x$  é medida perpendicular à direção de propagação do choque (paralela à interface).

Com este procedimento obtêm-se

$$i\omega \mu_x = ik \left( \phi_1 - C^2 \frac{\rho_1}{\rho_0} \right) \quad , \quad (2.27)$$

$$i\omega\mu_z = \frac{d}{dz} \left( \phi_1 - C^2 \frac{\rho_1}{\rho_0} \right) \quad , \quad (2.28)$$

$$i\omega\rho_1 + ik\rho_0\mu_z \frac{d}{dx} (\rho_0\mu_z) = 0 \quad , \quad (2.29)$$

$$\frac{d^2}{dz^2} \phi_1 - k^2\phi_1 - 4\pi G\rho_1 \quad , \quad (2.30)$$

que, utilizando da solução não-perturbada fornecida por Spitzer Jr. (1968) poderão ser resolvidos usando a seguinte transformação

$$\frac{d}{dz} = \frac{1}{H} (1 - \mu^2) \frac{d^2}{d\mu^2} \quad , \quad (2.31)$$

onde  $\mu = \tanh (Z/H)$

e ainda

$$\Omega = \omega (4\pi G\rho_0)^{-1/2} \quad ,$$

$$e\nu = Hk \quad . \quad (2.32)$$

A equação diferencial que engloba o Sistema de Equações 2.27-2.30 foi apresentado por Elmegreen e Elmegreen (1978) e é escrita na forma

$$\begin{aligned} (1 - \mu^2)^4 \frac{d^4}{d\mu^4} \phi - 10\mu (1 - \mu^2)^3 \frac{d^3\phi}{d\mu^3} + (20\mu^2 - 4 + 2\Omega^2 - 2\nu^2) \\ (1 - \mu^2)^2 \frac{d^2\phi}{d\mu^2} + (2\nu^2 - 4\Omega^2)\mu (1 - \mu^2) \frac{d\phi}{d\mu} + \\ + (4\mu^2 - 4 - 2\Omega^2 + \nu^2) + \gamma^2\phi \quad . \end{aligned} \quad (2.33)$$

Os autores acima referidos apresentaram uma resposta numérica graficada de  $-\Omega^2$  em função de  $A\nu$  que está mostrado na Figura 2.3.

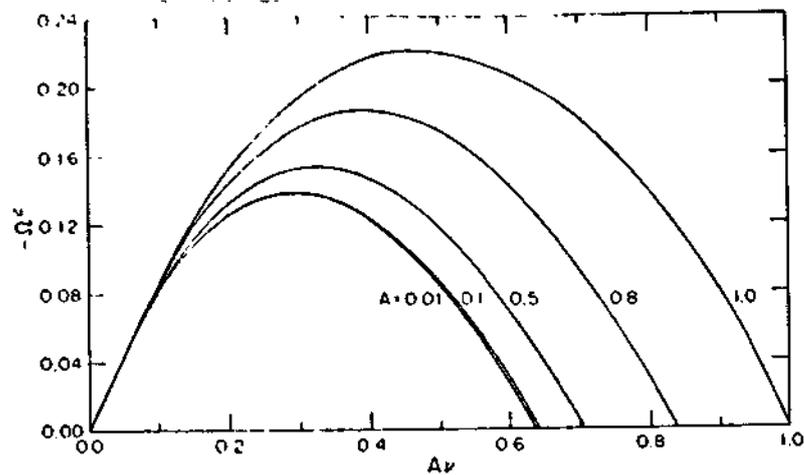


Fig. 2.3 - Gráfico da taxa de crescimento máximo contra o número de onda normalizado.

- Os quadrados das taxas de crescimento máximo, são mostrados como função do produto A vezes o número de onda normalizado  $\nu$ .

FONTE: Elmegreen and Elmegreen, 1978.

O gráfico da Figura 2.4 explicita mais claramente o valor de  $\Omega$  no ponto de uma taxa máxima de crescimento, chamado aqui  $\Omega_{TMC}$ .

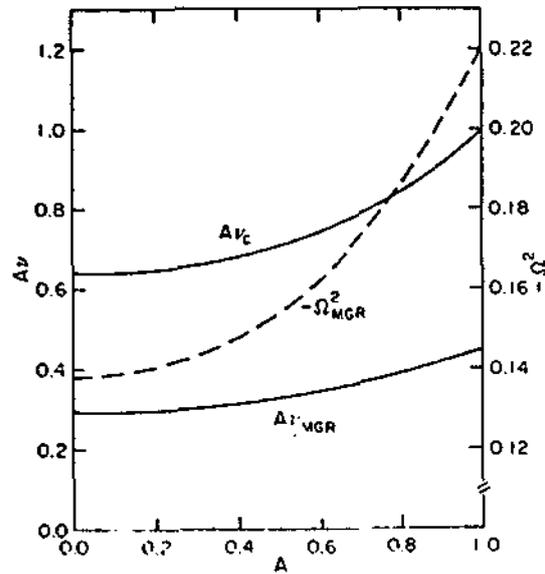


Fig. 2.4 - Gráfico da taxa de crescimento máximo contra o parâmetro A da camada.

- O quadrado da taxa máxima de crescimento é mostrado como função máxima do parâmetro A da camada.

FONTE: Elmegreen and Elmegreen, 1978.

À curva tracejada pode-se ajustar um polinômio de 2º grau

$$A_{TMC} = 0.29 - 0.02A + 0.17A^2 \quad .$$

O valor de A pode ser explicitado em função apenas de

$$A = \left( \frac{1/2\pi^2 G}{P + 1/2\pi G} \right)^{1/2} = \left( 1 + \frac{P}{1/2\pi G^2} \right)^{-1/2} \quad ; \quad (2.34)$$

a taxa real de crescimento é

$$\omega = (-4\pi G\rho_0\Omega^2)^{1/2} \quad (2.35)$$

e o comprimento de onda  $\bar{\lambda}$  é dado por

$$\lambda = \frac{2\pi H}{v} \quad . \quad (2.36)$$

A condição de instabilidade (Equação 2.35) (taxa máxima de crescimento) é portanto uma medida de eficiência do mecanismo de formação de condensações gravitacionais. Ela permite que se tenham considerações a respeito da eficiência ou ineficiência do processo de formação de estrelas em seqüência.

### 2.3 - CRITÉRIO DE INSTABILIDADE TÉRMICA

Uma seqüência um tanto diferente das anteriores foi proposta por Field (1965) para explicar as condensações não-devidas à gravidade.

As equações necessárias para a análise de tais condensações são (Field, 1976)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad , \quad (2.37)$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{\nabla} p = 0 \quad , \quad (2.38)$$

$$\frac{1}{(\gamma-1)} \frac{dp}{dt} - \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \rho h - \vec{\nabla} \cdot (K \vec{\nabla} T) = 0 \quad , \quad (2.39)$$

$$p = \frac{R}{\mu} \rho T \quad , \quad (2.40)$$

onde

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \quad ,$$

e

$K$  é o coeficiente de condutividade térmica.

Considerando perturbações da forma

$$a(r, t) = a_1 \exp(nt + i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (2.41)$$

encontram-se as equações que descrevem as perturbações

$$n\rho_1 + \rho_0 i\vec{k} \cdot \vec{v}_1 = 0 \quad , \quad (2.42)$$

$$n\rho_0 v_1 + ik\rho_1 = 0 \quad , \quad (2.43)$$

$$\frac{n}{\gamma-1} \rho_1 - \frac{n\gamma\rho_0}{(\gamma-1)\rho_0} \rho_1 + \rho_0 h_p \rho_1 + \rho_0 h_T h T_1 + K_0 k^2 T_1 = 0 \quad , \quad (2.44)$$

e

$$\frac{\dot{p}_1}{\rho_0} - \frac{\rho_1}{\rho_0} - \frac{T_1}{T_0} = 0 \quad , \quad (2.45)$$

onde

$$h_p \equiv \left( \frac{\partial h}{\partial p} \right)_T$$

e

$$h_T = \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \quad (2.46)$$

como  $\vec{k} \times \vec{v}_1 = 0$  da Equação 2.37 fica-se com quatro incógnitas, ou seja,  $s_1 p_1 T_1$  e  $k \cdot v_1$ .

Pode-se, portanto, resolver o sistema acima encontrando a equação característica

$$n^3 + n^2 C \left( k_T + \frac{k^2}{k_k} \right) + n C^2 k^2 + \frac{C^3 k^2}{\gamma} \left( k_T - k_\rho + \frac{k^2}{k_k} \right) = 0 \quad , \quad (2.47)$$

sendo  $C$  a velocidade do som  $= (\gamma P_0 / \rho_0)^{1/2}$ , e

$$\begin{aligned} k_\rho &= \frac{\mu(\gamma - 1)\rho_0 h_\rho}{R C T_0} \quad , \\ k_T &= \mu \frac{(\gamma - 1) h_T}{R_c} \quad , \\ k_K &= \frac{R_c \rho_0}{\mu(\gamma - 1)K} \quad . \end{aligned} \quad (2.48)$$

As condições de instabilidade surgem naturalmente ao se considerarem as raízes da Equação 2.47, analisando as regiões onde estas raízes são imaginárias.

O critério de instabilidade isobárica derivado por Fields é escrito na forma

$$\left. \frac{\partial h}{\partial T} \right|_p < 0 \quad . \quad (2.49)$$

Utilizando um raciocínio análogo, porém em condições não-estacionárias, Burdyuza e Ruzmaikina (1974) derivaram um critério um pouco mais forte que permite que se acredite na formação de nuvens maser  $H_2O$  atrás da frente de choque que se desenvolve nas vizinhanças de uma estrela OB. O critério destes autores é escrito na forma

$$\left. \frac{\partial h}{\partial T} \right)_p - \frac{h}{T} < 0 \quad . \quad (2.50)$$

Este último critério de instabilidade é uma medida de eficiência do mecanismo de formação de condensações térmicas.

No próximo capítulo, os dois critérios de instabilidades serão desenvolvidos mais explicitamente, e serão obtidas expressões para a distância percorrida por uma frente de choque até que se torne gravitacionalmente instável e o tempo correspondente.

No caso da instabilidade térmica mostrar-se-á a variação na densidade de moléculas que contêm oxigênio que, como será apresentado, é função da brusca queda de temperatura logo após a passagem da junta de choque.

## CAPÍTULO 3

### EVOLUÇÃO DE UMA FRENTE DE CHOQUE

O segundo capítulo apresentou as condições necessárias para a existência de instabilidades gravitacional e térmica. A proposta do presente capítulo é encontrar, no estudo da dinâmica da interface entre a região  $H_{II}$  e a região  $H_I$ , as situações propícias para o desenvolvimento de tais instabilidades.

A interface entre as regiões  $H_{II}$  e  $H_I$  viaja em direção oposta à fonte geradora de fótons no contínuo de Lyman e é natural que se tente dar um valor a esta velocidade para que se possa explicitar a espessura da camada e as densidades colunar e espacial como funções apenas da posição.

A velocidade da frente de choque dependerá da pressão térmica da região  $H_{II}$ ,  $P_{II}$ ; da pressão cinética na frente de ionização (causada pela ejeção de matéria na região  $H_{II}$ ); e da densidade de massa da nuvem molecular,  $P_0$ . Esta velocidade pode ser de início tomada como a velocidade de estado estacionário de um choque, que se escreve  $V_s = (\zeta P_{II})$ , onde a variável  $\zeta$  está entre 1 e 2 dependendo de ser o choque subsônico ou sônico (tipo D fraco ou tipo D crítico na notação de Spitzer Jr., 1968), respectivamente.

O fato de  $P_{II}$  ser decrescente com a distância à fonte de fótons de Lyman faz com que  $v_s$  também seja decrescente com ela. O procedimento para derivar esta variação de  $v_s$  com a distância se compõe de duas partes. Na primeira, o valor de estado estacionário para a densidade de prótons,  $n_{II}$ , na região  $H_{II}$ , é obtido para uma determinada distância entre a fonte de fótons e a frente de ionização. Aqui o valor de  $n_{II}$  foi aproximado pelo valor de estado estacionário de forma que  $P_{II}$ , que depende de  $n_{II}$ , pode ser simplesmente escrito como uma função de  $r$ . Na segunda parte deve-se então igualar a pressão na frente de ionização  $P_{II}$  à razão temporal de variação do momento por unidade de área na interface. O modelo de formação sequencial de estrelas supõe uma fonte ex

tensa de fôtons, no contínuo de Lyman, relativamente próxima da nuvem molecular, sendo portanto válido que se tome o fluxo de prótons e o fluxo de fôtons como aproximadamente plano-parallel, e  $n_{II}$  será aproximadamente uniforme nesta região.

Portanto, o fluxo de prótons na frente de ionização  $n_{II} v_{ex}$  será igual ao fluxo de fôtons de Lyman diminuído do número de absorções em uma coluna de área unitária e comprimento; na ausência de  $p\bar{o}$ , esta razão será igual à taxa de recombinações e pode se escrever

$$n_{II} v_{ex} = F_* - n_{II}^2 \beta \gamma, \quad (3.1)$$

ou

$$\begin{aligned} \frac{v_{ex}}{n_{II} \beta \gamma} + 1 &= \frac{F_*}{n_{II} \beta \gamma} \Rightarrow n_{II} = \left( \frac{F_*}{\beta \gamma} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{v_{ex}}{n_{II} \beta \gamma} \right)^{-1/2} \\ &- \left( \frac{F_*}{\beta \gamma} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{v_{ex}}{2 n_{II} \beta \gamma} \right) \\ n_{II} &\sim n_0 \left( \frac{v_0}{\gamma} \right)^{1/2}, \quad (3.2) \end{aligned}$$

onde  $n_0$  é a densidade numérica de hidrogênio na nuvem molecular  $r_c = F/\rho_0 n_0^2$  é a espessura de uma camada hipotética de hidrogênio ionizado com uma densidade  $n_0$  que pode ser mantida pelo fluxo estelar.

O segundo termo entre parêntesis na Equação 3.2 é a razão entre o tempo de recombinação do hidrogênio a uma densidade  $n_{II}$  e o tempo necessário para que o fluxo viaje uma distância  $r$ . Se for considerada uma abundância de hélio de 10% em relação ao hidrogênio a pressão térmica na região  $H_{II}$  poderá ser escrita

$$P_{II} = 2.1 n_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^{1/2} k T_{II}, \quad (3.3)$$

sendo  $T_{II}$  a temperatura da região  $H_{II}$ .

Pode-se então determinar a velocidade para o caso não-estacionário, igualando a pressão total que atua na frente de ionização ( $P_{II}$ ) à taxa temporal de variação do momento por unidade de área da interface.

A massa por unidade de área do gás na interface varia a uma taxa igual à diferença entre o fluxo de massa na frente de ionização e o fluxo na frente de choque. O segundo será muito maior que o primeiro quando  $\rho_0$  (Elmegreen and Elmegreen 1978) de forma que se pode utilizar  $n_{II}$  como uma aproximação para a densidade colunar de massa da interface.

A velocidade do centro de massa de interface usada para determinar o seu momento é muito próxima de  $V_S$  para choque isotérmico (Spitzer, 1968) e será considerada efetivamente como  $V_S$ .

Pode-se escrever então

$$\dot{P}_{II} = \frac{d}{dt} (\rho_0 r v_s) = \rho_0 v_s^2 + \rho_0 r \frac{dr}{dt} v_s \quad (3.4)$$

uma vez que  $\frac{dr}{dt} = V_S$

Como  $P_{II}$  varia com  $r^{1/2}$ ,  $V_S^2$  também variará com  $r^{1/2}$ , i.é.,  $V_S \propto r^{1/4}$ , detendo-se então

$$\frac{dv_s}{dt} = \frac{d}{dt} A r^{-1/4} = \frac{r^{-1}}{4} A r^{-1/4} \frac{dr}{dt} = - \frac{v_s^2}{4r} \quad (3.5)$$

Combinando as Equações 2.4 e 2.5 tem-se

$$\zeta P_{II} = \rho_0 v_s^2 - \rho_0 r \frac{v_s^2}{4r}$$

$$\zeta P_{II} = \rho_0 v_s^2 \left(1 - \frac{1}{4}\right) = \frac{3}{4} \rho_0 v_s^2, \quad (3.6)$$

ou então

$$v_s = \left[ \frac{4}{3} \zeta \frac{P_{II}}{\rho_0} \right]^{1/2} \quad (3.7)$$

Portanto, durante a viagem da interface pela nuvem molecular  $v_s$  varia de  $(\zeta P_{II}/\rho_0)^{1/2}$  até  $(4/3 \zeta P_{II}/\rho_0)^{1/2}$

Pode-se ainda expressar  $F^*$  como  $1 \times 10^{11} \times N_0 \times \text{fotões} \times \text{cm}^2\text{s}$ , onde  $N_0$  é o número efetivo de estrelas  $O$  no subgrupo que gera o choque. Usando  $n_3 = n_0 \times 10^{-3} = 10^{-3} \rho_0 / 1.4\text{MH}$ , para o peso molecular do hidrogênio obtém-se

$$v_s = \left[ \frac{4}{3} \zeta \frac{P_{II}}{\rho_0} \right]^{1/2}$$

$$= 9,4 \left( \frac{N_0}{n_3^2} \right)^{1/2} \frac{1}{r^{1/4}} \text{ km/s} \quad (3.8)$$

onde

$$\frac{dr}{dt} = v_s = Ar^{-1/4}$$

obtém-se

$$r^{5/4} - r_0^{5/4} = \frac{5}{4} \times 9,4 \left( \frac{N_0}{n_3^2} \right)^{1/2} t, \quad (3.9)$$

ou seja,

$$r(t) = \left[ r_0^{1/4} + 12.1 \left( \frac{N_0}{n_3^2} \right)^{1/2} t_6 \right]^{4/5} \text{ pc,} \quad (3.10)$$

onde  $t_6$  é o tempo em milhões de anos.

A densidade colunar de hidrogênio é a integral temporal da taxa total de acumulação de prótons  $N_0 V_S - N_{II} V_{ex}$ . Para frentes de ionização tipo D crítica  $V_{ex} \sim V_S$  e tem-se então das Equações 2.2, 2.7 e 2.8

$$N = 3.09 \times 10^{21} r n_3 \left[ 1 - 0.18 \frac{r_0}{r} - 0.82 \left( \frac{r_0}{r} \right)^{1/4} \right] \text{ cm}^{-2} \quad (3.11)$$

Como a instabilidade gravitacional é dependente apenas de densidade colunar de massa na camada entre as regiões  $H_{II}$  e  $H_I$  segue-se que o colapso será inevitável quando o choque houver percorrido uma distância  $r_s$ , dada pela solução da Equação 3.12 (Elmegreen and Lada, 1977).

$$r_d^{5/4} \left[ 1 - 0.18 \frac{r_0}{r_1} - 0.82 \left( \frac{r_0}{r_1} \right)^{1/4} \right] = 28.1 N^{1/4} n_3^{-1} \quad (3.12)$$

e o tempo no qual esta instabilidade ocorre é dado por

$$t_1 = \frac{r_1^{5/4} - r_0^{5/4}}{12.1 N_0^{1/4} n_3^{-1/2}} \text{ milhões de anos} \quad (3.13)$$

Estes dois últimos resultados são formulas práticas e de fácil aplicação e podem ser utilizados na tentativa de identificação de seqüências temporais de formação de estrelas massivas.

O critério de instabilidade térmica apresentado no final do Capítulo 2 pode ser utilizado na formação de "bolhas" de  $H_2O$  e  $OH$  na região de rápido esfriamento que se desenvolve atrás de uma frente de choque.

Para tanto é necessário que se tenha uma forma funcional para a função de esfriamento  $L$ .

Para íons de uma espécie definida  $i$ , excitados por colisões eletrônicas, a função de esfriamento terá a forma (Burduza and Ruzmaikina, 1974).

$$L_{ei} = A_{ei} T^{-1/2} \exp\left[-\frac{E_i}{kT}\right] \frac{n_i}{n} x \text{ erg g}^{-1} \text{ seg}^{-1}, \quad (3.14)$$

onde  $E_i$  é a energia do nível excitado que participa do esfriamento,  $x$  é o grau de ionização,  $n_i/n$  é a densidade relativa dos íons e a constante  $A_{ei}$  difere para cada átomo e nível de energia.

A aplicação direta desta fórmula no critério de instabilidade não leva a nenhuma conclusão, ou melhor diz apenas que a energia do nível excitado participante do esfriamento deve ser menor que  $kT$ , que seria a energia térmica dos íons em equilíbrio termodinâmico.

A seguinte aproximação, válida para  $10^3 < T < 10^4$  K e  $x > 10^2$  (Burduza e Ruzmaikina, 1974).

$$L - L_{ei} = 3 x n \left(\frac{T}{10^3}\right)^{\alpha} e \text{ erg g}^{-1} \text{ seg}^{-1} \quad (3.15)$$

satisfaz o critério de instabilidade quando a temperatura atrás do choque varia de  $10^4$  a  $10^2$  K.

No caso  $x < 10^{-3}$  a excitação dos níveis de  $C^+$ ,  $C$ ,  $Fe^+$ ,  $Si^+$  e  $O$  por colisões atômicas governarão o esfriamento que será independente de  $x$

$$L = L_H = 10^{-26} n \left(\frac{T}{10^3}\right)^{\alpha_H} \text{ erg g}^{-1} \text{ seg}^{-1}, \quad (3.16)$$

que também satisfaz o critério de instabilidade.

O mecanismo de criação de condensações térmicas descrito acima pode ser um bom início para a especulação acerca de condensações de moléculas  $H_2O$  atrás do choque induzido pela frente de ionização que é produzida por uma estrela OB.

Falta ainda considerar o mecanismo de formação de moléculas  $H_2O$ .

Os processos que podem dar origem a frentes de choque, que se propagarão pelo meio interestelar, são bastante numerosos e de fato existem evidências observacionais de gás com temperatura e velocidade elevadas inerentes a um gás empurrado e comprimido por uma frente de choque (Meaburn, 1975).

Nas altas temperaturas atingidas pelo gás sob a ação de uma frente de choque, as taxas das reações químicas endotérmicas são elevadas e alterarão a abundância molecular do gás. Estas alterações foram estudadas por diversos autores entre eles Elitzur e Jong (1978), Elitzur (1979), Hartquist et alii (1980), Mitchell e Deveau (1982).

O fato que mais atrai a atenção, nestes estudos, é que a composição química atrás da frente de choque é tal que quase todo o oxigênio que não esteja na forma CO é transformado em  $H_2O$ , que é então fotodissociado aumentando a densidade de OH (veja-se a Figura 3.1).

Um modelo teórico da variação da composição química apresentado recentemente (Mitchell and Deveau, 1982) considera uma frente de choque propagando-se a uma velocidade de 10 km/s através de uma nuvem molecular estacionária, com densidade de  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  com as taxas de esfriamento das diversas moléculas apresentadas na Figura 3.2.

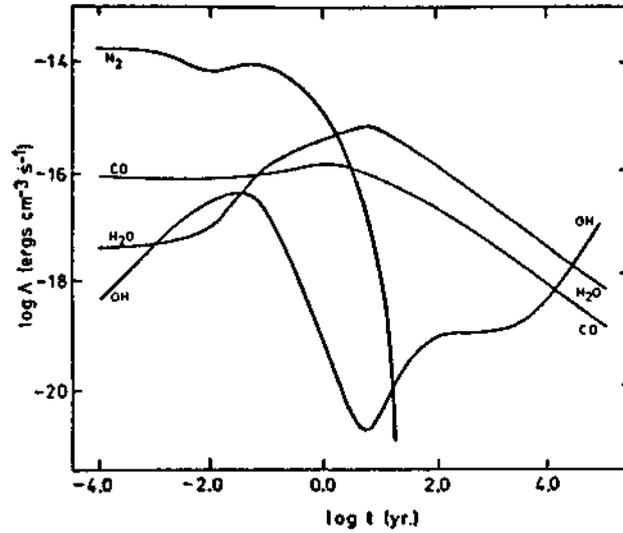


Fig. 3.1 - Taxas de esfriamento molecular.  
FONTE: White and Phillips, 1982.

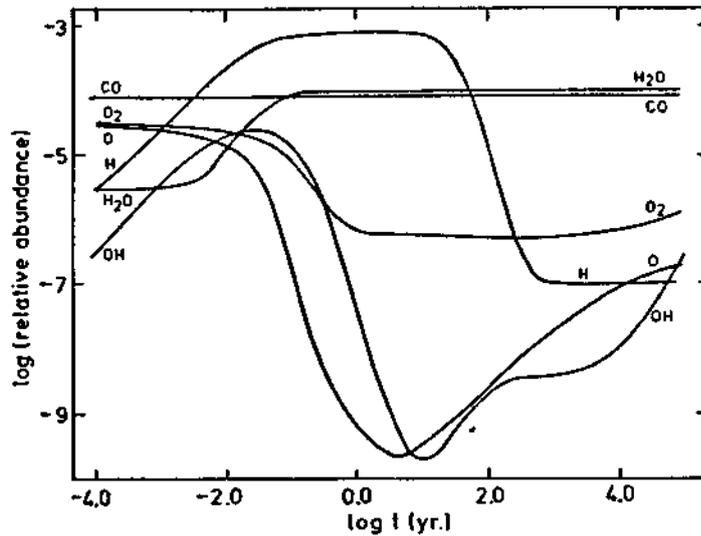


Fig. 3.2 - Abundância, por onde passou o choque, de hidrogênio atômico, e as espécies mais importantes que contêm oxigênio.  
FONTE: White and Phillips, 1982.

## CAPÍTULO 4

### A MOLÉCULA H<sub>2</sub>O

#### 4.1 - GENERALIDADES

De acordo com Lequeux (1982) o oxigênio é o terceiro elemento mais abundante no universo, sendo o primeiro o hidrogênio e o segundo o hélio; do quarto ao sexto lugar têm-se o nitrogênio, o carbono e o ferro. É portanto razoável supor que o material em um grão de poeira seja constituído de H<sub>2</sub>O (água) com pequenas misturas de NH<sub>3</sub> (amônia), CH<sub>4</sub> (metano) e ferro e seus óxidos.

Qualquer propriedade de molécula H<sub>2</sub>O terá um efeito importante na natureza do grão.

A molécula H<sub>2</sub>O tem um momento de dipolo elétrico de  $1.8 \times 10^{-18}$  esu, com uma forma aproximadamente esférica e um raio de 1.38 Å. O átomo de oxigênio O, está no centro da esfera e os de hidrogênio, H, nos pontos A e B sobre a superfície, o ângulo AOB é igual a 109° (como pode ser visto na Figura 4.1) (Gordy et alii, 1953).

As regiões em torno de A e B são de alto potencial e atrairão partículas negativamente carregadas. Dois pares de elétrons que não tomam parte na formação da ligação OH são repelidos para longe da molécula, formando uma região de alta densidade eletrônica, próxima aos pontos C e D do tetraedro regular ABCD, cujo centro está em O, a direção do dipolo é ao longo da perpendicular a AB passando por O.

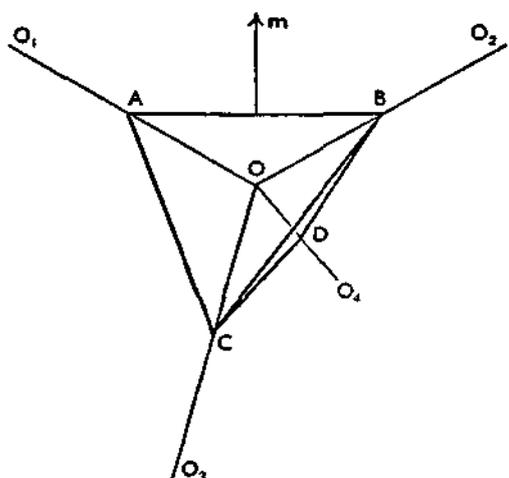


Fig. 4.1 - Diagrama esquemático da molécula H<sub>2</sub>O

#### 4.2 - FONTES DE EMISSÃO DE H<sub>2</sub>O ASSOCIADAS COM REGIÕES H<sub>II</sub>

As fontes com linha de emissão de H<sub>2</sub>O associadas com regiões H<sub>II</sub> (Downes et alii, 1979) exibem tal brilhância superficial que é virtualmente certo que surgem de regiões onde um processo maser natural possa ocorrer.

Isto significa que os níveis superiores da transição molecular têm população maior que os níveis inferiores, i.e., a temperatura dos estados definida pelo equilíbrio de Boltzmann,  $N_s/N_i = G_s/G_i \exp(-h\nu/kt)$ , deve ser negativa.

A taxa de emissão estimulada supera a taxa de absorção estimulada e ocorre amplificação. Em outras palavras, as linhas de emissão são caracterizadas por uma profundidade óptica negativa.

O mecanismo pelo qual as moléculas são continuamente levadas a sobrepopular o nível superior (depopular o nível inferior) da transição maser é chamado bombeamento (relaxação).

Para compreender o bombeamento é necessário uma descrição quantitativa dos níveis de energia da molécula.

Pode-se dizer por enquanto que existem dois tipos de bombeamento de acordo com a fonte de excitação (Rank et alii, 1971): colisional e radiativo.

No primeiro, a inversão dos níveis que participam da transição maser surge de duas maneiras: pode haver mais decaimentos espontâneos dos níveis de energia maser inferior, então excitações colisionais repopulam aqueles estados; ou pode ocorrer um maior número de decaimentos espontâneos do nível maser inferior do que decaimento espontâneos do nível maser superior, então excitações colisionais dos estados inferiores até os níveis superiores ao  $6_{16}$  completam o ciclo.

Estes dois tipos de bombeamento colisional estão caracterizados pela emissão de fótons no infravermelho devidos ou ao decaimento espontâneo desde os estados mais altos até o estado  $6_{16}$  do maser, ou ao decaimento espontâneo dos estados mais baixos que o  $5_{23}$ .

É essencial que estes fótons no infravermelho não sejam absorvidos pelas moléculas que participam do mecanismo de amplificação para que sua emissão possa fazer parte do ciclo de bombeamento.

De fato é intuitivo que o número máximo de fótons maser que podem ser emitidos pela região está limitado pelo número total de fótons no infravermelho que são perdidos ou destruídos. Esta perda ou destruição pode ser causada pelo simples escape dos fótons da região ou pela absorção por poeira fria na própria nuvem. O mecanismo que ilustra este segundo exemplo de sumidouro de radiação foi proposto por Deguchi (1981) e é ( $6_{16}$  maser  $\rightarrow$   $5_{23}$  absorção por gelo  $\rightarrow$   $4_{14}$  colisão  $\rightarrow$   $6_{16}$ ). Supondo equilíbrio termodinâmico ele deu como limite deste ciclo de bombeamento.

$$N_p = \frac{4}{3} \pi R^3 8 \pi (\nu/c)^2 \Delta \nu k^d \exp (h\nu/kT) - 1, \quad (4.1)$$

onde  $N_p$  é o número máximo de fótons maser emitidos pela nuvem,  $R$  o raio da nuvem  $\nu^n$  a frequência da radiação de sumidouro ( $5_{23} \text{ --- } 4_{14}$ ), a largura da linha,  $T$  temperatura cinética do gás e  $k^d$  o coeficiente de absorção dos grãos.

No segundo tipo, bombeamento radiativo, pode haver mais fótons no infravermelho absorvidos logo após serem emitidos pelos níveis inferiores ao  $5_{23}$  do que os absorvidos quando emitidos pelos níveis superiores. Segundo, as absorções radiativas de ambos os níveis maser podem ser iguais, mas a deexcitação subsequente pode superpopu- lar o nível maser superior e acionar o bombeamento. Em ambos os casos as absorções radiativas são as responsáveis pela excitação.

A taxa de emissão de fótons maser  $N_m$  fornece uma estimativa da taxa pela qual os fótons no infravermelho são absorvidos em uma linha formada entre o nível maser inferior e um nível superior.

Esta última taxa deve ser menor que a taxa pela qual a fonte de bombeamento externa emite fótons na frequência de bombeamento com largura de banda  $\Delta\nu$ . Se a fonte de bombeamento externo é uma esfera de raio  $r$  e emite um espectro térmico na temperatura  $T_s$  a seguinte condição deve valer (Goldreich and Kwan, 1974)

$$n_m < \frac{8 \pi^2 r^2 \nu^2 \Delta\nu}{c^2 [\exp (h\nu/kt) - 1]} \quad (4.2)$$

a luminosidade total da fonte de bombeamento portanto satisfaz  $L_s = 4\pi^2 \sigma T_s^4$ , i.e.,

$$L_s > \frac{n_m c^2}{2\pi^2 \Delta} \left[ \sigma T_s^4 \left[ \exp \left( \frac{h\nu}{kT_s} \right) - 1 \right] \right] \quad (4.3)$$

As equações apresentadas nesta seção então impõem restrições bastante realistas nas condições existentes na nuvem molecular que origina o maser ou na fonte de radiação que o excita.

Deve-se agora proceder a um pequeno aprofundamento no estudo da molécula  $H_2O$  em si, tendo como objetivo uma visualização mais nítida do seu espectro de energia e regras de seleção.

A molécula  $H_2O$  pode ser representada por um rotor assimétrico (Herzberg, 1971) para o qual os três momentos de inércia são diferentes.

A energia rotacional de um sistema assimétrico pode ser expressa pela fórmula geral da mecânica clássica.

$$E = \frac{1}{2} I_A W_A^2 + \frac{1}{2} I_B W_B^2 + \frac{1}{2} I_C W_C^2 \quad (4.4)$$

ou usando a relação

$$I\omega = P$$
$$E = \frac{P_A^2}{2I_A} + \frac{P_B^2}{2I_B} + \frac{P_C^2}{2I_C}, \quad (4.5)$$

onde  $I_A, I_B, I_C$  são os momentos de inércia com relação aos eixos A, B e C, e  $P_A, P_B$  e  $P_C$  são os componentes ao longo destes eixos do momento angular total P.

Como sempre, o momento angular total é conservado e será quantizado pela relação

$$P = \sqrt{J(J+1)} \hbar, \quad (4.6)$$

com  $J = 0, 1, 2, \dots$

No caso de um rotor assimétrico não há uma direção ao longo da qual  $P$  tenha uma componente constante, i.e.,  $K$  (projeção do momento angular total  $I$  sobre o eixo de simetria da molécula) não poderá ser usado como um "bom número quântico".

As soluções da equação de Schroedinger para molécula do tipo rotor assimétrico mostram que para cada valor de  $J$  existem  $2J + 1$  soluções (Herzberg, 1956) e como estas soluções não são caracterizadas por nenhum número quântico, convencionou-se adicionar um subscrito,  $\tau$ , ao momento angular total. Este subscrito, como era de se esperar, varia de  $-J$  a  $+J$ , fazendo um referência à energia de cada estado, i.e.,  $E_{-J}$  é a solução com energia de estado mais baixa,  $E_{-J+1}$  é a próxima solução e  $E_J$  é a solução com energia de estado mais alta.

Os níveis de energia de rotação, desprezados os efeitos de distorção centrífuga, são dados por Herzberger (1956).

$$W_{J\tau} = \frac{1}{2} (A + C) J(J + 1) + \frac{1}{2} (A - C) E_{\tau} \quad (4.7)$$

onde

$$A = h/8\pi I_A \quad B = \hbar/8\pi I_B \quad C = \hbar/8\pi I_C$$

e dependem de uma maneira complicada de  $A, B, C$  e  $J$  e assume  $C = 2J + 1$  valores para cada valor de  $J$ . Os valores desta função encontram-se tabelados em Townes e Schallow (1955). Os valores da energia para diversos valores de  $J$  podem ser ilustrados pelo diagrama da Figura 4.2, onde analisa o espectro de rotação da molécula assimétrico, estudando a variação da energia entre os valores referentes a um rotor simétrico prolato ( $B = c$ ) e um rotor simétrico oblato ( $A = B$ ). É interessante de finir aqui o parâmetro de assimetria de Ray (Herberg, 1956)

$$K = \frac{2A - B - C}{A - C}$$

que varia de -1 no caso de um rotor simétrico oblato a +1 no caso de um rotor simétrico prolato.

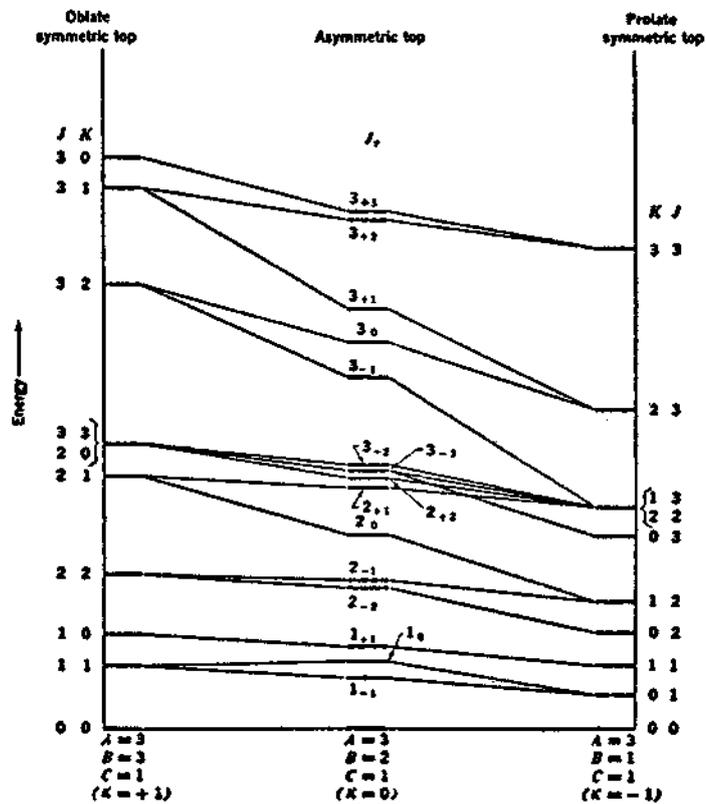


Fig. 4.2 - Um diagrama de correlação ilustrando os níveis de energia para rotores assimétricos.

FONTE: Herzberg, 1956,

Os níveis de energia então são especificados, adicionando os subíndices  $K - 1$ ,  $K + 1$  ao valor de  $J$ , assim  $J_{3,4}$  é um nível que conecta os casos extremos  $K - 1 = 3$ ,  $K + 1 = 4$ . Uma representação interessante dos níveis de energia de um rotor assimétrico foi apresentada por Oka (Figura 4.3), onde se grafica  $E$  contra  $J$ . Note-se neste gráfico que as emissões espontâneas estão mostradas por linha conectando níveis, começando em  $J_{0,1}$  e  $J_{1,J}$  e terminando nos níveis  $J - J_{1,J-1}$  e  $J - J_{0,J-1}$ , e nota-se que as únicas ligações que não obedecem a esta regra são  $6_{16} \text{---} 5_{23}$ ,  $5_{15} \text{---} 4_{22}$ ,  $4_{14} \text{---} 3_{21}$ , onde em todas estas transições  $(K + L) = 3$ , e, em particular, a emissão maser  $6_{16} \text{---} 5_{23}$  é a primeira transição que permite a retirada de moléculas dos estados  $J_{1,J}$ ,  $J_{0,J}$  e as levam para outros estados que não os  $J - J_{0,J-1}$ ,  $J - J_{1,J+1}$ .

Para um rotor assimétrico, as autofunções devem permanecer constantes ou podem mudar apenas de sinal quando houver uma inversão, i.e., os níveis rotacionais são positivos ou negativos.

Podem-se chamar os três eixos principais com relação aos quais os momentos de inércia, são respectivamente  $I_A$ ,  $I_B$  e  $I_C$  de  $a$ ,  $b$  e  $c$ .

A autofunção rotacional  $\psi_r$  é função da orientação deste sistema com relação a um sistema de coordenadas fixo.  $|\psi_r|^2$  dá a probabilidade de encontrar as várias orientações possíveis.

Por razões de simetria, uma orientação que difira de outra por uma rotação de  $180^\circ$  deve ter a mesma probabilidade; portanto, deve permanecer a mesma ou apenas mudar de sinal quando houver tal rotação.

A cada tipo de rotação, i.e., em relação a cada um dos eixos  $a$ ,  $b$  e  $c$  pode-se associar um operador  $C^c$ ,  $C^b$  e  $C^a$ ; a função de cada um destes operadores é girar a molécula em um ângulo de  $180^\circ$  em torno do eixo supra-escrito. Com isto pode-se distinguir cada um dos níveis de um rotor assimétrico por seu comportamento (+ ou -) com respeito às três operações.

É claro também que duas destas operações aplicadas sobre a função  $\psi_r$  sucessivamente correspondem a uma aplicação da terceira. Pode-se concluir que há quatro tipos diferentes de níveis definidos por

$$++, +-, -+, --,$$

onde o primeiro sinal faz referência ao comportamento com relação a  $C^c$  e o segundo a  $C^a$ .

Para a molécula de água são simétricos os níveis para os quais a aplicação de  $C^b$  não acarreta mudança de sinal, i.e., os níveis ++ e -- e anti-simétricos os níveis +- e -+.

A utilização do operador  $C^b$  para esta discussão sobre simetria deve-se ao fato de a molécula de água apresentar um momento de dipolo constante ao longo do eixo B.

Os pesos estatísticos de cada um destes níveis é diferente, e no caso em consideração (molécula  $H_2O$ ) os níveis anti-simétricos têm três vezes o peso estatístico dos níveis simétricos (Gordy et alii, 1953).

Como no caso das moléculas diatômicas onde em consequência do pequeno valor dos momentos nucleares os níveis simétricos e anti-simétricos não se combinam, o mesmo ocorre com a água e podem-se separá-las em dois tipos orto  $H_2O$  e para  $H_2O$ . Para terminar este capítulo apresentar-se-á uma equação de transferência para um maser interestelar. A utilidade desta seção surge da necessidade de compreender como sinal emitido por alguma fonte pode ser recebido pelas antenas dos rádios telescópios.

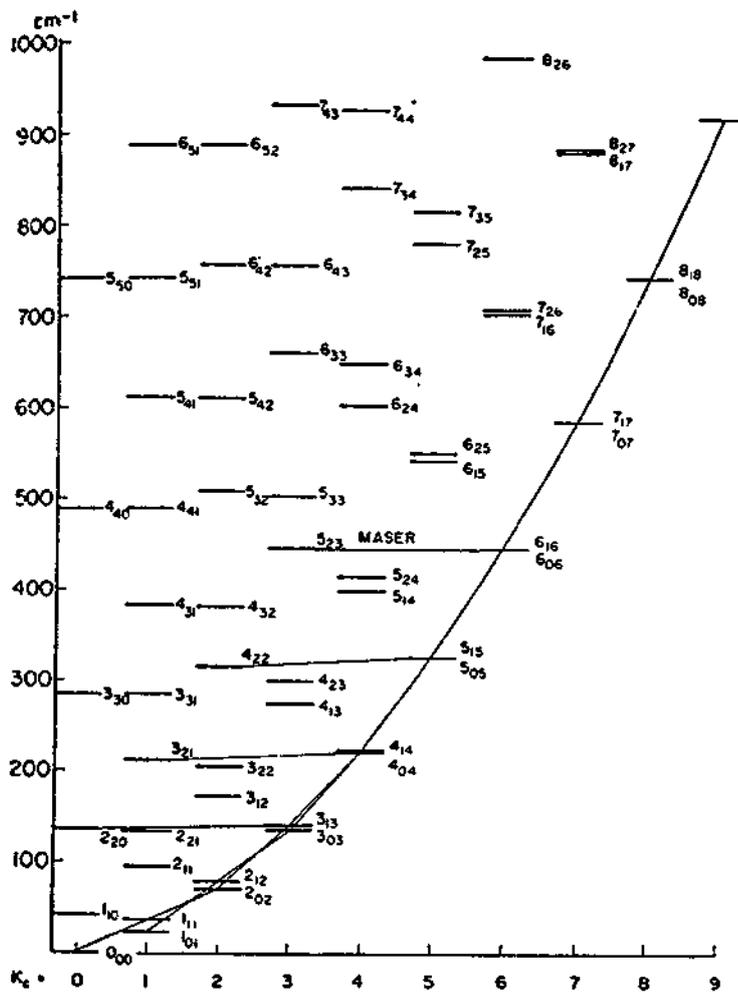


Fig. 4.3 - Diagrama - Níveis de energia rotacional das moléculas  $H_2O$ .  
- As linhas que conectam os vários níveis indicam emissão espontânea.

FONTE: Oka, 1973.

### 4.3 - EQUAÇÃO DE TRANSFERÊNCIA PARA O MASER H<sub>2</sub>O

Nesta seção será derivada uma expressão para temperatura de brilhância de um maser como função das taxas de transição entre os dois níveis maser e dos vários parâmetros que podem influenciar a inversão de população.

A equação de transferência, independente do tempo, para um meio uniforme composto de moléculas que estão em dois estados de energia E<sub>j</sub> e E<sub>i</sub>, com densidades N<sub>j</sub> e N<sub>i</sub> é

$$dI_p = \frac{h\nu}{4\pi} F(\nu) [n_s B_{si} - n_i B_{is}] I \nu d\nu + \frac{h\nu}{4\pi} F(\nu) A_{si} n_s d\nu, \quad (4.8)$$

onde F(ν) é a função que descreve a distribuição de frequência da transição; B<sub>is</sub>, B<sub>si</sub>, e A<sub>si</sub> são os coeficientes de Einstein de absorção estimulada, de emissão estimulada e de emissão espontânea, respectivamente. Se para as moléculas for possível a utilização da função de distribuição de Maxwell, F(ν) poderá ser escrito na forma.

$$F(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu_D} \exp \left[ - \frac{4 \ln 2 (\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2} \right] \quad (7.9)$$

onde ν<sub>0</sub> é a frequência da transição com relação a um referencial em repouso e Δν é a largura a meia altura da linha.

Se a equação de transferência for escrita para o centro da linha (F(ν)) = (Δν<sub>0</sub>)<sup>-1</sup> e usando as relações

$$B_{si} = \frac{g_j}{g_s} B_s \quad \text{e} \quad A_{is} = \frac{2 h \nu^3}{c} B_{is} \quad (4.10)$$

a equação de transferência pode ser escrita na forma

$$\frac{dI_{\nu_0}}{d\ell} = \frac{A_{si} \ell C^2 \Delta n}{8\pi \nu_0^2 \Delta \nu} I_{\nu} + h\nu \frac{A_{si} n_s}{4\pi \Delta \nu} \quad (4.11)$$

onde

$$\Delta n = n_s - \frac{g_s}{g_i} n_i$$

é a inversão de população entre os estados de energia superior e inferior, e  $g_s$  e  $g_i$  são os pesos estatísticos destes níveis. Em princípio, a inversão da população relativa entre os níveis que participam do ma ser pode ser conseguida por bombeamento radiativo ou colisional, e de vem-se incluir estes processos na equação de equilíbrio estatístico, que determina a população dos dois estados que pode ser escrita na for ma

$$\frac{n_s}{g_s} [C_{si} + M_{si} + P_{si} + A_{di}] = \frac{n_i}{g_i} [C_{is} + P_{is} + M_{is}], \quad (4.13)$$

onde  $C_{ij}$  é a taxa pela qual as partículas são transferidas por colisões do nível  $i$  para o nível  $j$ ;  $M_{ij}$  é a taxa correspondente à interação com o campo de radiação em microondas, por absorção de emissão estimu-lada; e  $P_{ij}$  é a taxa pela qual as partículas são transferidas de algu-ma forma usando outros níveis de energia como passo intermediário.

Se for definida  $Q_{ij}$  como a soma de todas as taxas possí-veis

$$\frac{n_s Q_{si}}{g_{si}} = n_i \frac{Q_{is}}{g_i} \quad (4.13)$$

Para a taxa colisional tem-se

$$\frac{C_{si}}{C_{is}} = e^{\Delta E/kT} \approx 1, \quad (4.14)$$

ou seja

$$C_{si} \approx C_{is} \approx C \quad (4.15)$$

porque  $\Delta E$ , a diferença em energia entre os níveis em considerações (microondas), é sempre pequena em comparação com  $kT$ , onde  $T$  é a temperatura cinética.

As taxas  $M_{si}$  e  $M_{is}$ , devidas à emissão estimulada e à absorção, são iguais ao produto do coeficiente de Einstein e a intensidade específica,  $\bar{I}_\nu$ , onde o traço significa que foi tomada a média de  $I_\nu$  sobre todas as direções

$$M_{si} = g_s B_{si} \bar{I}_\nu = g_i B_{is} \bar{I}_\nu = M_{is} = M \quad (4.16)$$

Pode-se portanto expressar as diferenças nas populações dos estados na forma

$$\Delta n = N_s - N_i \quad (4.17)$$

e a população total  $n$ , em termos de  $n_i$ , isolando e os pesos estatísticos  $Q_{si}$ ,  $Q_{is}$ ,  $N_e$  na forma

$$\Delta n = n_i \frac{g_s}{g_i} \left[ \frac{Q_{is}}{Q_{si}} - 1 \right] \quad (4.18)$$

$$n = n_s + \frac{g_s}{g_i} n_i = n_i \frac{g_s}{g_i} \left[ \frac{Q_{is}}{Q_{si}} + 1 \right] \quad (4.19)$$

e, igualmente quando a inversão é causada apenas pelo bombeamento, na forma

$$\Delta n_b = \frac{g_s}{g_i} \left[ \frac{b_{is}}{b_{si}} - 1 \right] \quad (4.20)$$

$$n = \frac{g_s}{g_i} \left[ \frac{b_{is}}{b_{si}} + 1 \right] \quad (4.21)$$

tomando a razão entre A e C, B e D, e eliminando n, encontrando n, en  
contra-se

$$\Delta n = \frac{\Delta n_b}{1 + 2 (C + M)/b} \quad (4.22)$$

Segue-se então da Equação 4.22 que as colisões e as transições em mi  
croondas podem reduzir a inversão.

Substituindo-se a Equação 4.22 na 4.11 obtêm-se

$$d I \nu = \frac{\alpha I \nu}{\gamma + \beta I \nu} + E \quad (4.23)$$

onde

$$\alpha = \left[ \frac{A_{si} C^2 \Delta b}{8\pi \gamma^2 \Delta \nu} + 1 \right] = 1 + 2 c/p ,$$

$$\beta = \left[ \frac{2M}{PI} + 1 \right] \quad E = \frac{h\nu A_{si} n_s}{4\pi \Delta \nu} \quad (4.24)$$

Para resolver a Equação 4.23, consideraram-se dois casos  
limites. Quando  $b \gg M$ , i.e, a taxa de bombeamento é muito maior que  
a taxa de emissão por microondas, e o maser é dito não-saturado. Por  
tanto

$$\gamma \gg \beta I$$

e a Equação 4.23 pode ser integrada

$$I_\nu = I_{\nu_0} \exp \alpha_0 \ell + \frac{E}{\alpha_0} [\exp (\alpha_0 \ell) - 1], \quad (4.25)$$

onde  $I_\nu$  é a intensidade específica da radiação que "entra" na nuvem ma ser  $G = I_\nu/I_0$  varia exponencialmente com a distância  $l$ . A Equação 4.25 pode ser escrita em termos da temperatura de brilhância.

$$T_b = T_{b0} \exp [\alpha_0 \ell] + [T_{ex}] \exp [(\alpha_0 \ell) - 1], \quad (4.26)$$

onde

$$T_{ex} = - \frac{h\nu}{k} \frac{ne}{\Delta n_p} (1 + 2 C/P).$$

Aqui  $T_{ex}$ ,  $\alpha_0 \ell$  representam a radiação que penetra na nu vem amplificada e a emissão espontânea amplificada ao longo do caminho, respectivamente.

Por outro lado, quando a taxa em microondas excede a taxa de bombeamento, i.e.,  $M \gg b$ , então  $\gamma \ll \beta I$  e a Equação 4.23 será integra da dando

$$I_\nu = I_{\nu_0} + (E + \alpha/\beta) \ell \quad (4.27)$$

Neste caso a intensidade do maser cresce apenas linear mente com a distância. Este é o caso de maser saturado.

• •  
•

## CAPÍTULO 5

### CARACTERÍSTICAS DAS REGIÕES H<sub>II</sub> ESTUDADAS

#### 5.1 - RCW 38

Esta fonte aparece opticamente como uma região H<sub>II</sub> extensa (Rodgers et alii, 1960) e está na borda de uma nuvem de pó alongada (Guilespie et alii, 1979).

Várias outras regiões H<sub>II</sub> são também visíveis nas bordas desta nuvem de pó.

A pesquisa no contínuo em 5 GHz (Goss and Shaver, 1970) mostra uma área de emissão muito intensa, envolvendo a fonte. A mesma forte emissão está evidenciada na pesquisa no contínuo em 2.7 GHz (Day et alii, 1972).

Estas duas últimas características fizeram do RCW 38 uma das fontes mais estudadas do Hemisfério Sul.

Observações no infravermelho (Frogel and Persson, 1974; Frogel et alii, 1977) na faixa 1 - 25  $\mu$ m mostram fontes pontuais nesta região. Próximo ao máximo da fonte eles detectaram um objeto compacto e deduziram que seria uma estrela de tipo espectral O4, provavelmente a fonte de excitação da nebulosa.

Observações de linhas de recombinação H126 $\alpha$ , H127 $\alpha$  (Gardner and McGee 1967, McGee e Gardner, 1967) e, H109 $\alpha$  (Wilson et alii, 1970), na direção do pico mais intenso em 5 GHz, dão velocidades radiais de +2, +1.8 e +1.3 kms<sup>-1</sup> respectivamente.

A transição J = 1 - 0 da molécula CS observada por Gardner e Whiteoak (1978) evidenciam uma velocidade radial de + 1.3 kms<sup>-1</sup> em concordância com as observações de CO e H<sub>2</sub>CO, como mostrado na Figura 5.1.

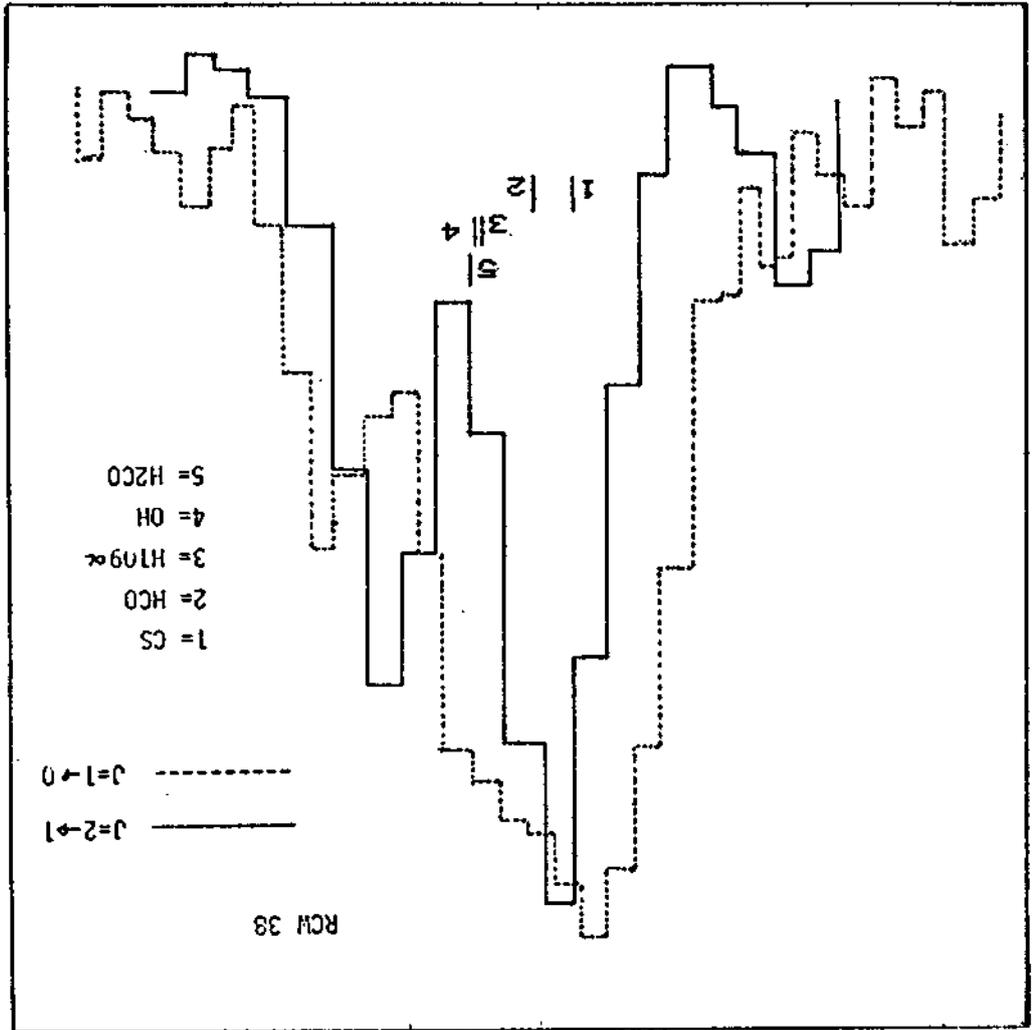


Fig. 5.1 - Espectro em direção à fonte RCM 38.

- Para comparação incluem-se as velocidades de diversas outras moléculas.

FONTE: White et alii, 1982.

O mapa de CO obtido por Guilespie et alii (1979), está mostrado na Figura 5.2, e o detalhe da região RCW 38E (White and Phillips, 1982) pode ser visto na Figura 5.3.

A temperatura eletrônica de RCW 38 foi obtida de observações da linha de recombinação H109 $\alpha$  (Wilson et alii, 1970) sendo de 8000 K.

A distância de RCW 38 foi derivada por Muzzio e Frecha (1979) como de 1.7 kpc.

O mapa no contínuo em 1 mm (Cheung et alii, 1980) mostra várias fontes associadas com a região H<sub>II</sub> e está mostrado na Figura 5.4.

Os parâmetros importantes derivados na pesquisa de 1 mm são a massa de gás ( $M_{\text{gas}} = 3 \times 10^4 M_{\odot}$ ), a densidade colunar de H<sub>2</sub> ( $N = 8 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ ) e a densidade volumétrica ( $n_{\text{H}_2} = 6 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ).

O perfil da emissão maser de H<sub>2</sub>O obtido como o receptor maser (Kaufmann et alii, 1977) indica um fluxo de pico corrigido de  $S_y = 166 J_y$  ( $1 J_y = 10^{-26} \text{ Wm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ ) na velocidade radial, com relação ao padrão local de repouso,  $V_{\text{LSR}} = 7.4 \text{ kms}^{-1}$  (Figura 5.5).

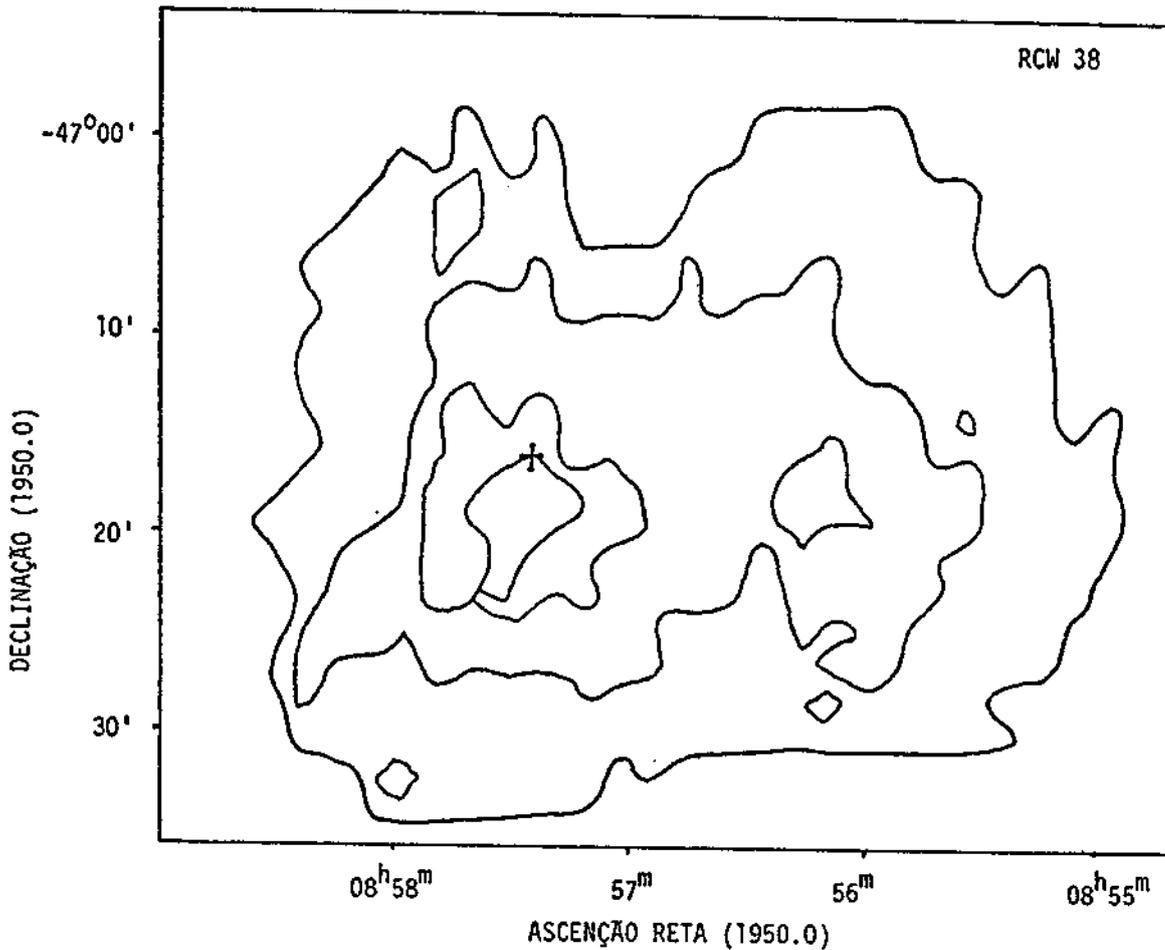


Fig. 5.2 - Mapa de CO da região RCW38 apresenta 2 picos.

- Segundo a teoria de formação sequencial de estrelas OB o pico situado a leste no mapa estaria associado com a frente de choque produzida pela estrela O5 associada a outro pico e seria de se esperar a formação de novas estrelas, devido ao aumento na densidade. A cruz indica o maser H<sub>2</sub>O.

FONTE: Guilespie et alii (1979).

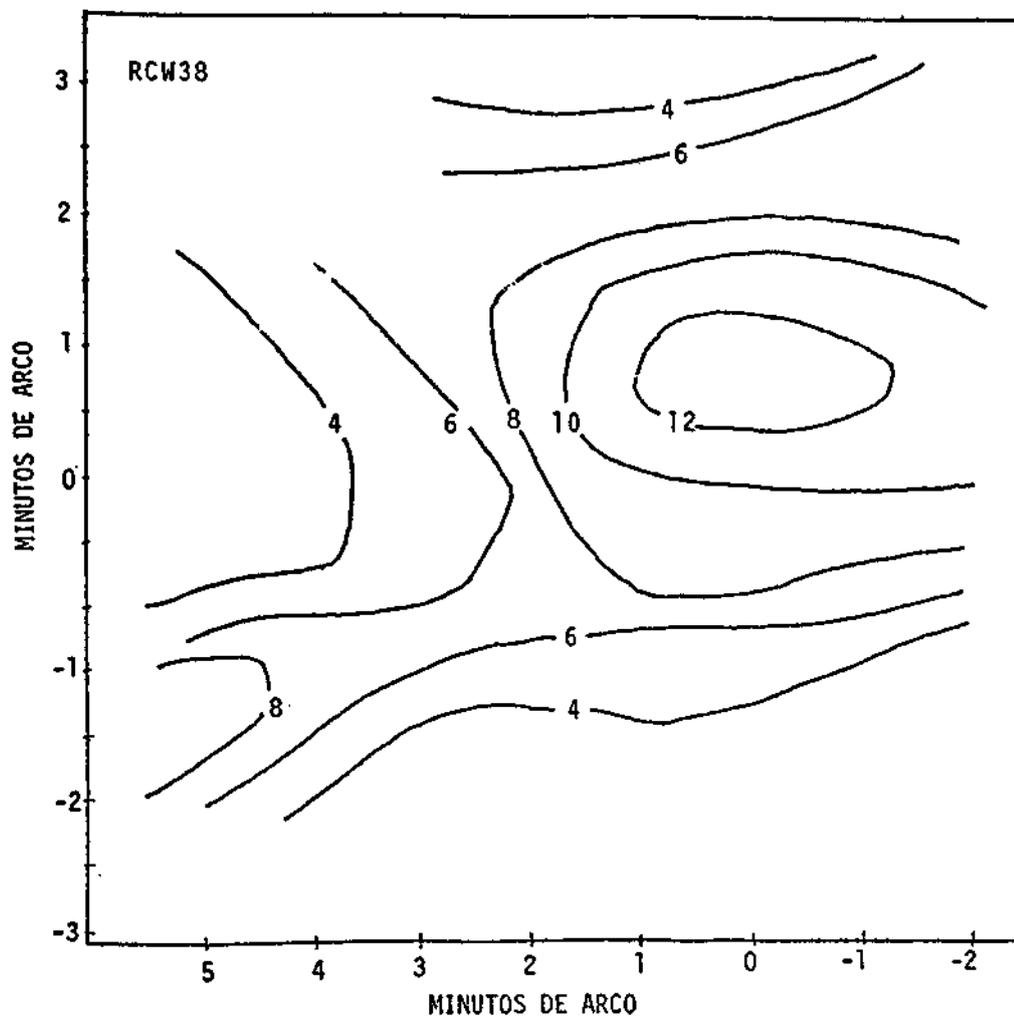


Fig. 5.3 - Distribuição de CO em torno de RCW38.

FONTE: White and Phillips, 1982.

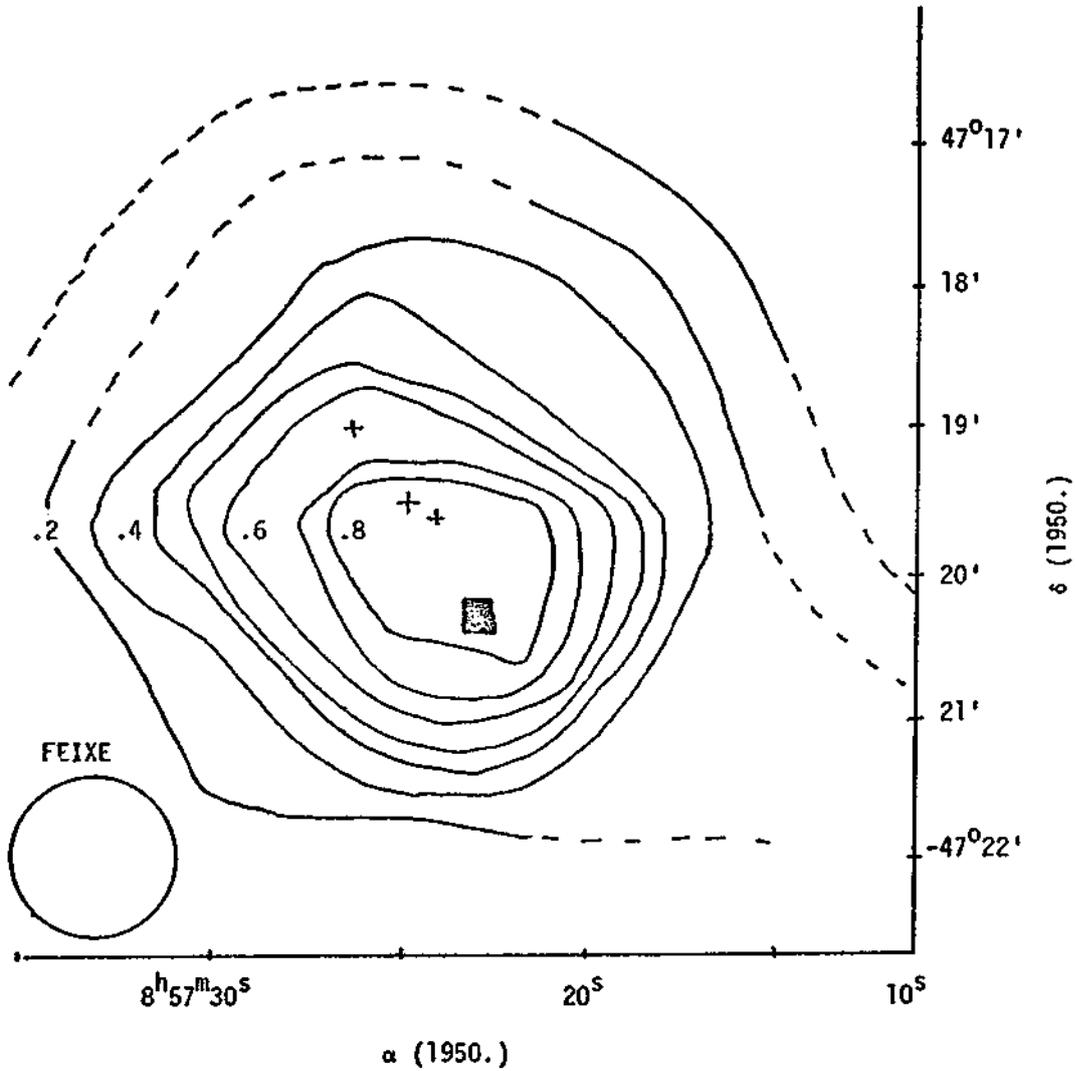


Fig. 5.4 - Mapa no contínuo em 1 mm da região RCW38.

- Os contornos estão normalizados com relação à densidade de fluxo máxima de 128 Jy. O quadrado marca a posição da fonte maser H<sub>2</sub>O (Kaufmann et alii, 1977). As cruces indicam fontes no infravermelho próximo (Frogel and Perrson, 1974).

FONTE: Hartquist et alii (1980).

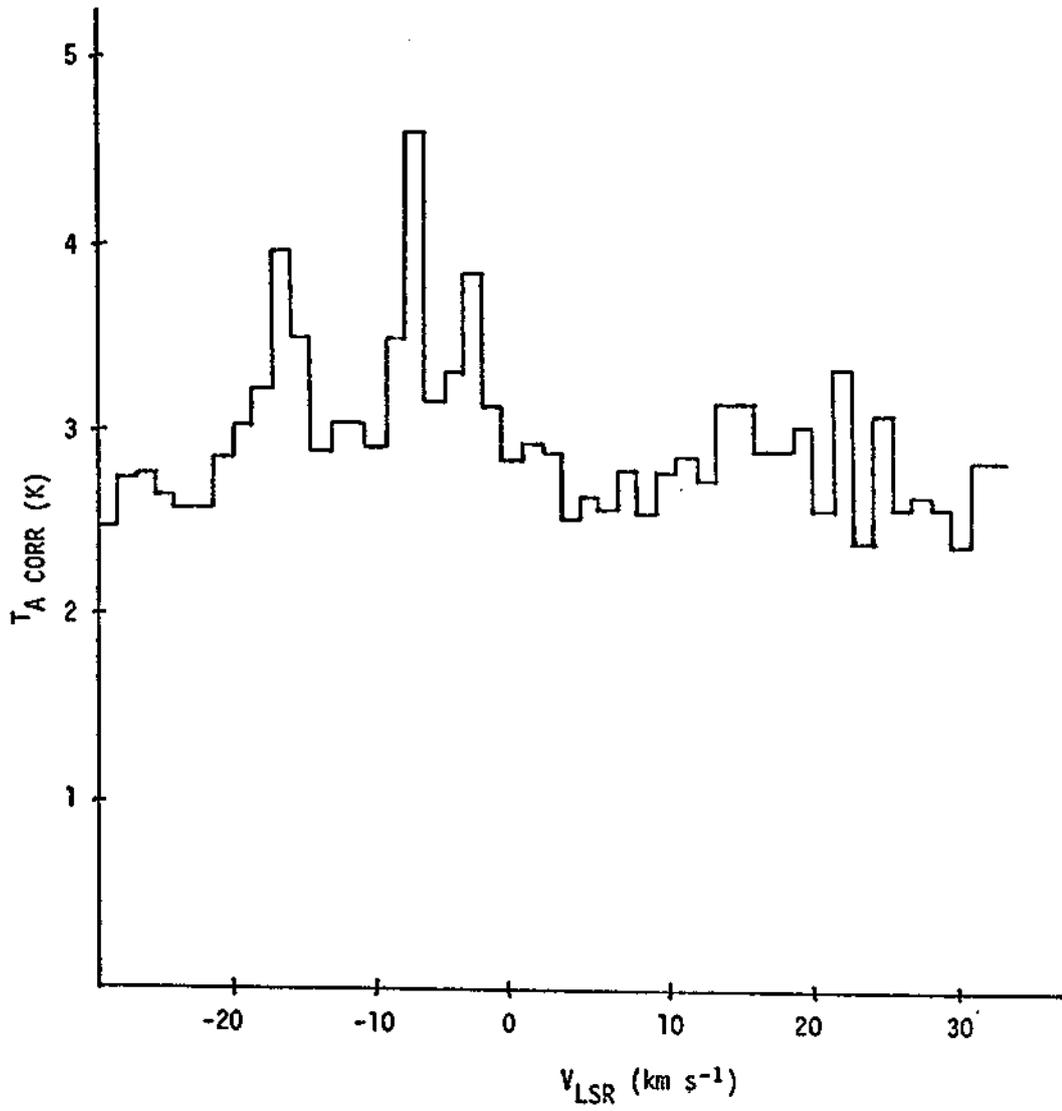


Fig. 5.5 - Maser H<sub>2</sub>O na região RCW38.

FONTE: Kaufmann et alli (1977).

5.2 - RCW 48-49 (G2839 - 0.9, G284 - 0.3)

O mapa em 2.7 GHz destas duas regiões está mostrado na Figura 5.6.

Esta extensa região  $H_{II}$  apresenta dois pontos de emissão bastante fortes em rádio contínuo. Suas coordenadas equatoriais (para 1950.0) são (Goss and Shaver, 1970).

$$G\ 283.9 - 0.9 \left\{ \begin{array}{l} \alpha = 10^h\ 18^m\ 04^s, \\ \quad = 57^{\circ}\ 49'\ 36'', \end{array} \right.$$

$$G\ 284.3 - 0.3 \left\{ \begin{array}{l} \alpha = 10^h\ 22^m\ 19^s, \\ \quad = 57^{\circ}\ 32'\ 00''. \end{array} \right.$$

A temperatura eletrônica é a dada por Wilson et alii (1970) e as distâncias são as obtidas a partir das observações na linha de recombinação-rádio  $H109\alpha$  (Goss and Radhakrishnan, 1969) 4 kpc, e 5.1 kpc.

Próximo à posição das fontes (G 284.2 - 0.8) foi observada uma emissão maser da molécula OH (Manchester et alii, 1969).

Também estão presentes na região duas fontes maser  $H_2O$  (Scalise Jr. e Schaal, 1977) nas coordenadas G 284.3 - 0.3 e G 284.4 - 0.4. O último com intensidade de pico corrigida de 490 Jy e  $V_r = 6.7$  km/s (ver Figura 5.7).

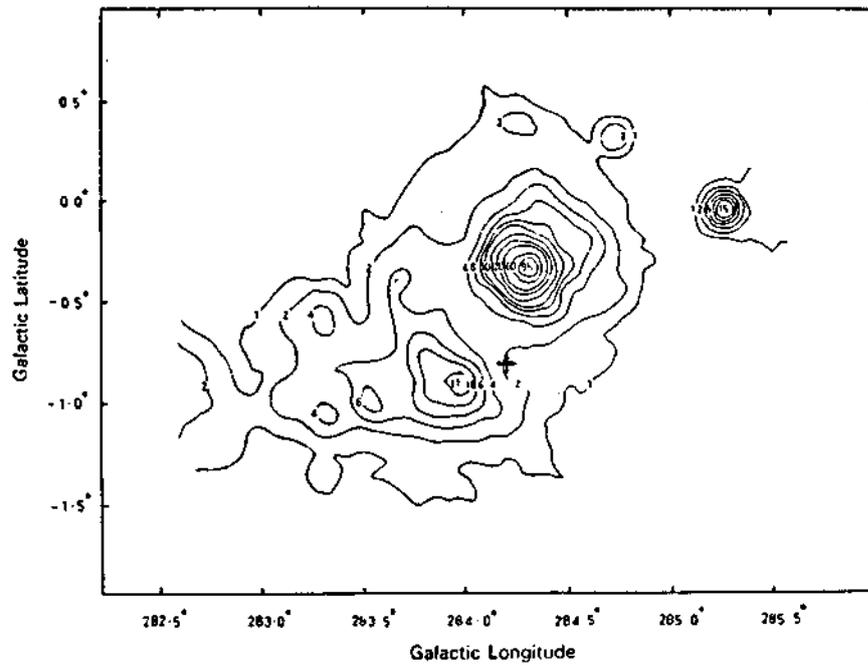


Fig. 5.6 - Mapa em 2,7 MHz de RCW48-49.

- A cruz indica a posição do maser OH.

FONTE: Manchester et alii (1969).

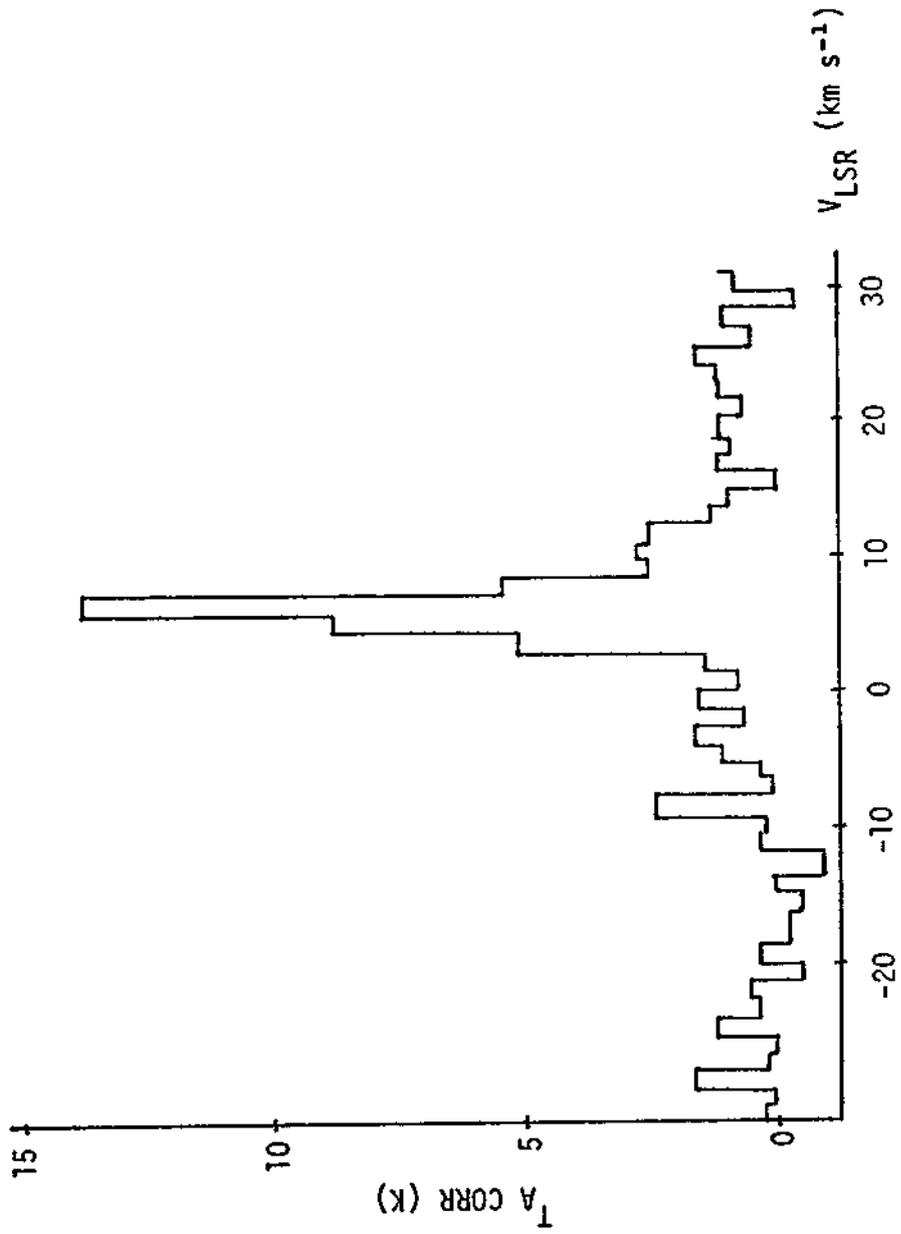


Fig. 5.7 - Maser  $\text{H}_2\text{O}$  na região RCW48-49.

FONTE: Scalise e Schaal, 1978.

## CAPÍTULO 6

### OBSERVAÇÕES

As observações foram feitas com o radiotelescópio do observatório do Itapetinga, Atibaia, São Paulo, operado pelo INPE em convênio com a Universidade Mackenzie. Seu diâmetro é de 13,7 m e suas características na banda K foram descritos por Kaufmann et alii (1977). Para protegê-lo dos fenômenos troposféricos há uma redoma, cujo fator de transmissão em 22,2 GHz é de 0,77.

O controle do posicionamento da antena é efetivado pelo computador HP 2114 B.

O erro de apontamento é menor que 20" de arco, desprezível portanto quando comparado com a largura do feixe em 22,2 GHz que é de 4' de arco.

A razão entre a área física e a área efetiva, a qual define a eficiência de abertura, é da ordem de 54% para uma elevação de 50° (Kaufmann et alii, 1977).

No foco Cassegrain da antena estão montadas duas cornetas, separadas horizontalmente por 20' de arco que permite a utilização da técnica denominada "ON-ON".

Foi utilizado um receptor normal com temperatura de sistema da ordem de 2.000K, juntamente com um banco de filtros com 47 canais de 100 kHz cada um, o que corresponde a uma faixa de 62 km/s em velocidade.

As voltagens obtidas na saída de cada canal são então processadas pela calculadora HP 9810 alimentada com o programa de observação Raia que fornece a média das temperaturas de antena de cada canal, mais o erro e o desvio padrão associados à observação. Estes dados são impressos e é feito um gráfico da fonte do traçador de gráficos HP9862-A.

Antes de cada período de observação, determina-se a profundidade óptica do céu em 22 GHz, que será utilizada mais tarde para a correção da temperatura da antena.

A cada três observações de 20 minutos faz-se uma nova calibração do sistema para obter a relação  $^{\circ}\text{K}/\text{V}$ . Para isto utiliza-se um tubo de ruído com temperatura conhecida ( $110^{\circ}\text{K}$ ), a diferença das leituras do voltímetro com o tubo de ruído ligado e desligado é então dividida por  $110^{\circ}\text{K}$ . Este procedimento fornece uma relação  $^{\circ}\text{K}/\text{V}$  para cada um dos canais.

A técnica de observação utilizada foi a denominada "ON-ON" que faz uso das duas cornetas montadas no foco da antena. Em cada minuto uma das cornetas está apontada para a fonte, e a cada minuto procede-se à troca de corneta. Esta técnica pode ser utilizada apenas quando o diâmetro angular da fonte é bem menor que a separação angular dos feixes das cornetas, o que certamente é o caso das fontes maser de  $\text{H}_2\text{O}$ .

Na técnica acima referida, um detector síncrono subtrai analogicamente os sinais provenientes de cada uma das cornetas e apresenta na sua saída uma voltagem proporcional a

$$(T_{\text{fonte}} - T_{\text{céu}}) - T_{\text{céu}} \cdot$$

Este sinal é então lido pelo voltímetro digital HP 3480-D que está acoplado ao seletor de canais HP 3485-A.

A calculadora 9810 que finaliza o sistema tira a média das leituras de cada canal. Além disto calcula o desvio padrão e o erro associados às medidas.

O tempo de integração utilizado em cada ponto do mapa foi de 20 minutos, suficiente para a deteção de uma fonte maser com temperatura de antena da ordem de  $1^{\circ}\text{K}$ .

Uma vez determinada a posição da fonte, através do catálogo RCW, foram determinados os pontos a serem observados, com separação entre eles de 4 minutos de arco, o que corresponde à largura do feixe de cada corneta a meia potência.

As fórmulas:

$$\alpha_1 = \alpha_0 + \frac{4'}{\cos E\ell} \quad (6.1)$$

$$\delta_1 = \delta_0 + 4'$$

onde  $\alpha_1$  é a ascensão reta do novo ponto referido a  $\alpha_0$ , e  $\delta_1$  é a declinação do novo ponto com relação a  $\delta_0$ , foram utilizadas na determinação dos pontos a ser mapeados. Estes pontos estão sobrepostos nos mapas apresentados nas Figuras 6.1 (RCW20), 6.2 (RCW38) e 6.3 (RCW48-49).

A velocidade com relação ao padrão local de repouso, para a pesquisa, foi a relativa a uma distância em que supostamente estaria a região, uma vez admitido o modelo de Oort para a distribuição de hidrogênio neutro na Galáxia, e neste modelo adotou-se a distância mais próxima.

Em alguns pontos onde pareceria mais plausível a existência de um maser de vapor d'água (como por exemplo o "segundo hot spot" em  $C^{12}O$  na região de RCW38) foi feita uma cobertura mais completa em velocidade e, para tanto, a frequência do primeiro canal de uma observação foi deslocada para a frequência de 46º canal.

Com estes artifícios, diversos pontos de cada mapa foram observados em uma faixa de 180 km/s.

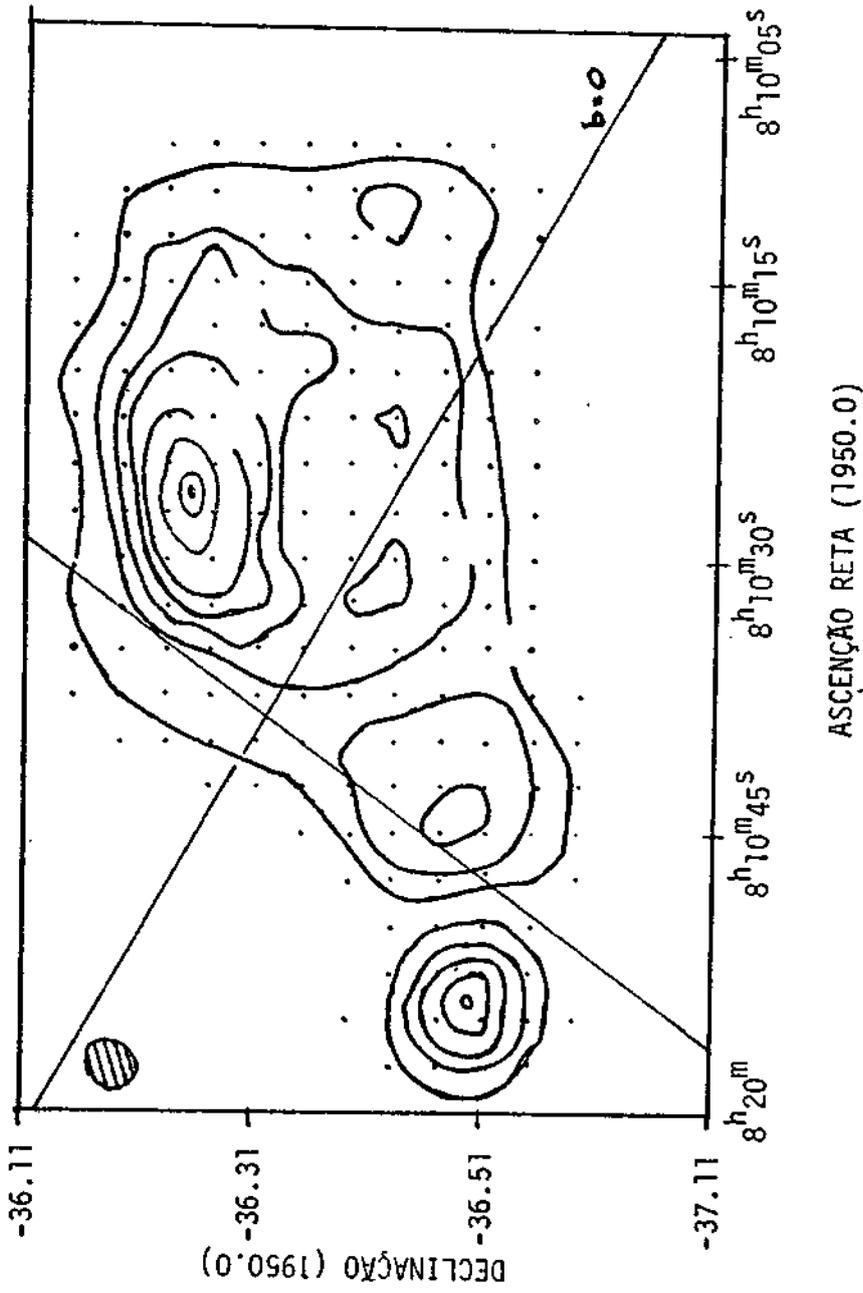


Fig. 6.1 - Sobreposição dos pontos observados na região RCM19-20.

- Mapa em 5 GHz.

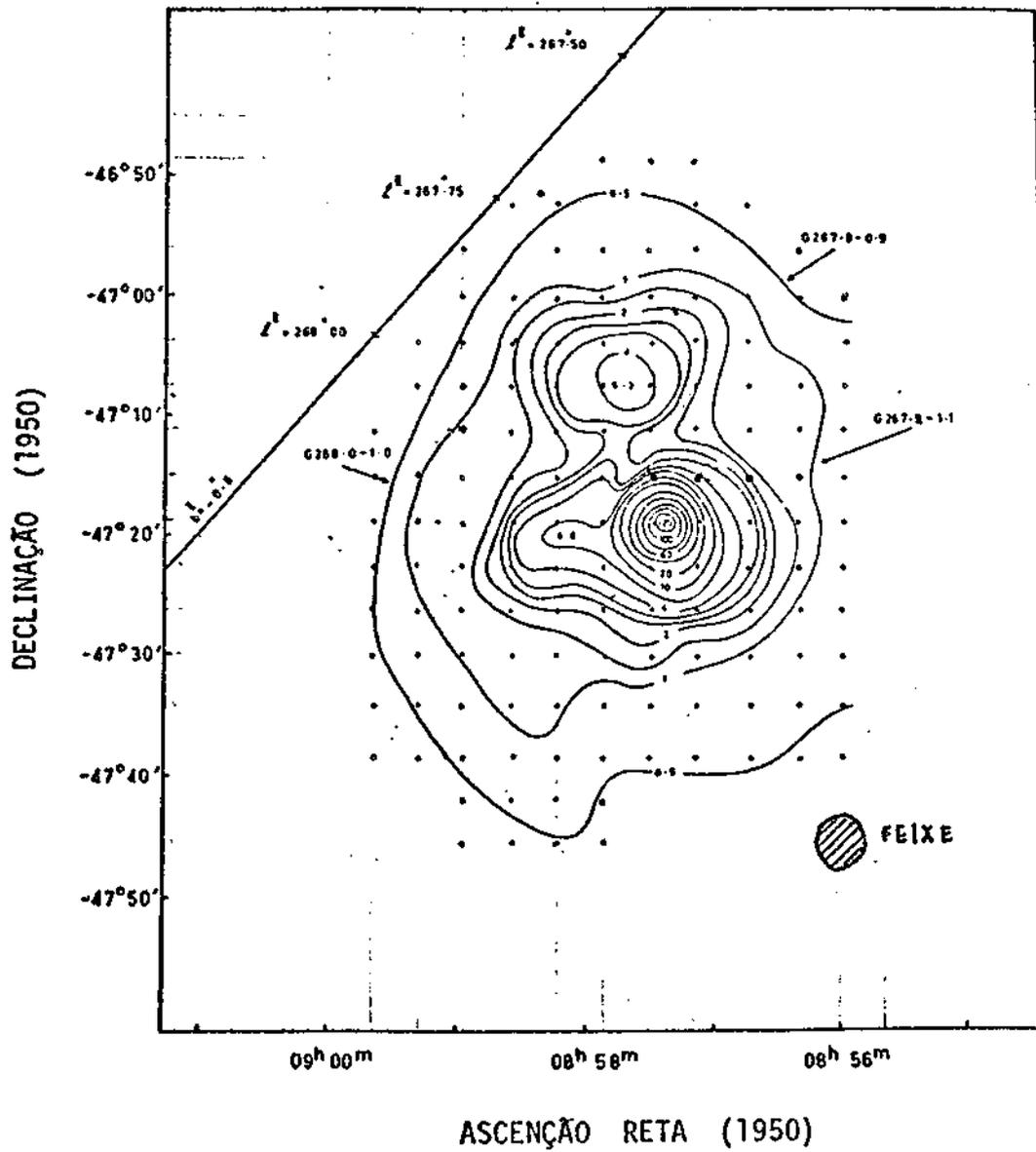


Fig. 6.2 - Sobreposição dos pontos observados na região RCW38.



A média estatística das temperaturas de antena observadas são feitas correções devido à atenuação atmosférica, ganho da antena e transmissão da redoma, de acordo com a equação.

$$T_A \text{ (corrigida)} = \frac{C_G(Z)}{N_R} T_A \text{ (observada)} \exp(\zeta \sec Z), \quad (6.2)$$

onde  $C_G(Z)$  é o fator de ganho, variando desde 1 para distância zenital  $Z = 0^\circ$  até 1,2 para  $Z = 60^\circ$  (Kaufmann et alii, 1977).  $N_R = 0,77$  é o fator de transmissão da redoma em 22,2 GHz e  $\zeta$  é a profundidade óptica.

Para a conversão de temperatura de antena corrigida para densidade de fluxo utilizou-se o fator 34,5 Jy/K deduzido por Kaufmann et alii (1977).

A temperatura mínima detetável por um receptor de potência total é dada por (Kraus, 1970)

$$\Delta T_{\min} = \frac{T_{\text{sis}}}{\sqrt{B \zeta}} .$$

No caso de um receptor tipo Dicke, com chaveamento entre duas cornetas, o sinal da fonte é detetado apenas durante uma metade do ciclo de chaveamento; portanto

$$\Delta T_{\min} = \frac{2T_{\text{sis}}}{\sqrt{B \zeta}} .$$

A identificação de uma fonte pode ser considerada positiva quando seu sinal é pelo menos três vezes superior ao sinal mínimo detetável, ou seja

$$\Delta T_{\min} = \frac{6T_{\text{sis}}}{\sqrt{B \zeta}} .$$

Com os valores

$$T_{\text{sis}} = 2000 \text{ K},$$

$$B = 100 \text{ kHz},$$

$$\zeta = 1200 \text{ s},$$

obtêm-se

$$\Delta T_{\text{min}} = 1,09 \text{ K}$$

Além deste critério para a detecção de uma fonte, uma vez obtido um espectro "provável" de emissão maser, a próxima observação era feita sobre o mesmo ponto, mudando apenas a referência de frequência que faria o provável pico de emissão se deslocar de mais ou menos três canais.

As Figuras 6.4 e 6.5 mostram também um destes espectros "prováveis" e a subsequente observação com o deslocamento de três canais.

Com estes critérios, de todos os pontos observados, foram excluídas as possibilidades de haver emissão maser que pudessem estar associadas à formação estelar.

Fica portanto claro que na faixa de velocidades observadas,  $\pm 32 \text{ kms}^{-1}$ , não há nenhuma evidência da existência de maser forte que geralmente são indicadores de formação de estrelas massivas.

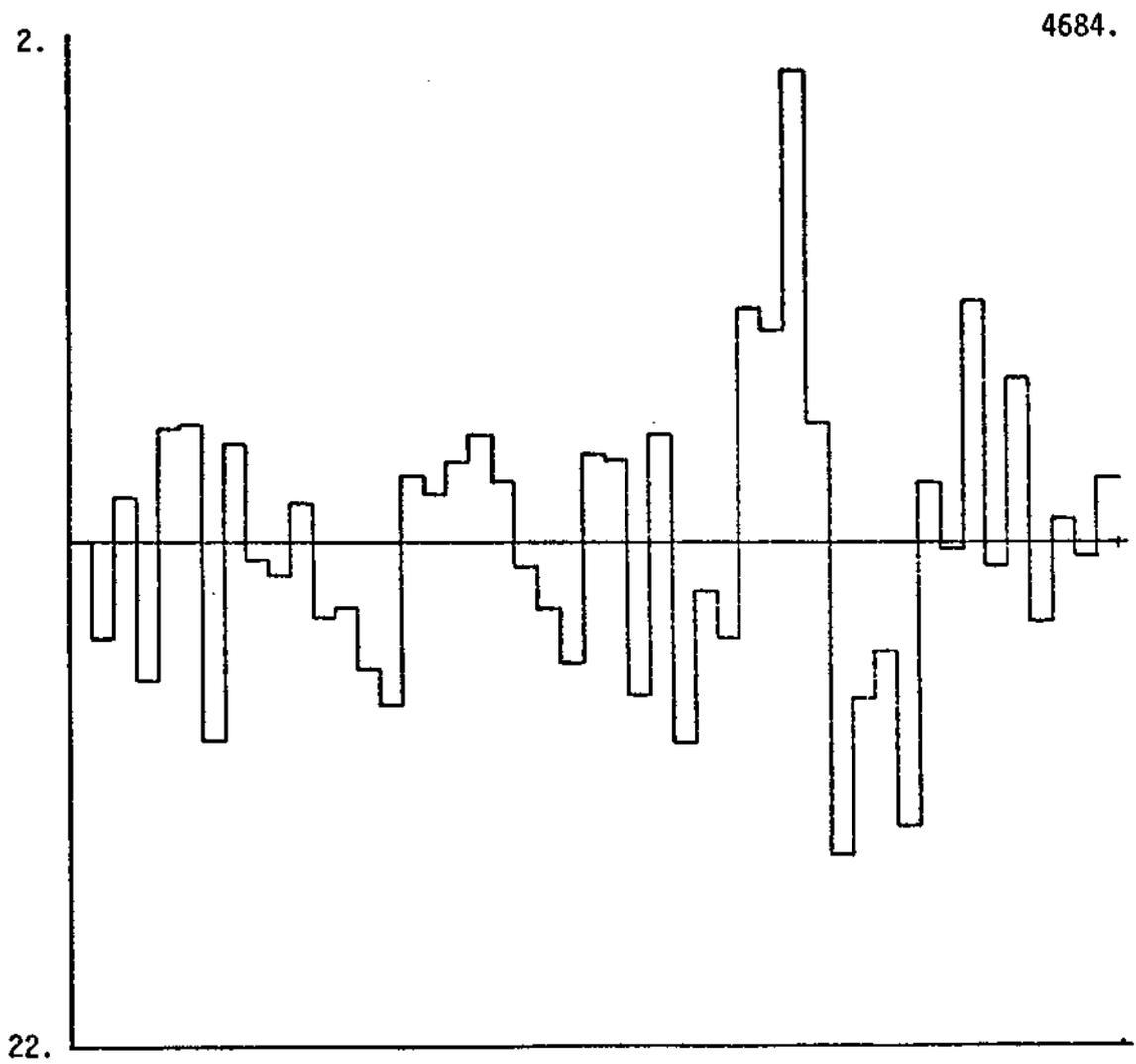


Fig. 6.4 - Espectro provável de emissão maser na direção da região RCW38.

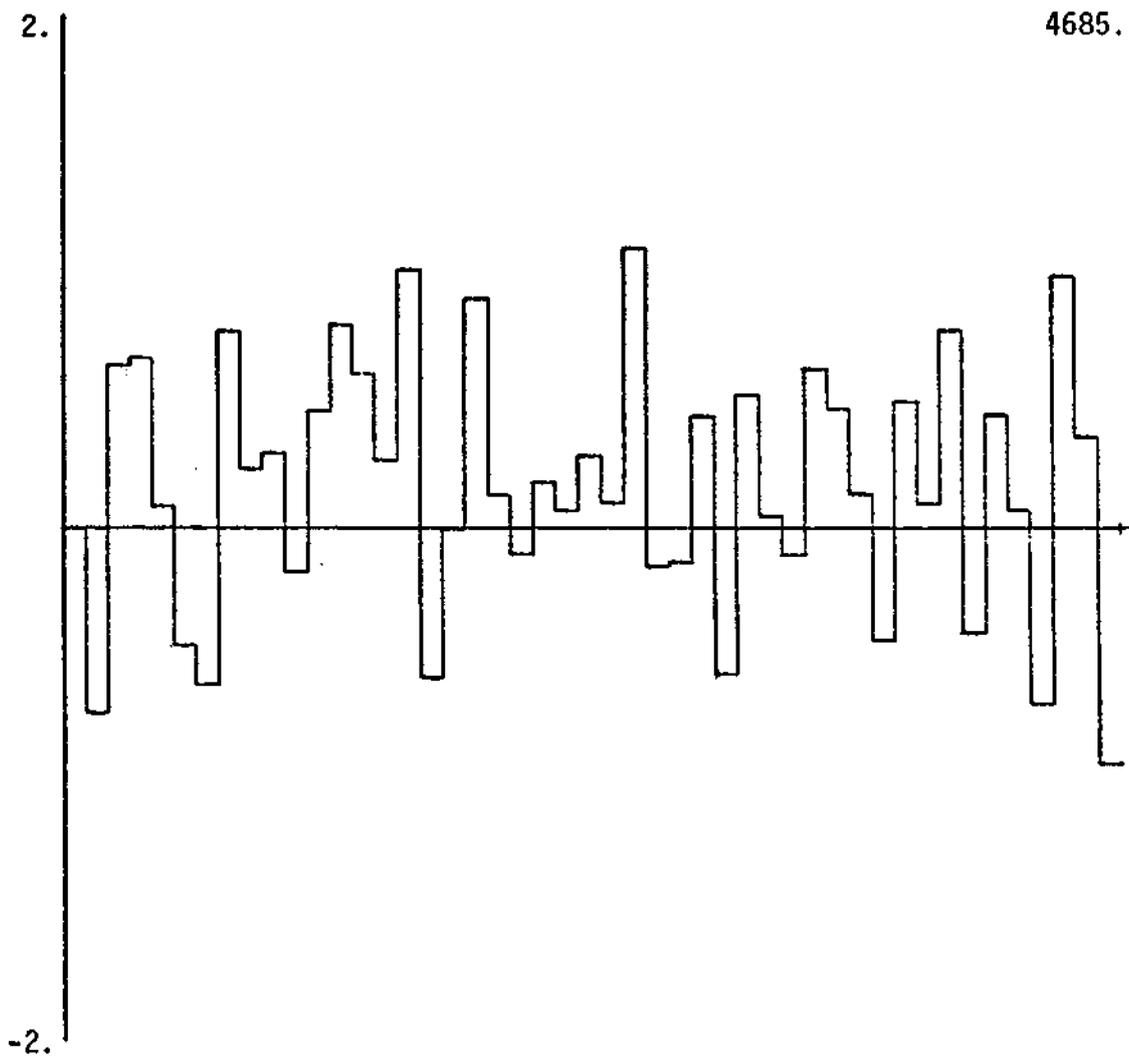


Fig. 6.5 - Espectro feito para confirmação do espectro da Figura 6.4.

## CAPÍTULO 7

### CONCLUSÃO

O mecanismo apresentado de formação sequencial de estrelas é suficientemente simples para que se tente aplicá-lo nas regiões que se estão considerando. Na verdade o melhor exemplo qualitativo é a região identificada como RCW 38.

O mapeamento em CO mostra claramente uma região extensa separada de outra um pouco menor por uma distância angular de 12' de arco. Na distância suposta desta região (1.7 kpc segundo Muzzio and Fazio), isto significa uma separação de 5.9 pc.

No modelo de formação sequencial, uma frente de choque-ionização propagando-se com uma velocidade de 10-20 km/s (que é uma velocidade típica destas interfaces entre as regiões H e H<sub>I</sub>) teria percorrido uma distância de 10 a 20 pc antes que esta frente se tornasse gravitacionalmente instável. (Parece então que o modelo seria aplicável, com algum arranjo, na geometria da região).

Para iniciar a discussão deve-se obter uma estimativa do tempo gasto, para que uma fração da massa contida na interface se colapse em estrela. Tal tempo pode ser grosseiramente calculado pelo tempo de queda livre (Spitzer, 1968) e é da ordem 10<sup>5</sup> anos; pode-se então dizer que neste tempo a interface terá viajado uma distância de 10 - 20 km/s × 10<sup>5</sup> anos ~ 3 a 6 pc.

O tempo para que a estrela assim formada crie uma região H<sub>II</sub> com o diâmetro observado de 3' de arco é de cerca de

$$\left(1 + \frac{4}{7}x\right)^{7/4},$$

que é também da ordem de 10<sup>5</sup> anos, e a frente choque-ionização viajaria outros 6 pc. Os 6 pc obtidos com a suposição de um choque viajando

com uma velocidade de 10 km/s concorda com a distância medida observa  
cionalmente.

Se o choque viaja com uma velocidade de 20 km/s (choque forte tipo D) a distância percorrida neste tempo será de 9 pc. Deve-se lembrar que o tempo estimado para o colapso supondo queda livre é um limite inferior (Sptizer Jr., 1968), sendo portanto plausível que o choque tenha percorrido uma distância entre 10 a 12 pc, o que daria para o segundo pico de CO um afastamento de 8 a 8,7 pc em relação a RCW38, uma precisão impossível de ser observada.

Uma característica que poderia induzir a descartar a idéia de formação sequencial é o objeto compacto no infravermelho (Guilespie et alii, 1979) que está mais afastado de RCW38 que a conden  
sação subsequente ao choque.

Poder-se-ia admitir que se houve formação de estrela em função da propagação do choque, este objeto, provavelmente uma região H<sub>II</sub> ultracompacta e ainda não-observável em rádio contínuo, deveria apa  
recer antes e não depois da condensação de CO.

Independente da validade da teoria de formação sequen  
cial parece que há uma correlação entre a maior densidade de CO e fon  
tes maser (Wilson et alii, 1970) o que indicaria a posição de estrelas jovens e massivas.

Há, portanto, razões para supor que haja condições de for  
mação de estrela no segundo pico de CO e se esta já se formou o mecanis  
mo de bombeamento do maser ainda não é suficiente.

As outras duas fontes que foram mapeadas não permitem uma análise mais profunda por causa de não haverem sido observados em CO.

No entanto as mesmas suposições feitas para RCW38 seriam aplicáveis a elas no case de apresentarem maser H<sub>2</sub>O associados.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BALICK, B.J.; BURKI, B.; WOHL, H. Observational tests on star formation V. *Astronomy and Astrophysics*, 62(4):159-164, Jan. 1978.
- BECKLIN, E.E.; NEUGEBAUER, G. High resolution maps of the galactic center at 2.2 and 10 microns. In: ESTAB SIMPOSIUM ON H<sub>II</sub> REGIONS AND THE GALACTIC CENTER, Stocholm, 1974. *Proceedings*. Stocholm, Van Nostrand, 1974, p. 39-56.
- BLAAW, A. O associations in the solar neighborhood. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 2:213-246, 1964.
- BURDYUZA, V.V.; RUZMAIKINA, T.V. A possible formation mechanismo for OH and H<sub>2</sub>O maser sources associated with compact H<sub>II</sub> zones. *Soviet Astronomy*, 51(1):75-81 Mar./Apr., 1974.
- CHEUNG, L.H.; FROGEL, J.A.; GEZARI, D.Y.; HAUSER, M.G. 1.0 millimeter continuum maps of cool sources in the NGC6334 Complex. *Astrophysical Journal Letters*, 266(1):L149-L152, Dec. 1974.
- CHEUNG, L.H.; FROGEL, J.A.; GEZARY, D.Y.; HAUSER, M.G. 1.0 millimeter maps and radial distribution of southern H<sub>II</sub>/Molecular cloud complexes. *Astrophysical Journal*, 240(6):74-83, Aug. 1980.
- DAY, G.A.; CASWELL, J.L.; COOKE, D.J. A low latitude galactic survey from  $l^{II} = 46^{\circ}$  to  $61^{\circ}$  and  $191^{\circ}$  to  $290^{\circ}$  at 2700 MHz. *Australian Journal of Physics*, 25(2):1-19, Dec. 1972.
- DEGUCHI, S. Hot-gas could-dust pumping for water masers associated with H<sub>II</sub> regions. *Astrophysical Journal*, 249(3):145-151, Oct. 1981.
- DICKEL, H.R.; DICKEL, J.R.; WILSON, W.J. Detailed structure of CO in molecular cloud complexes. I. NGC6334. *Astrophysical Journal*, 217(2):56-67, Oct. 1977

- DOWNES, D.; GENZEL, R.; MORAN, J.; JOHNSTON, K.; MATVEYENKO, L.; KOGAN, L.; KOSTENKO, V.; RÖNNÄNG, B. New V.L.B.I. Maps of H<sub>2</sub>O sources in different stages of evolution. *Astronomy and Astrophysics*, 79(1/2):233-242, Oct. 1979.
- ELITZUR, M. A dynamical explanation for the high water abundance detected in Orion. *Astrophysical Journal*, 229(3):560-566, Apr. 1979.
- ELITZUR, M.; DE JONG, T. A model for the maser sources associated with H<sub>II</sub> regions. *Astronomy and Astrophysics*, 67(2):323-332, Sept. 1978.
- ELMEGREEN, B.G.; DICKINSON, D.F.; LADA, C.J. Heat sources for bright-remmed molecular clouds: CO observations of NGC6334. *Astrophysical Journal*, 220(1):863, Mar. 1978.
- ELMEGREEN, B.G.; ELMEGREEN, D.M. Star formation in shock-compressed layers. *Astrophysical Journal*, 220(2):1056-1062, Mar. 1978.
- ELMEGREEN, B.G.; LADA, C.J. Sequential formation of subgroups in OB associations. *Astrophysical Journal*, 214(1):725-741, June 1977.
- ELMEGREEN, B.G.; LADA, C.J.; DICKINSON, D.F. The structure and extent of giant molecular cloud near M17. *Astrophysical Journal*, 230(1):415-427, June 1979.
- FIELD, G.B. Thermal instability. *Astrophysical Journal*, 142(1):531-557, Mar. 1965.
- FROGEL, J.A.; PERSSON, S.E.; AARONJON, M. Compact infrared sources associated with southern H<sub>II</sub> regions. *Astrophysical Journal*, 192(1):351-368, Sept. 1974.
- Compact infrared sources associated with southern H<sub>II</sub> regions II. *Astrophysical Journal*, 213(2):723-736, May 1977.
- GARDNER, F.F.; MCGEE, R.X. Observations of the 126 $\alpha$  line of excited hydrogen in southern H<sub>II</sub> regions. *Journal of the Astronomical Society of America*, 1, 19-20, Jan. 1967.

- GARDNER, F.F.; WHITEOAK. Observations of neutral hydrogen in bright southern galaxies. *Australian Journal of Physics*, 24, 889-895, June 1978.
- GOLDREICH, P.; KWAN, J. Astrophysical Masers V. Pump mechanism for H<sub>2</sub>O masers. *Astrophysical Journal*, 191(1):93-100, July 1974.
- GORDY, W.; SMITH, W.V.; TRAMBARULO, R.F. *Microwave Spectroscopy*, 2nd ed. New York, John Wiley, 1953.
- GOSS, W.M.; RADHAKRISHMANN, V. A search for diffuse galactic light in the spectral region  $\lambda\lambda 2100-28y0\overset{O}{A}$ . *Astrophysical Letters*, 3(1):199-215, June 1969.
- GOSS, W.M.; SHAVER, P.M. A low latitude galactic survey from  $\ell^{II} = 28^{\circ}$  to  $48^{\circ}$  at 2700 MHz. *Australian Journal of Physics*, 14(1):1-9, Apr. 1970.
- GUILESPIE, A.R.; WHITE, G.J.; WATT, G.D. Carbon monoxide maps of the areas surrounding the southern hemisphere H<sub>II</sub> regions RCW38, RCW122 and G316.8 - 0.1. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 186(1):383-389, Feb. 1979.
- HARIQUIST, T.W.; OPPENHEIMER, M.; DALGARNO, A. Molecular diagnostics of molecular clouds. *Astrophysical Journal*, 236(2):182-188, Feb. 1980.
- HAYNES, R.F.; CASWELL, J.L.; SIMONS, L.J. *Australian Journal of Physics*, 45:1-74, Jan. 1978.
- HERZBERG, G. *Molecular spectra and molecular structure*. New York. Van Nostrand, 1956. 2 V.
- *The spectra and structure of simple free radicals*. New York, Cornell University Press, 1971.
- JONHSTON, K.J.; SLOANAKER, R.M.; BOLONGNA, J.M. Thirteen new H<sub>2</sub>O sources associated with OH emission in H<sub>II</sub> regions. *Astrophysical Journal*, 182(1):67-75, May 1973.

- MITCHELL, G.F.; DEVEAU, T.J. A calculation of molecule abundances behind slow shock. In: SIMPOSIUM ON NEUTRAL CLOUDS NEAR  $H_{II}$  REGIONS, DYNAMICS AND PHOTOCHEMISTRY, Penticton, British Columbia, June 24-26, 1981. *Proceedings*. London, D. Reidel, 1982, p.107-116.
- MORAN, J.M.; RODRIGUEZ, L.F. Water vapor masers and star formation in NGC6334. *Astrophysical Journal Letters*, 236(2):L154-L163, Mar. 1980.
- MUZIO, J.L.; FAZIO, M.L. H 92 $\alpha$  recombination line observations of M16. *Astronomical Journal*, 86(7):786-790, Dec. 1979.
- MUZIO, J.L.; FRECHA, M.A. Faint O-B3 stars in the Norma section of the Milk Way. *Astronomical Journal*, 83(9):959-965, Sept. 1976.
- OKA, T. Selective predissociation as a possible mechanism for the population inversion of interstellar  $H_2O$ . In: Gordon, M.A.; Snyder, L.E. (ed). *Molecules in the galactic environment*, Virginia, John Wiley, v. 1, 1973, p.257-266
- RANK, D.M.; TOWNES, C.H.; WELCH, W.J. Interstellar molecular and dense clouds. *Science*, 174(12):1083-1101, Dec. 1971.
- RAYMOND, E.; ELIASSON, B. Position and stokes parameters of seven OH - emission sources. *Astrophysical Journal*, 155(2):817-830, Mar. 1969.
- RODGERS, A.W.; CAMPBELL, C.J.; WHITEOAK, J.B. A catalogue of H emission regions in the southern milk way. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 121(3):103-115, July 1960.
- RODRIGUEZ, L.F.; CANTO, J.; MORAN, J.M. Carbon monoxide observations of R Monocerotis, NGC6334 and Herbig-Haro 39. *Astrophysical Journal*, 244(1):102-114, Feb. 1981.
- SCALISE Jr., E.; SCHAAL, R.E. Discovery of strong  $H_2O$  maser emission in RCW48-49. *Astronomy and Astrophysics*, 57(4):475-476, March 1977.
- SHEVCHENCO, V.S. The structure of star formation regions I. Population categories and the evolution of molecular clouds. *Soviet Astronomy*, 56(5):297-309, Mar./Apr. 1979.

- SIMON, T.; JOYCE, R.R.; FISCHER, J.; SIMON, J.V.L.A. Observations of the Becklin-Neugebauer object, CRL490. *Astrophysical Journal*, 245(6):552-559, Apr. 1981.
- SPITZER Jr., L. *Diffuse matter in space*. Princeton, John Wiley, 1968.
- TOWNES, C.H.; SCHAWLOW, A.L. *Microwave Spectroscopy*, 2nd ed., New York. Dover, 1975.
- WHITE, G.J.; PHILLIPS, J.P. Observations of CO J = 3 → 2 emission from molecular clouds. In: SIMPOSIUM ON NEUTRAL CLOUDS NEAR H<sub>II</sub> REGIONS, DYNAMICS AND PHOTOCHEMISTRY, Penticon, British Columbia, June 24-26, 1981. *Proceedings*. London, D. Reidel, 1982, p.107-116.
- WILSON, T.L.; MEZGER, P.J.; GARDNER, F.F.; MILNE, D.K. A survey of H 109 $\alpha$  recombination line emission in galactic H<sub>II</sub> regions of the southern sky. *Astronomy and Astrophysics*, 6(1):364-404, Aug. 1970.