

**OBSERVAÇÕES EM RADIOFREQÜÊNCIAS DO
COMPLEXO DE REGIÕES HII COMPACTAS
RCW 95**

ULISSES BARRES DE ALMEIDA
Orientadora: Prof^a. Dr^a. Zulema Abraham

Dissertação apresentada à UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO como
requisito parcial para a obtenção do grau de MESTRE EM CIÊNCIAS
(ÁREA: ASTRONOMIA)

MAIO DE 2006

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

“A razão nasce dentro do terreno da experiência, mas acaba, seguindo o dinamismo que lhe é próprio, no limiar de um ‘além’, de um ‘outro’, implicado na experiência, mas para além dela, maior do que a capacidade de imaginação e de compreensão da razão: o infinito, o mistério.”

*para d. Gius,
com profunda gratidão.*

Agradecimentos

Gostaria de agradecer em primeiro lugar, àquelas pessoas que mais diretamente contribuíram para a realização deste trabalho, dentre as quais em especial, a Prof^a Dr^a Zulema Abraham, orientadora desta dissertação e o Dr. Alexandre Roman-Lopes, cuja ajuda foi determinante para a conclusão satisfatória deste projeto. Devo meus agradecimentos aos técnicos e engenheiros do radiotelescópio do Itapetinga e aos professores que lecionaram as disciplinas que cursei durante a pós-graduação, em particular a Prof^a Dr^a Ruth Gruenwald, também relatora deste trabalho.

Agradeço aos colegas da USP, em particular a Rubens Machado, Laerte Andrade, Adriana Pires, Rodolfo Valentim e minha simpatíssima companheira de sala, Laura Paulucci. Um agradecimento especial é reservado ao amigo Alberto Martins, de quem aprendi muita Astronomia e com quem pude dividir também a vida nestes dois anos.

Agradeço também aos meus pais e minha irmã, que permanecem constantemente diante de meus olhos como a mais misteriosa evidência de que a vida é um dom. A eles ofereço todo o desejo de bem e felicidade que me mantiveram de pé nestes dois anos, confiando-os com amor ilimitado aos braços de Nossa Senhora.

Faço um agradecimento particular ao amigo Alexandre Ferrari, a quem devo o que de maior conheci na vida e aos amigos da Fraternidade de Comunhão e Libertação, em especial ao Carlos Otávio, Rafel Marcoccia e Felipe Parizzi, que para mim se tornaram grandes irmãos.

Por fim, reservo um agradecimento muito especial e amoroso à Debora, que tomou em seus ombros parte do peso que eu levava nos meus e em cujo olhar meu coração encontrou repouso tantas vezes e pôde retomar a caminhada.

Agradeço à CAPES pelo financiamento deste trabalho.

ÍNDICE

Resumo	1
Abstract	2
Capítulo I – Introdução	3
Capítulo II – Processos Radiativos em Regiões HII	9
II.1 Transferência da Radiação	9
II.2 Radiação de <i>Bremsstrahlung</i> Térmico	13
II.3 Recombinação no Plasma Ionizado	20
II.4 <i>Masers</i> Astrofísicos	26
Capítulo III – O Complexo RCW 95	32
III.1 A Estrutura Rádio de RCW 95	32
III.2 Fontes IRAS e a Emissão IV em RCW 95	37
Capítulo IV – Mapeamento em Rádiofreqüências	47
IV.1 O Radiotelescópio do Itapetinga	47
IV.2 Calibração das Observações	49
IV.3 Mapeamento no Contínuo em 43 GHz	52
IV.4 Observações Espectroscópicas dos <i>Masers</i> de H ₂ O.....	60
IV.5 Análise da Emissão Rádio em RCW 95	67
Capítulo V – A Fonte IRAS 15412-5359: Estudo da População Estelar	80
V.1 Fotometria IV	80
V.2 A População Estelar	85
V.3 A Fonte IRAS e as Fontes MSX	99
Conclusão	103
Apêndice I – Masers de H₂O em RCW 95	107
Apêndice II – Catálogo de Objetos Associados à Fonte IRAS 15412-5359 ...	117
Bibliografia	126

RESUMO

Neste trabalho estudamos o complexo de regiões HII compactas RCW 95, com extensão de $10' \times 10'$. A nuvem foi mapeada na emissão de contínuo em 43 GHz e um levantamento em linhas de água foi conduzido em 22.2 GHz, correspondendo à transição rotacional $6_{16} - 5_{23}$ desta molécula. As observações foram realizadas na antena de 14 metros do rádio observatório do Itapetinga, em Atibaia, administrado pelo INPE (Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais). No contínuo, as observações foram feitas por meio de varreduras em ascensão reta ao longo da fonte, espaçadas de $1'$ em declinação, que depois foram combinadas para gerar um mapa de isocontornos de temperatura de antena para a região. Como resultado, fomos capazes de identificar e resolver a emissão de contínuo associada às três fontes IRAS com cores de regiões HII compactas existentes no complexo: IRAS 15408-5356, 15411-5352 e 15412-5359. O levantamento nas linhas de água resultou na identificação positiva de emissão *maser* na direção de todas as três fontes IRAS, dando suporte ao argumento de que elas abrigam estrelas massivas jovens e em formação. Outras duas candidatas a regiões HII, sem associação com fontes no IV-distante e não resolvidas no mapeamento de 43 GHz, foram identificadas por meio da análise detalhada dos perfis das varreduras.

As regiões associadas às fontes IRAS 15408-5356 e 15411-5352 já haviam sido estudadas por outros autores e ambas foram identificadas com regiões HII compactas. A população estelar associada com a fonte IRAS 15412-5359, no entanto, nunca fora estudada e sua natureza era desconhecida. A descoberta de linhas de H_2O e da existência de uma fonte de contínuo térmico rádio nesta direção sugeriram no entanto que esta pudesse ser um novo sítio de formação estelar. Deste modo, estudamos a população estelar de uma região $2' \times 2'$ em torno desta fonte IRAS, utilizando imagens do 2MASS nas bandas J, H e K do infravermelho próximo. Este estudo resultou na identificação da fonte IRAS como uma região HII compacta e revelou um extensa população de estrelas massivas jovens na região, dentre as quais uma estrela O9V e três estrelas B0V que foram consideradas as responsáveis pela ionização do gás da região.

ABSTRACT

In this work we studied the complex of compact HII (CHII) regions RCW 95. The cloud is about $10' \times 10'$ and was mapped on the radio continuum emission at 43 GHz; a survey of water lines was also conducted at 22.2 GHz, corresponding to the $6_{16} - 5_{23}$ rotational transition of this molecule. The observations were made with the 14-meter single-dish antennae of the Itapitinga radio observatory, in Atibaia, ruled by INPE (Nacional Institute for Space Research, Brazil). For the continuum observations we made several scans in right ascension throughout the whole of the source spaced by $1'$ in declination, that were following combined to produce a map of isotemperatures for the cloud. The study resulted on the identification of resolved radio continuum sources associated with all the three IRAS sources in the region: IRAS 15408-5356, 15411-5352 and 15412-5359, all with far-IR colours characteristics of CHII regions. The water line survey resulted on the positive identification of maser emission associated with the three IRAS sources, supporting the evidences for these regions to harbour massive young stars. Two other unresolved HII regions, unassociated with far-IR sources, were also discovered through detailed analyses of the profiles of the radio continuum scans.

The regions associated to the IRAS sources 15408-5356 and 15411-5352 were already known to be regions of massive star formation, whilst the stellar population associated to IRAS 15412-5359 had not been studied before. The discovery of water lines and the presence of a thermal continuum source on this direction suggested that this region could also contain young stars. We then conducted a study of the stellar population inside a region of $2' \times 2'$ around this IRAS source using near-IR (J, H and K) band images from 2MASS catalogue. Throught this we were able to identify a significant population of massive stars, including one O9V star and some early BV that were charged responsibility for the ionization of the gas in the region and so classify this as a new compact HII region on the complex.

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

“A man of science isn't trying to prove anything; he's trying to find out what will prove itself”

G. K. Chesterton.

Neste trabalho apresentamos o estudo em rádiosfreqüências de RCW95, uma nebulosa óptica extensa onde foram identificadas diversas regiões compactas de formação estelar. As observações foram feitas no contínuo em 43 GHz e na linha maser de H₂O com o objetivo de obter um cenário mais completo de sua estrutura e com isso uma visão mais detalhada do processo de formação estelar nesta região.

O complexo RCW 95 (Rodgers 1960) foi selecionado para estudo a partir de um catálogo de fontes rádio no contínuo em 5 GHz com resolução angular de 4' (Goss & Shaver, 1970a), que mostrava uma extensa estrutura de emissão em torno da fonte central G326.7+0.6 (figura 1.1). O critério inicial de escolha foi a presença de diversas fontes IRAS pontuais com cores de regiões HII compactas associadas à emissão rádio, indicando a existência de possíveis sítios de formação estelar.

Este estudo representa um complemento aos trabalhos de Roman-Lopes e Abraham (2004 e 2006) no infravermelho próximo que identificaram dois aglomerados jovens e massivos separados por 3',5 ainda embebidos em sua nuvem molecular de origem. Estes objetos representam a contrapartida das fontes IRAS pontuais 15408-5356 e 15411-5352, não resolvidas no mapa de Goss & Shaver, e sua descoberta justificou a necessidade de um estudo em rádio mais detalhado da região.

Na verdade, o estudo em rádiosfreqüências é uma poderosa ferramenta para complementar a investigação de populações estelares jovens na medida em que permite um estudo das condições físicas das nuvens moleculares que lhes deram origem e das regiões HII que

agora envolvem estes objetos. Por não serem obscurecidas pela presença de poeira ou gás denso, elas nos permitem olhar para estruturas que ainda não estão visíveis diretamente em outras faixas do espectro e assim pesquisar condensações de gás ainda no estágio de contração para formação estelar.

A emissão de radiação no contínuo em regiões HII é devida principalmente às transições livre-livre dos elétrons num plasma ionizado por estrelas massivas (tipos espectrais O e B) que possuem um intenso fluxo de fótons UV. Apesar de se estender até comprimentos de onda ópticos e UV, esta emissão é mais intensa em ondas de rádio e sua detecção é fundamental para o estudo das regiões HII, muitas vezes invisíveis no óptico devido à absorção pela poeira. Além de mapear a distribuição do material ionizado na região, muitos dados importantes podem ser obtidos das observações rádio, como por exemplo uma estimativa do número de fótons ionizantes do contínuo de Lyman, que impõe limites para o tipo espectral (e portanto a massa) das estrelas ionizantes e permite determinar de forma independente a absorção devido à nuvem molecular na direção do aglomerado. Além disso, os dados de contínuo permitem determinar a distância ao aglomerado aproveitando-se da distinta dependência com a mesma do número de fótons ionizantes e do tipo espectral das estrelas do grupo.

De fato, não apenas o estudo no contínuo em rádiofrequências, mas também o estudo em linhas de recombinação rádio é de extrema importância na medida em que nos permite procurar por inhomogeneidades que representem zonas de maior condensação do gás e assim identificar a posição de possíveis sítios de formação estelar compactos (Celoni 1997). De início nossas observações deveriam ser complementadas por um mapeamento da nebulosa nas linhas de recombinação do hidrogênio $H65\alpha$ para a investigação das condições físicas e determinação de perfis de densidade e temperatura das nuvens, numa tentativa de buscar por estruturas que pudessem representar zonas de mais alta densidade embebidas nas regiões HII extensas. No entanto, este estudo, importante na identificação de sítios compactos de formação estelar, não pôde ser levado à cabo devido a problemas no receptor refrigerado do radiotelescópio do Itapetinga não reparados antes do término deste trabalho.

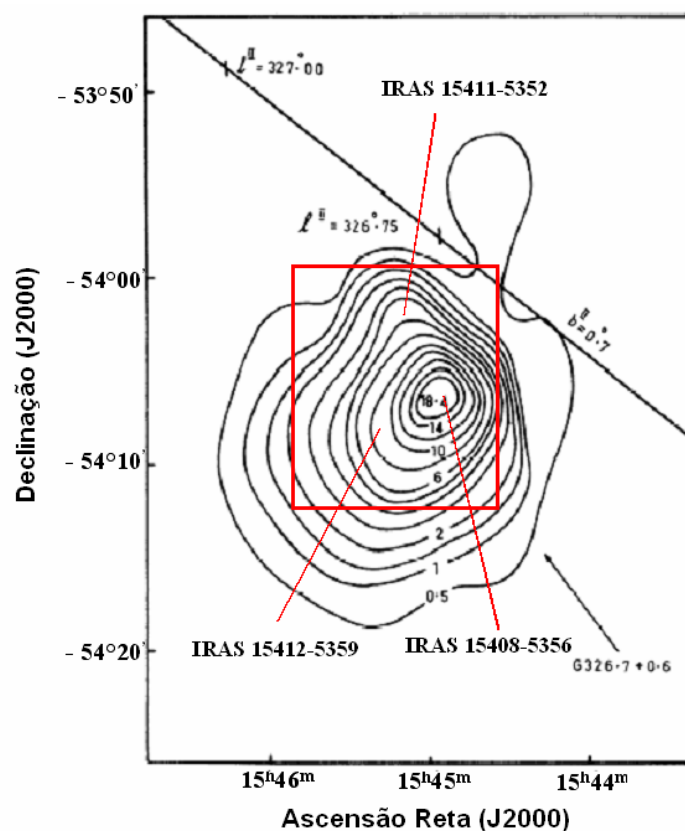


Figura 1.1 Fontes IRAS superpostas ao mapa de 5 GHz de RCW 95. O quadrado vermelho refere-se à região compreendida pelo mapa em 43 GHz. Este mapa foi utilizado na seleção da fonte como objeto de estudo deste trabalho.

Nesta mesma linha, um outro tipo de observação rádio importante são os *masers*. Neste trabalho nos concentramos no estudo dos masers de água, característicos de regiões de formação estelar recente, mas diversos outros tipos, como os de OH e metanol são encontrados em associação com regiões HII compactas e permitem investigar a dinâmica do gás ao redor destes objetos (Genzel 1981, Reid 1988 e Torrelles 1998a e b). A emissão de NH_3 é ainda particularmente útil pois além de estar associada a regiões de gás denso (a molécula de NH_3 se termaliza apenas a densidades de H_2 superiores a 10^4 cm^{-3}), tem uma estrutura de linhas satélites que é fortemente afetada pelos desvios do equilíbrio termodinâmico local e permite traçar a estrutura de densidade e temperatura das nuvens (Caproni 1999 e 2000).

Diversos levantamentos de todo o plano galáctico foram feitos no contínuo rádio de baixas frequências ao longo dos anos com o intuito de mapear a emissão galáctica térmica e não-térmica. Dentre eles destacamos os mapeamentos em 5 GHz de Goss & Shaver (1970a e b) e Haynes et al. (1978), os de Reich et al. em 1420 MHz para os hemisfério norte (1982 e 1986) e sul (2001), o catálogo PMN (Parkes-MIT-NRAO) em 4850 MHz (Griffith 1992), além das observações em 1414 e 2708 MHz de Altenhoff et al. (1970); muitos destes mapeamentos resultaram na identificação de diversas regiões de emissão térmica candidatas a sítios de formação estelar. Nas frequências mais altas, a emissão do céu dificulta as observações e estudos foram feitos apenas para fontes individuais. Uma compilação dos dados de objetos compactos na galáxia em comprimentos de onda milimétricos é dado por Johnson et al. (1998).

Todos os *surveys* mencionados possuem, no entanto, baixa resolução ($> 4'$). Recentemente, estudos mais detalhados foram conduzidos em algumas destas regiões em comprimentos de onda mm e sub-mm, permitindo a detecção de regiões HII compactas (CHII) e ultracompactas (UCHII). Com estes procedimentos diversos autores foram capazes ainda de olhar em detalhe para o entorno de estrelas e aglomerados individuais e também identificar pela primeira vez condensações sem contrapartida no IV, revelando núcleos densos ainda em processo de contração para a formação estelar (Garay 2004).

No infravermelho, a busca de sítios de formação estelar compactos foi largamente favorecida pelo lançamento do satélite IRAS na década de 80, que observou toda a galáxia em quatro bandas espectrais do infravermelho distante (12, 25, 60 e 100 μm), detectando um grande número de fontes. Num trabalho pioneiro, Wood & Churchwell (1989) conduziram observações interferométricas ($0'',4$) em 2 e 6 cm, na direção de muitas destas fontes e constataram que as regiões compactas associadas à formação de estrelas do tipo O (UCHII) apresentavam distribuição espectral similares nas bandas IRAS, estabelecendo assim um poderoso método para a sua identificação.

O grande sucesso obtido por *surveys* subseqüentes em encontrar outros conhecidos traçadores de formação estelar – como *masers* e emissões moleculares de CS e amônia

(Churchwell 1990, Walsh 1997 e 1998, Bronfman 1996) – associados com regiões que apresentem estas propriedades acabou por consagrá-lo como um método definitivo neste propósito e o catálogo IRAS passou a ser largamente utilizado na busca por nuvens moleculares densas e aglomerados estelares massivos (Abraham 2002). Um levantamento recente na emissão de 1,2 mm da poeira feito com o telescópio SEST (Faúndez 2004) expandiu ainda mais a força destes resultados, obtendo uma identificação positiva da emissão de poeira em 100% das fontes IRAS pesquisadas.

O surgimento de detectores com alta eficiência quântica no infravermelho próximo permitiram ainda o desenvolvimento de grandes projetos observacionais na Galáxia como o 2MASS e o posterior estudo detalhado de populações estelares em aglomerados jovens (Walsh 1999 e 2000). No Brasil, um programa de busca por fontes IV na direção de fontes IRAS compactas associadas com emissão de CS e NH₃ foi conduzido recentemente no LNA (Laboratório Nacional de Astrofísica) com o uso da câmera infravermelha (Abraham 2002) e apontou evidências para a existência de diversos aglomerados estelares massivos associados a muitas destas fontes, dentre as quais estava RCW 95.

Deste modo, as observações realizadas com o receptor disponível no observatório do Itapetinga no contínuo térmico rádio em 43 GHz com uma resolução de $\sim 2''.2$ representam um compromisso entre os dados dos *surveys* em frequências menores e os resultados das observações interferométricas e no infravermelho. No caso de RCW 95, elas nos permitiram separar as contribuições dos dois aglomerados detectados. A partir destas observações de contínuo foi construído um mapa de contornos para todo o complexo e os perfis individuais dos cortes foram estudados em detalhe na busca de fontes compactas de emissão e para determinação precisa do fluxo de cada uma das regiões HII identificadas.

Foram também analisados dados de um *survey* de masers de H₂O na região, realizado em Março de 2004. O levantamento revelou uma riquíssima estrutura de emissão *maser* espalhada por toda a nuvem e, apesar de não ser completo, foi suficientemente bem

amostrado nas regiões mais internas do mapeamento rádio, permitindo a identificação dos centros emissores das linhas com precisão $\sim 1'$. A associação destes *masers* com zonas de intensa emissão livre-livre é um importante indicador de formação estelar e a detecção de algumas linhas afastadas das posições dos dois aglomerados já conhecidos motivou o estudo de um terceiro grupo de estrelas associadas com a fonte IRAS 15412-5359 que não havia sido identificada até então como região HII. O tipo espectral destes objetos foi determinado por meio de fotometria realizada sobre os dados do satélite 2MASS nas bandas J, H e K do IV-próximo.

A dissertação está organizada da seguinte forma: no Capítulo 2 apresentamos a teoria dos processos físicos responsáveis pelas emissões observadas em regiões HII. Em particular, nos concentramos nos processos responsáveis pela emissão rádio, como a radiação térmica livre-livre ou *bremstrahlung* e a emissão *maser*. Uma rápida descrição da emissão em linhas de recombinação também é apresentada, discutindo a importância das linhas de recombinação em rádio para a determinação de parâmetros físicos das regiões HII e descrevendo a utilização das linhas de Bracket do infravermelho no estudo dos sítios de formação estelar. No Capítulo 3, descrevemos a região HII RCW95, concentrando-nos na apresentação dos dados rádio e na descrição das três fontes IRAS conhecidas na região. No Capítulo 4 são descritas as técnicas usadas nas observações em rádiofrequências e o processo de redução dos dados; em seguida, apresentamos e discutimos os resultados das observações, tratando primeiro do complexo como um todo, a partir das observações em rádiofrequências e depois olhando para cada fonte rádio individualmente. O survey em linhas de emissão de água são comentados na última sessão. No Capítulo 5 descrevemos brevemente os dados do satélite 2MASS e descrevemos o procedimento usado na fotometria de um novo aglomerado estelar não analisado em trabalhos anteriores sobre a região, detalhando a população estelar associada à fonte IRAS 1542-5359.

CAPÍTULO II

PROCESSOS RADIATIVOS EM REGIÕES HII

Neste capítulo descreveremos os processos físicos que resultam na emissão por nós observada e sua utilização na determinação das densidades e temperaturas das regiões emissoras. Inicialmente descrevemos a transferência da radiação no interior da nuvem ionizada e no meio interestelar que pode absorvê-la e espalha-la. Em seguida, descrevemos o processo de *bremsstrahlung* térmico, desenvolvendo a teoria geral da radiação de freamento clássica e, seguindo os artigos originais de Oster (Oster, 1961) e Scheuer (Scheuer, 1960), aplicando-a para o caso de um plasma de elétrons termalizados. Apresentaremos também uma breve descrição das linhas de recombinação em regiões HII; concentraremos-nos nas linhas de recombinação em rádio e descreveremos a utilização das linhas de Bracket do infravermelho no estudo dos sítios de formação estelar. Faremos ainda uma breve descrição sobre masers astrofísicos, discutindo os ambientes e as condições físicas que favorecem o seu aparecimento e enfatizando o papel dos masers de água no estudo de regiões de formação de estrelas.

II.1 TRANSFERÊNCIA DA RADIAÇÃO

A transferência da radiação num meio material capaz de emitir e absorver os fótons pode ser escrita em termos da variação da intensidade da radiação I_ν como função da profundidade óptica τ_ν , sendo matematicamente expressa como:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu, \quad (2.1)$$

com $d\tau_\nu = \kappa_\nu ds$, sendo ds a distância percorrida e κ_ν o coeficiente de absorção; S_ν é a razão entre os coeficientes de emissão e absorção, chamada de função fonte, e descreve a interação da radiação com o meio de propagação.

Na sua forma mais completa, a função fonte deve incluir os efeitos de espalhamento da radiação, sendo escrita como $S_\nu = (j_\nu + \sigma_\nu J_\nu) / (\kappa_\nu + \sigma_\nu)^1$, onde j e κ são os coeficientes de emissão e absorção e σ o coeficiente de espalhamento, que deve ser tratado separadamente da emissão pois, fora de equilíbrio termodinâmico, seu espectro se distingue do espectro S_ν da emissão espontânea. Em equilíbrio termodinâmico local (ETL), a Lei de Kirchhoff estabelece que $j_\nu^* = \kappa_\nu^* B_\nu(T)$ e portanto o meio de propagação da radiação se comporta como um corpo negro e a função fonte se iguala à função de Planck.

Na ausência de radiação de fontes externas incidindo sobre a nuvem, a transferência radiativa tem como solução geral:

$$I_\nu = S_\nu [1 - e^{-\tau_\nu}], \quad (2.2)$$

que mostra que a intensidade da radiação observada é o resultado da emissão da nuvem S_ν menos a atenuação sofrida ao longo do caminho óptico percorrido, representada pelo produto $S_\nu e^{-\tau_\nu}$. No regime rádio, a função de Planck pode ser substituída pela aproximação de Rayleigh-Jeans, e a equação (2.2) assume então a forma:

$$T_b = T [1 - e^{-\tau_\nu}], \quad (2.3)$$

sendo T_b a temperatura de brilho da fonte e T a sua correspondente temperatura de corpo negro, que tendem à igualdade no regime ópticamente espesso.

¹ J_ν é o primeiro momento do campo de radiação e aparece como fator multiplicativo de σ pois o termo de emissão devido ao espalhamento depende direcionalmente da radiação incidente.

De maneira bastante geral, os coeficientes de emissão e absorção podem ser definidos em função de quantidades fundamentais da mecânica estatística, os coeficientes A e B de Einstein, descritos em termos das populações w_n e pesos estatísticos g_n dos níveis de energia das partículas do meio. O coeficiente A_{mn} descreve a probabilidade de transição entre o nível superior m e o nível de energia inferior n , e representa o processo de emissão espontânea de radiação; os coeficientes B_{nm} e B_{mn} representam respectivamente a absorção e a emissão estimulada de radiação e estão relacionados pela razão entre os pesos estatísticos dos níveis atômicos considerados: $B_{nm}/B_{mn} = g_m/g_n$.

Escrita em função dos coeficientes de Einstein, a função fonte é dada então pela razão entre as taxas de emissão espontânea, $w_m A_{mn}$ e a diferença entre as taxas de absorção e emissão estimulada, $w_n B_{nm}$ e $w_m B_{mn}$:

$$S_\nu = \frac{w_m A_{mn}}{(w_n B_{nm} - w_m B_{mn})}. \quad (2.3)$$

A presença da emissão estimulada nesta equação mostra que quando ocorre inversão de população entre os níveis atômicos, ou seja, $w_n g_m < w_m g_n$, então $w_m B_{mn}$ supera $w_n B_{nm}$ e o termo de atenuação em (2.2) passa a atuar como um termo de amplificação da radiação, dando origem ao fenômeno de maser no transporte radiativo, que será detalhado mais adiante.

Para descrever os efeitos do desvio do ETL na produção e transporte da radiação Menzel (1937) definiu os *coeficientes de desvio* b_n , que relacionam a população real do nível atômico w_n com aquela prevista pela equação de Boltzmann em condições de equilíbrio, w_n^* . Como $j_\nu \propto w_m A_{mn}$, a emissão espontânea não é afetada pelo desvio introduzido por b_n ; no entanto, $\kappa_\nu \propto (w_n B_{nm} - w_m B_{mn})$ deve ser corrigido para compensar o desbalanço entre os processos de absorção e emissão estimulada, resultante da mudança da razão de populações entre os níveis m e n :

$$\frac{w_m}{w_n} = \frac{b_m}{b_n} \frac{g_m}{g_n} \cdot \exp\{-h\nu_{nm}/kT_e\}, \quad (2.4)$$

onde T_e é a temperatura eletrônica do plasma.

A função fonte, que sob ETL se iguala à função de Planck e é definida como a razão² $j_v^*/\kappa_v^* = (j_L^* + j_C)/(\kappa_L^* + \kappa_C)$, deve portanto ser corrigida para admitir os novos coeficientes $\kappa_v = \kappa_v^* b_n \beta_{nm}$ e $j_L = j_L^* b_m$ (Goldberg 1968), onde β_{nm} é a razão entre os fatores de correção para emissão estimulada fora de equilíbrio e em ETL (Brocklehurst & Seaton 1972):

$$\beta_{nm} = \frac{1 - (b_m/b_n) \cdot \exp(-h\nu/kT_e)}{1 - \exp(-h\nu/kT_e)}, \quad (2.5a)$$

β_{nm} mede portanto o desvio da razão entre as populações de dois níveis do seu valor em ETL e pode ser negativo quando o fator $b_m \gg b_n$ gera inversão de população entre os níveis. Para o caso de transições eletrônicas do hidrogênio, de especial interesse para nós, no limite de Rayleigh-Jeans, válido para níveis $n > 5$, β_{nm} pode ser escrito como:

$$\beta_{nm} \approx \frac{kT_e}{h\nu} \left(1 - \frac{b_m}{b_n} \right). \quad (2.5b)$$

Em termos destas quantidades, a função fonte adquire a forma (Goldberg 1966):

$$S_v = \eta_v B_v(T) = \frac{\kappa_L^* b_m + \kappa_C}{\kappa_L^* b_n \beta_{nm} + \kappa_C} B_v(T). \quad (2.6)$$

² Aqui, o sub-índice L se refere à radiação de linhas e C à emissão de contínuo, não afetada diretamente pela mudança nas populações dos níveis atômicos.

Por fim, um outro parâmetro útil para descrever os desvios do equilíbrio das transições quânticas é a temperatura de excitação T_x , definida pela equação de Saha-Boltzmann como:

$$\frac{w_m/g_m}{w_n/g_n} = \exp\left(\frac{-h\nu_{mn}}{kT_x}\right). \quad (2.7)$$

Esta expressão pode ser comparada com (2.4) e usada para escrever β_{nm} numa forma mais ilustrativa:

$$\beta_{nm} = \frac{1 - \exp(-h\nu/kT_x)}{1 - \exp(-h\nu/kT_e)}, \quad (2.8)$$

que para emissão em baixas frequências se reduz a $\beta_{nm} \approx T_e/T_x$.

II.2 RADIAÇÃO DE BREMSSTRALUNG TÉRMICO

A radiação de *bremstrahlung* ou freamento é importante para o estudo de regiões HII pois é o processo radiativo dominante nas radiofrequências em nebulosas difusas e ionizadas. Também conhecida como radiação livre-livre, ela ocorre quando os elétrons livres do plasma são defletidos de suas trajetórias originais pelos íons positivos do gás (no caso de regiões HII, prótons e núcleos de He) ao entrarem na zona de ação de seu campo elétrico (esfera de Debye). Como ambas partículas interagentes estão livres, seus estados de energia não são quantizados e o processo pode ser tratado classicamente sem trazer grandes prejuízos. O tratamento quântico é introduzido como uma correção, chamada de fator de Gaunt, e aplicado apenas nas expressões de colisões com parâmetros de impacto comparáveis ao comprimento de de Broglie, definido como sendo o comprimento de onda associado a um elétron de momento p : $\lambda = h/p$.

No tratamento clássico, válido para as aplicações em radioastronomia, assumimos que o fóton produzido na interação elétron-íon possui energia $h\nu \ll kT$, correspondente ao limite de espalhamento fraco. No caso das regiões HII o plasma é geralmente termalizado e portanto, para obtermos o espectro total de emissão para uma densidade eletrônica n_e e de íons n_i , assumimos que os elétrons possuem distribuição de velocidades $f(v)$ descrita pela função de Maxwell-Boltzmann:

$$f(v)dv = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \left(\frac{m}{kT}\right)^{3/2} v^2 \exp\{-mv^2/2kT\} \cdot dv. \quad (2.9)$$

O cálculo do número total de colisões entre elétrons e prótons do plasma fornece o espectro de radiação $dW/d\nu$ da região:

$$\frac{dW}{d\nu d\nu dt dV d\Omega} = \frac{4Z^2 e^6 n_i n_e f(v)}{3\sqrt{3}m^2 c^3 \nu} g_{ff}(\nu, \nu). \quad (2.10)$$

O termo $g_{ff}(\nu, \nu)$, resultado da integral da potência espectral em toda a extensão dos parâmetros de impacto considerados, é chamado de fator de Gaunt da emissão livre-livre e é função da energia do elétron e da frequência do fóton emitido. Um cálculo detalhado para baixas frequências fornece:

$$g_{ff}(\nu, \nu) \equiv \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \cdot \ln \left[1 + \left(\frac{mv^3}{2\pi Ze^2 \nu} \right)^2 \right]. \quad (2.11)$$

Para obtermos o coeficiente de emissão térmico em baixas frequências j_ν , integramos o espectro obtido acima (equação 2.10) sobre a distribuição Maxwelliana de velocidades $f(v)dv$. Apesar da distribuição de Maxwell-Boltzmann não impor um valor superior para a velocidade dos elétrons, existe um limite inferior para esta integração, proveniente

do fato de que elétrons com uma dada energia cinética $m v_{\min}^2 = 2h\nu$ não podem emitir fótons com energia superior à $h\nu$; logo, integrando³ entre $[v_{\min}, \infty]$ obtemos:

$$4\pi j_\nu d\nu = \frac{32\pi}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \frac{Z^2 e^6}{m^2 c^3} \left(\frac{m}{kT}\right)^{1/2} n_i n_e e^{-h\nu/kT} \bar{g}_{ff}(\nu, T), \quad (2.12)$$

onde $\bar{g}_{ff}(\nu, T)$ é a média em velocidade do fator de Gaunt (equação 2.11) e vale

$$\bar{g}_{ff}(\nu, T) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \cdot \ln \left[\left(\frac{2}{\gamma} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{kT}{m}} \left(\frac{kT}{2\pi Z e^2 \nu} \right) \right], \quad (2.13)$$

sendo $\gamma = 1,781$ a constante de Euler.

Repare que a equação (2.12) resulta num espectro quase plano para as frequências rádio. Esta forma do espectro decorre do fato de que o espectro de radiação emitido por um elétron é obtido por meio da transformada de Fourier das acelerações que o elétron sofre no encontro com o próton. Como este encontro é em geral bastante rápido para um plasma (já que o valor de $\Delta t = b/v \ll 1/2\pi\nu$), resulta que as acelerações sofridas são impulsivas e a transformada de Fourier destas grandezas fornece um termo plano em ν . De fato, a situação é tal que para baixas frequências $h\nu \ll kT$, onde o termo exponencial de (2.12) desaparece, o espectro é $S_\nu \propto \ln(\nu^{-1}) \propto \nu^{-0,1}$, como resultado da dependência em frequência do fator de Gaunt $\bar{g}_{ff}(\nu, T)$ ⁴.

Para frequências maiores, na região do infravermelho, no entanto, o espectro sofre um corte representado pela exponencial $\exp(-h\nu/kT)$, resultado da integração da função de

³ Nesta integração foi assumido implicitamente o espalhamento em pequenos ângulos, que nos permite ignorar o termo “1” no logaritmo do fator de Gaunt.

⁴ Na verdade, foi este o resultado que Oster apresentou em seu artigo original de 1961, para a faixa rádio do espectro e temperaturas eletrônicas inferiores a 55000K, compatível com aquelas encontradas em regiões HII.

Maxwell-Boltzmann em velocidades. Este fator aparece na expressão do espectro como consequência do corte exponencial que a distribuição Maxwelliana apresenta para as altas velocidades, visto que fótons de mais alta energia só podem ser emitidos por elétrons com velocidades superiores a $v_{\min}^2 = 2h\nu/m$, como ressaltado anteriormente. Repare que para estas altas frequências o fator de Gaunt $\bar{g}_{ff}(\nu, T) \sim 1$, e não contribui para a dependência espectral do coeficiente de emissão:

$$\bar{g}_{ff}(\nu, T) = 2\sqrt{3} \left(\frac{Ry}{h\nu} \right)^{1/2} \xrightarrow{h\nu \gg 13.6\text{eV}} 1 \quad (2.14)$$

Algumas outras expressões podem ainda ser derivadas para o fator de Gaunt tomando-se outros limites físicos. Além das expressões acima podemos obter também um limite para a emissão em frequências rádio em ambientes com maior temperatura eletrônica, onde a energia cinética dos encontros elétron-próton são maiores: $kT \gg Ry$, onde Ry é a constante de Rydberg e vale 13,6 eV, correspondente a energia de ionização do hidrogênio a partir de seu estado fundamental (Elwert 1954):

$$\bar{g}_{ff}(\nu, T) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left[\frac{4 kT}{\gamma h\nu} \right]. \quad (2.15)$$

Para o mesmo regime é possível ainda considerar o limite de altas frequências e aqui, ao contrário do que ocorre para baixas temperaturas, onde $\bar{g}_{ff}(\nu, T) \sim 1$, o fator de Gaunt adquire uma dependência $\propto \nu^{-0.5}$:

$$\bar{g}_{ff}(\nu, T) = \left(\frac{3 kT}{\pi h\nu} \right)^{1/2}. \quad (2.16)$$

Extensos gráficos para o comportamento do fator de Gaunt livre-livre em função da energia podem ser encontrados em Karzas & Latter (1961)⁵.

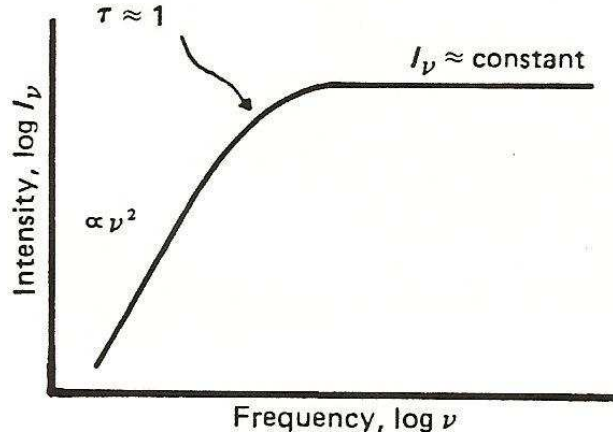


Figura 2.1 Espectro da emissão térmica livre-livre em baixas frequências, típica de regiões HII, mostrando a região para a qual a auto-absorção eletrônica da radiação se torna importante (Longair 1992).

Para completarmos o cenário da emissão no contínuo térmico em regiões HII é necessário introduzir um último aspecto na discussão, que é o da absorção livre-livre. De fato, a absorção de radiação por um elétron do plasma sob a ação do campo de um íon pode ser obtida a partir do coeficiente de emissão térmico, por meio da Lei de Kirchhoff⁶ $j_\nu = 4\pi \kappa_\nu B_\nu(T)$, conforme discutido na seção anterior. Como estamos interessados no regime de baixas frequências, podemos usar a aproximação de Rayleigh-Jeans para a Lei de Planck, e assim obter:

$$\kappa_\nu = n_e n_i \sqrt{\frac{2m}{3\pi kT}} \left[\frac{4\pi Z^2 e^6}{3m^2 h \nu^3 c} \right] \bar{g}_{ff}(\nu) (1 - e^{-h\nu/kT}), \quad (2.17)$$

onde o último termo do lado direito representa a correção por emissão estimulada e desaparece no regime rádio, onde então a dependência em frequência do coeficiente de

⁵ É importante lembrar que todos estes valores do fator de Gaunt são válidos para ângulos de colisão pequenos. Quando os parâmetros de impacto são muito grandes, o fator de Gaunt tende a 1 para baixas energias térmicas kT .

⁶ Estamos assumindo implicitamente neste cálculo que os graus de liberdade de translação dos elétrons estão em LTE.

absorção é $\kappa_\nu \propto \nu^{-2}$. A figura 2.1 exibe o espectro típico do contínuo térmico de uma região HII em rádiofreqüências; repare que o máximo de emissão ocorre no ponto de *turnover* do espectro, quando a profundidade óptica é $\tau_\nu \sim 1$.

É possível também estimar o número de fótons ionizantes no contínuo de Lyman necessários para responder pelo fluxo da emissão livre-livre detectado em rádio utilizando-se a seguinte expressão, derivada por Rubin (1968), obtida a partir do equilíbrio entre as taxas de ionização e recombinação na nuvem:

$$N_{Ly} = 5,59 \cdot 10^{48} \frac{1}{1+f_i} T_e^{-0,45} \left(\frac{\nu}{\nu_5} \right)^{0,1} S_\nu D^2 s^{-1}, \quad (2.18)$$

onde a freqüência é dada em unidades de 5 GHz, T_e é a temperatura eletrônica do gás e f_i a fração de fótons de recombinação do Hélio que têm energia suficiente para ionizar o hidrogênio (~ 0.65 , para uma fração de He/H = 0,1).

Por fim, uma expressão simplificada para a profundidade óptica muito útil para aplicações em rádioastronomia pode ser derivada partindo de uma aproximação para a expressão da opacidade livre-livre. Altenhoff (1960) encontrou uma forma para $\tau_\nu = \int \kappa_\nu ds$ a partir de um ajuste em lei de potência para o fator de Gaunt ($g_{ff} \propto T^\beta \nu^\gamma$) dada por:

$$\tau_\nu = 8.235 \cdot 10^{-2} T^{-1.35} \nu^{-2.1} E_M, \quad (2.19)$$

sendo a temperatura em K e a freqüência em GHz; a medida de emissão (em pc.cm⁻⁶) é dada por $E_M = Z^2 \int_0^s n_e n_i ds$.

Na expressão (2.19) vemos que a profundidade óptica varia com a freqüência de observação, sendo maior para freqüências mais baixas. Além disso, τ_ν depende tanto da

temperatura quanto da densidade eletrônica do gás. Quando observamos a figura 2.1, vemos então a importância do efeito de auto-absorção eletrônica da radiação térmica na interpretação das observações rádio. Para uma dada frequência de observação, o efeito mostrado na figura define qual região é detectável ou não. Em 43 GHz, e para temperaturas típicas de regiões HII $\sim 7500\text{K}$, vemos que a região se torna opticamente espessa a partir de densidades eletrônicas da ordem de 5.10^4 cm^{-3} , correspondentes a uma medida de emissão $E_M \sim 10^9 \text{ pc.cm}^6$ num caminho óptico $\int ds = 1 \text{ pc}$. Isso significa que regiões HII compactas muito densas podem não ser detectáveis em frequências rádio mais baixas, mesmo quando visíveis em outras faixas do espectro, como por exemplo na emissão da poeira no infravermelho distante. A tabela 2.1, baseada numa classificação de regiões HII proposta por Churchwell (2002), exibe as frequências de inversão no espectro rádio em função dos parâmetros físicos das nuvens e ilustra a questão.

Tipo	diâmetro d (pc)	densidade $n_e \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	temperatura $T_e \text{ (K)}$	Medida Emissão EM (pc.cm⁶)	ponto turnover $\nu \text{ (GHz)}$
Hiper-Compacta	$< 0,01$	10^7	$< 10^4$	10^{11}	$< 10^3$
Ultra-Compacta	0,1	$10^4 - 5.10^5$	7500	$10^7 - 10^{10}$	10 – 100
Região HII Compacta	1,0	$5.10^3 - 10^4$	7500	$10^6 - 10^8$	1 – 50
Região HII Clássica	< 10	10^3	6000	$< 10^7$	< 10

Tabela 2.1 Ponto de inversão do espectro para diversos tipos de regiões HII. Classificação baseada em Churchwell (2002).

A frequência de inversão corresponde ao valor abaixo do qual a nuvem é opticamente espessa às observações. Repare que para as regiões classificadas como compactas, ultra-compactas e hiper-compactas, o intervalo de frequências de inversão inclui a faixa utilizada nas observações realizadas neste trabalho. As regiões ditas hiper-compactas, em particular, tornam-se opticamente espessas nas faixas milimétrica e sub-milimétrica do espectro e só podem ser observadas em frequências mais altas, ainda que nesse caso a emissão livre-livre esteja misturada com a da poeira (Garay 2004, Faúndez 2004). Regiões HII clássicas, mais evoluídas e frequentemente visíveis no óptico, possuem pontos de inversão em baixas frequências.

Um outro modo interessante de se colocar o problema é utilizando as correlações observadas entre a densidade n_e e o diâmetro das regiões HII. Garay & Lizano (1999) e

Kim & Koo (2001) estudaram a correlação entre os parâmetros físicos de regiões HII observadas nos levantamentos em ráiofrequências de Wood & Churchwell (1989) e estabeleceram a relação empírica $E_M = 6,3 \cdot 10^5 d^{-1,53 \pm 0,09}$.

Duas hipóteses são levantadas para justificar esta relação. Primeiro, o fato de que em média as regiões HII ultra-compactas são excitadas por estrelas menos luminosas que as das regiões compactas (suas dimensões são portanto consequência de um menor número de fótons ionizantes). Outra explicação para esta relação é que as regiões mais compactas estão associadas com porções mais densas das nuvens moleculares, que “consumem” portanto uma maior quantidade de fótons ionizantes; neste cenário, algumas regiões HII ultra/hiper-compactas poderiam vir a ser condensações iluminadas externamente, sem a necessária presença de objetos embebidos.

Com o auxílio da equação (2.19), podemos ainda deduzir uma relação entre a frequência de inversão do espectro $\nu(\tau_\nu = 1)$ e o diâmetro d da região HII, em pc:

$$\nu(\tau_\nu = 1) = 1.83 \cdot 10^2 T^{-0.65} d^{-0.73}. \quad (2.20)$$

II.3 RECOMBINAÇÃO NO PLASMA IONIZADO

No plasma ionizado, além dos mecanismos radiativos decorrentes de transições entre estados contínuos das partículas livres, ocorre também a recombinação, dando origem a um espectro de emissão que possui uma componente contínua, resultado da transição eletrônica de um estado livre para um estado ligado e outra de linhas de emissão, devido a que o elétron não vai diretamente para o estado fundamental mas sim cascadeando dos níveis eletrônicos mais altos para os mais baixos. Esse processo produz portanto linhas que se estendem desde o rádio até o óptico, dependendo de como ocorreu a recombinação.

II.3.1 Coefficiente de Recombinação para H⁺:

Para podermos calcular os coeficientes de emissão das transições ligado-livre do hidrogênio precisamos calcular a taxa de recombinação, obtida a partir da seção de choque de recombinação $\sigma_n^{(r)}$. Para este cálculo, Tucker (1977) adotou como ponto de partida o limite de recombinação para níveis muito elevados ($E_m \rightarrow 0$), onde a seção de choque $\sigma_n^{(r)}$ deve tender para σ_{ff} , a seção de choque livre-livre. Procedendo deste modo, ele obteve

$$\sigma_n^{(r)} = \frac{32\pi}{3\sqrt{3}} Z^2 \alpha^3 k_e^{-2} \frac{Z^2 \chi_H}{h\nu} \frac{g_r(n)}{n^3}, \quad (2.21)$$

onde $g_r(n) \sim 1$ é o fator de Gaunt de recombinação para o nível n e χ_H o potencial de ionização do Hidrogênio. O coeficiente de recombinação é então obtido de forma imediata a partir da média $\langle \sigma_r(n)v_e \rangle$ sobre a distribuição de velocidade dos elétrons do plasma, somadas para todos os níveis de recombinação possíveis. Para um plasma termalizado obtemos que $\langle \sigma_r(n)v_e \rangle \propto 1/nT_e^{1/2}$.

II.3.2 Espectro Contínuo da Transição Livre-Ligado:

Para uma distribuição Maxwelliana de velocidade dos elétrons, o coeficiente de emissão da radiação no contínuo devido à recombinação é dado por:

$$j_\nu(fb) = n_e n_H \sigma_n^{(r)}(\nu) \frac{h\nu}{4\pi}, \quad (2.22)$$

onde n_e e n_H são as densidades de elétrons e íons de H⁺ do plasma. Assim, se comparamos a emissão no contínuo devido à recombinação ao processo livre-livre, temos:

$$\frac{j_\nu(fb)}{j_\nu(ff)} \cong \frac{3,14 \times 10^5}{n^3 T_e} \exp\{\chi_n/kT_e\} \quad (2.23)$$

sendo n o nível eletrônico de recombinação e T_e a temperatura eletrônica do plasma. Assim, observamos que para temperaturas eletrônicas típicas de regiões HII, a emissão livre-livre é dominante sobre o contínuo de recombinação, mas apenas para níveis n muito elevados, onde o potencial de ionização χ_n é pequeno em comparação com kT_e .

Para $T_e \sim 10^4 K$, a razão entre os contínuos livre-ligado e livre-livre é $\sim 10^{-10}$ para frequências em torno de 1 GHz e $\sim 10^2$ nas frequências do contínuo de Balmer (referente ao nível $n = 2$). Ou seja, enquanto o contínuo rádio é formado predominantemente por radiação livre-livre para frequências mais elevadas como o óptico, onde a emissão *bremsstrahlung* decresce com $\exp\{-h\nu/kT_e\}\bar{g}_{ff}$, o contínuo de emissão óptico é dominado pelas transições livre-ligado.

II.3.3 Linhas de Recombinação Rádio:

Linhas de recombinação são importantes de serem estudadas na medida em que nos permitem a determinação das velocidades radiais e também da densidade e temperatura da nuvem, sendo assim um meio de investigação da estrutura física das regiões HII. As linhas de recombinação rádio surgem da transição entre estados de energia muito próximos e de elevado número quântico principal e sua observação fornece um método simples de determinação da temperatura e densidade eletrônicas das regiões HII.

A técnica freqüentemente utilizada para o cálculo da temperatura eletrônica consiste na determinação da razão r entre as intensidades do contínuo e da linha de recombinação a uma mesma freqüência:

$$r^* \equiv \frac{I_L}{I_C} = \frac{1 - e^{-\tau_L - \tau_C}}{1 - e^{-\tau_C}} - 1, \quad (2.24)$$

onde as profundidades ópticas para o contínuo térmico e para a linha, τ_C e τ_L , são dadas por

$$\tau_C = 8,24 \cdot 10^{-2} T_e^{-1,35} \nu^{-2,1} EM \quad (2.25a)$$

$$\tau_L = 1,92 \cdot 10^3 T_e^{-1,5} \Delta \nu^{-1} EM \quad (2.25b)$$

para T_e medido em K, ν em GHz, $\Delta \nu$ em KHz e a medida de emissão EM em cm^{-6}pc . A equação (2.24) mostra que a intensidade da linha é significativa apenas para situações em que $\tau_C < 1$, pois para um gás opticamente espesso o espectro da radiação térmica tende ao valor de corpo negro $B_\nu(T_e)$ e a temperatura em 2.25 não depende nem da profundidade óptica nem da medida de emissão.

Freqüentemente, os valores das temperaturas eletrônicas T_e^* , derivados a partir de (2.24) diferem significativamente de determinações feitas por outros métodos, e este fato foi atribuído a efeitos de desvio do equilíbrio termodinâmico local (ETL) na emissão das linhas de recombinação de altos números quânticos (Goldberg 1966). Em última instância, o valor de r depende do parâmetro η_ν (equação 2.6) que fornece o desvio da função fonte do valor de corpo negro dado pela função de Planck. Ele entra na equação para a razão de intensidades linha/contínuo como um fator multiplicativo dos termos exponenciais:

$$r \equiv \frac{I_L}{I_C} = \eta_\nu \frac{(1 - e^{-\tau_L^* - \tau_C})}{(1 - e^{-\tau_C})} - 1 \quad (2.26)$$

Assim, pode-se medir a magnitude do efeito dos desvios do ETL na intensidade das linhas por meio da razão r/r^* :

$$\frac{r}{r^*} = \frac{T_L}{T_L^*} = b_m \left(1 - \frac{1}{2} \tau_C \beta_{nm} \right). \quad (2.27)$$

É importante perceber que esta expressão indica dois efeitos físicos distintos decorrentes do afastamento do ETL que afetam a intensidade das linhas observadas: o primeiro, relativo ao processo de formação da linha, devido ao desvio das populações dos níveis eletrônicos do valor fornecido pela equação de Boltzmann, representado pelo termo em b_m e o segundo, responsável pela transferência da radiação no gás fora de ETL, representado pelo produto $b_m \beta_{nm} \tau_C$, que indica um efeito de amplificação maser das linhas.

A magnitude deste último efeito está ilustrada na figura 2.2 que mostra o comportamento de β_{nm} entre dois níveis adjacentes $n, n+1$ em função da densidade para uma temperatura de 10^4 K. É interessante observar neste gráfico que a amplificação maser na emissão das linhas de recombinação é mais intensa para os níveis mais altos e é favorecida em regiões de baixas densidades. Isso pode ser entendido com base na equação 2.5b que mostra ser $\beta_{nm} \propto (1 - b_m/b_n)$. Enquanto os níveis mais baixos possuem uma maior taxa de decaimento espontâneo e tendem a regular-se radiativamente a um estado quasi-termalizado, as populações dos níveis mais altos são reguladas colisionalmente, de modo que em densidades baixas um gradiente db_n/dn positivo e decrescente com n favorece a inversão de populações que resulta num $\beta_{n,n+1}$ fortemente negativo, como seria esperado observar-se nas nuvens de hidrogênio ionizado. Além disso, segundo a equação 2.5 $\beta_{nm} \propto T_e \nu^{-1}$, o que implica num valor de $|\beta_{nm}|$ maior para as transições em frequências mais baixas.

Este comportamento de β_{nm} prevê portanto uma intensa emissão em linhas de recombinação rádio fora de ETL nas ondas milimétricas de frequências próximas às utilizadas neste trabalho e justifica a utilidade de observações de linhas de recombinação em transições de altos níveis quânticos como proposto por nós de início.

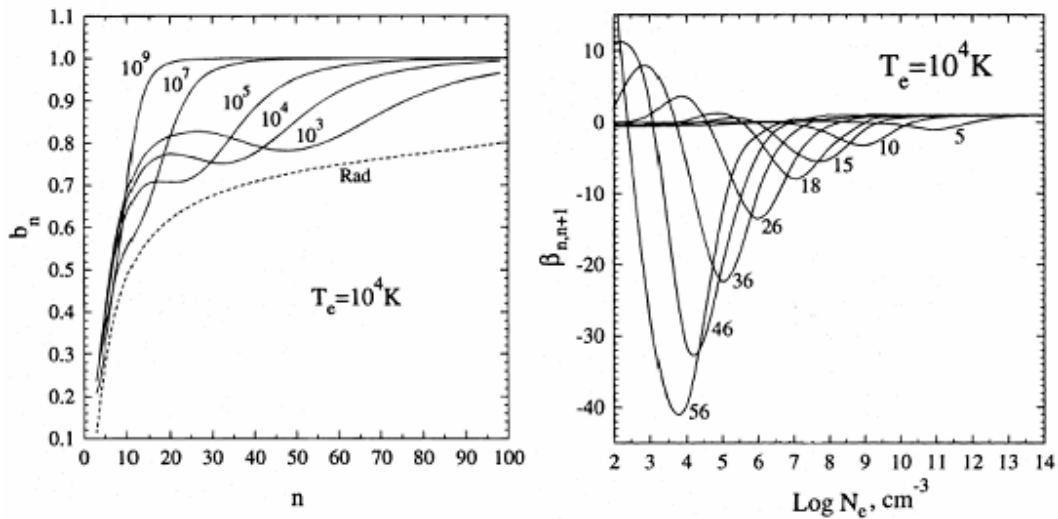


Figura 2.3 Esquerda: Coeficiente de desvio b_n em função do nível de energia n para diferentes valores de densidade eletrônica N_e . O limite radiativo indicado na linha tracejada corresponde à $N_e = 0$. Direita: Comportamento de β_{nm} para diversos valores de n em função da densidade N_e . (Strelinitski 1996).

Além dos efeitos do desvio de ETL que devem ser levados em conta na análise das observações para a determinação de n_e e T_e nas regiões de hidrogênio ionizado, deve-se considerar também o fato de que as regiões HII podem ser inomogêneas. Quando olhamos as equações (2.24) e (2.26), vemos que a razão entre as intensidades dependem tanto da densidade quanto da temperatura eletrônica na direção observada. Isto implica que uma análise das medidas de r e r^* depende fortemente de um modelo para a nuvem que leve em consideração eventuais variações nestas grandezas ao longo da linha de visada, já que não existe nenhuma garantia *a priori* nas observações de que, ao calcularmos as razões de intensidade linha/contínuo, estejamos comparando emissões provenientes de porções da nuvem que estejam sob as mesmas condições físicas.

Modelos da emissão de linhas de recombinação rádio (Hjellming 1969 e 1970, Brocklehurst 1971 e 1972, Lockman 1975, Viner 1979 e Celoni 1997) favorecem um cenário não-homogêneo para as condições físicas do gás em regiões HII, com fortes gradientes radiais de temperatura e densidade, e presença de regiões de maiores condensações de gás (*clumps*).

II.3.4 Linhas de recombinação no Infravermelho:

Para emissões resultantes da transição entre níveis eletrônicos mais baixos, além da importante contribuição do contínuo livre-ligado, diversas linhas de recombinação do hidrogênio são detectadas no espectro das regiões HII. No caso do infravermelho são particularmente importantes as linhas de Brackett, resultantes de transições para o nível $n = 4$. Diferentemente do caso rádio, estas linhas não apresentam amplificação significativa, resultante da inversão das populações dos níveis eletrônicos para densidades típicas de regiões HII, inferiores a 10^8 cm^{-3} . Sua emissão pode então ser tratada em condições de ETL e junto com informação a respeito da emissão de contínuo livre-livre, alguns parâmetros físicos do gás emissor podem ser derivados.

II.4 MASERS ASTROFÍSICOS

Masers são importantes ferramentas astrofísicas porque através de sua intensa e localizada emissão atuam como poderosos mecanismos de estudo do ambiente em que foram produzidos, permitindo a investigação da dinâmica e das condições físicas ao seu redor em escalas tão pequenas quanto 1 AU.

A emissão maser é o resultado da amplificação da radiação de uma dada linha atômica ou molecular devido à uma taxa de emissão estimulada que supera a sua correspondente absorção. O maser ocorre quando, em uma determinada região, uma molécula tem um nível de energia superpopulado com relação a algum correspondente nível de energia inferior. Neste caso, a opacidade desta região para a transição correspondente a estes dois níveis de energia se torna negativa e, ao contrário do que ocorre usualmente, a probabilidade de transmissão do fóton, que deveria diminuir conforme aumenta a coluna de material atravessado, aumenta. Isto ocorre pois a emissão de um fóton correspondente ao decaimento entre esses dois níveis é estimulada por um outro fóton de mesma energia que venha a interagir com o nível mais alto, superpopulado (Einstein, 1917). Como resultado, a emissão maser amplificada é freqüentemente muito mais intensa que o valor de corpo negro que regula a intensidade da emissão espontânea.

Para entender este efeito matematicamente, partimos da solução formal da equação de transferência radiativa (2.2), donde resulta que a intensidade I_ν é limitada superiormente pela função fonte S .

Esse resultado pode ser entendido de uma outra maneira se escrevermos a equação de transferência radiativa usando a temperatura de brilho e a função fonte para a linha, definida a partir da temperatura de excitação T_X (equação 2.7), de modo que:

$$\frac{dB_\nu}{d\tau_\nu} = B_\nu(T_X) - B_\nu(T_b). \quad (2.33)$$

Agora, visto que a função de Planck B_ν é uma função monotonicamente crescente da temperatura para uma dada frequência, temos que a temperatura de brilho da fonte não pode exceder a temperatura de excitação da linha: $T_b \leq T_X \sim T$ (a temperatura cinética do gás) pois, caso contrário, obteríamos $dI_\nu/d\tau_\nu < 0$.

Para baixas temperaturas, onde a emissão térmica é aproximada pela lei de Rayleigh-Jeans, a solução da equação (2.33) resulta

$$T_b = T_X [1 - \exp\{-\tau_\nu\}] + T_e \exp\{-\tau_\nu\}, \quad (2.34)$$

demonstrando que T_b não supera⁷ a temperatura de excitação na ausência de uma fonte externa de radiação T_e que ilumine a nuvem.

A solução, portanto, para a existência de fontes angularmente compactas com altíssimas temperaturas de brilho associadas a regiões com temperaturas inferiores a 100 K é a presença de moléculas com populações eletrônicas invertidas que resultem em temperaturas de excitação negativas para as fontes e coeficientes de absorção também

⁷ A situação de igualdade $T_b = T_X$ é obtida no caso de linhas opticamente espessas.

negativos. O resultado disso na equação (2.33) é que a temperatura de brilho deixa de ser limitada por T_x , e intensidades como as registradas por Bourke et al. (1970) que mediu valores de $T_b \sim 10^{15} K$, passam a ser possíveis. A interpretação física deste fato é que para $T_x < 0$ a profundidade óptica também é negativa, e portanto passa agir como um fator exponencial de amplificação na solução de (2.12)⁸.

II.4.1 Meio Interestelar como sítio dos *masers*:

O meio interestelar é um ambiente natural para os *masers* devido a duas propriedades fundamentais: as baixas densidades do gás nestas regiões e as grandes dimensões das nuvens moleculares.

Para que ocorra emissão maser é necessário que as populações dos níveis de energia das moléculas estejam fora de equilíbrio termodinâmico; isso ocorre apenas abaixo de um valor crítico de densidade $n_{cr} = A/K$, proporcional ao coeficiente de emissão espontânea A , e inversamente proporcional à taxa média de colisão $K = \langle \sigma v \rangle$. Valores da densidade crítica para moléculas diatômicas em gases com temperaturas típicas do meio interestelar são de 10^4 cm^{-3} , superiores às encontradas nas nuvens moleculares.

Para moléculas especiais como OH e H₂O que possuem um coeficiente A bastante elevado ($\sim 0,1$) os valores da densidade crítica a partir dos quais ocorre a termalização da população dos níveis de energia se tornam ainda mais altos, não sendo atingidos nem mesmo nos núcleos mais densos das nuvens moleculares. Deste modo, os níveis de energia destas moléculas não se encontram termalizados nem mesmo nas condensações onde se formam as estrelas, sendo esta a razão pela qual masers de OH e H₂O são bons traçadores dos sítios de formação estelar.

Além disso, o fator de ganho do maser é proporcional à densidade colunar de material atravessado pela radiação amplificada, $\tau_\nu \propto \int n dl$; como no entanto as densidades devem

⁸ O fator $\exp\{-\tau_\nu\}$ é chamado de ganho do maser.

ser baixas, apenas nas grandes dimensões das nuvens moleculares é que a emissão maser pode de fato se tornar significativa.

Enfim, além dessa característica de amplificação, a emissão estimulada também tende a ser direcional, colimada e polarizada, pois no processo de emissão tanto a direção quanto a fase do fóton incidente são reproduzidos. A emissão também tende a ser originada em regiões de pequenas dimensões angulares, com velocidades muito bem definidas, pois para que a emissão estimulada seja efetiva, não podem existir grandes desvios Doppler entre as diferentes porções da região de amplificação. As linhas de emissão maser também costumam ser mais finas que as esperadas a partir dos movimentos térmicos das regiões de amplificação por um fator 10 ou mais (Barrett 1966).

II.4.2 Masers de H₂O:

Conforme dito, os masers de hidroxila e água são especiais para o estudo de núcleos de formação estelar pois podem ser produzidos com relativa facilidade mesmo em zonas de altas densidades e temperaturas e o seu surgimento parece estar correlacionado ao de regiões HII compactas. Parece ainda existir uma diferença entre a ocorrência destes dois tipos de masers: enquanto masers de OH parecem estar associados em posição com as regiões HII compactas onde se formam estrelas massivas e persistem por quase toda a vida das mesmas (Genzel & Downes 1977), os masers de H₂O aparecem mais distantes das condensações centrais e em estágios evolutivos associados a grandes fluxos de material, como indicado pelas altas velocidades registradas em algumas linhas observadas (Moran & Rodrigues 1980, Elitzur 1992).

Em particular os masers de água são extremamente importantes na procura de regiões HII compactas e ultracompactas pois parecem surgir ainda nas fases iniciais da evolução estelar, enquanto o raio da região ionizada ainda é muito pequeno para ser observado diretamente (Lo 1975a, Habing & Israel, 1979, Reid & Moran 1981). Além disso, masers de H₂O também parecem traçar, em contraste com os de hidroxila, a formação de estrelas de baixa massa, sendo encontrados em associação com objetos de Herbig-Haro (Rodrigues, 1980).

A emissão em 22 GHz do maser de H₂O observada em nosso trabalho se origina da transição rotacional 6₁₆ - 5₂₃ como resultado da proximidade nos níveis de energia destes dois estados. A maioria dos masers de água foram encontrados em levantamentos feitos na direção de nuvens moleculares e posteriormente na direção de fontes IRAS e estão associados com estrelas em formação (Genzel & Downes 1977, 1979, Batchelor 1980, Braz & Epchtein 1983). O espectro dos masers de água destas regiões são complexos, podendo apresentar muitas componentes procedentes de posições espacialmente distintas da nuvem (figura 2.3). Imagens de VLBI mostram que estas emissões são em geral componentes espacialmente localizadas que se concentram em torno de aglomerados estelares jovens (Genzel 1981a) e até mesmo nos discos circunstelares de estrelas T-Tauri (Torrelles 2001). As grandes diferenças de velocidades encontradas entre as emissões destas componentes estão associadas com a ejeção de material causada pelos fortes ventos de estrelas O e B que varrem a região ao chocarem-se com as nuvens moleculares circundantes.

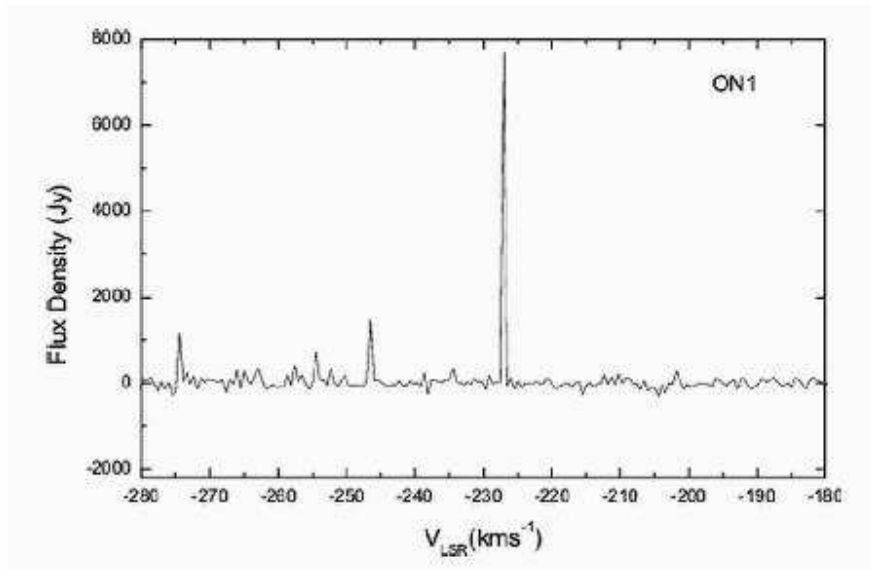


Figura 2.3 Masers de água observados na direção de uma região de formação estelar em Órion. Cada linha do espectro corresponde a emissão de componentes de diferentes velocidades providas de posições distintas dentro da nuvem (Esimbek 2003).

Forte variabilidade é detectada na emissão maser H₂O (Elitzur 1992) que devem estar associadas com o processo de excitação deste masers (Burke, 1978). A excitação dos

níveis de energia superiores pode ocorrer tanto por meio da incidência de uma radiação de maior energia como através de colisões. Para os masers de água existem modelos de excitação tanto colisional quanto radiativo. A excitação radiativa é geralmente atribuída à fótons infravermelhos do contínuo térmico da emissão de poeira, enquanto que os modelos de excitação colisional se valem de mecanismos que envolvem a colisão com moléculas de hidrogênio; é interessante observar que ambos os mecanismos necessitam que o maser de H_2O esteja deslocado de uma certa distância do objeto ionizante central – onde existam poeira e H_2 – como de fato é observado. Sítios de formação de estrelas de menor massa também são favorecidos por este cenário devido ao fluxo reduzido de fótons UV que diminui o efeito da dissociação do hidrogênio molecular e da poeira.

CAPÍTULO III

O COMPLEXO RCW 95

Apresentamos neste capítulo uma descrição detalhada de RCW 95, o que inclui os dados conhecidos sobre a região tanto em rádio quanto no infravermelho. Com isso, procuramos mostrar os resultados que motivaram nosso estudo e que dão suporte aos achados obtidos. Em particular, descrevemos detalhadamente as três fontes IRAS pertencentes ao complexo, dando especial relevância à fonte IRAS 15412-5359, que será estudada em detalhe nesta dissertação.

III.1 A ESTRUTURA RÁDIO DE RCW 95

III.1.1 Histórico – A Fonte Óptica e a Emissão Rádio:

A região do plano galáctico na direção da constelação de *Lupus* de coordenadas $l = 326^{\circ},65$ e $b = +0^{\circ},43$, foi primeiro identificada como uma fonte emissora de ondas rádio de 21cm por Bok et al. em 1955 (fonte BBW29400c). Alguns anos depois, Rodgers, Campbell e Whiteoak (1960) apresentaram os resultados de um levantamento de regiões emissoras de $H\alpha$ na direção das fontes detectadas por Bok. Este estudo foi conduzido com o telescópio de 8" de *Mount Stromlo* entre 5600 e 6000 Å, cobrindo todo o plano galáctico no Hemisfério Sul com $190^{\circ} < l < 12^{\circ}$ e identificou mais de 260 regiões de hidrogênio ionizado classificadas, segundo a definição de Strömgren (1948), como regiões HII. Neste catálogo RCW95 aparece como uma região compacta ($< 4'$ de diâmetro) dentro do complexo maior de $20' \times 20'$, denominado RCW 94.

Devido às suas reduzidas dimensões e às incertezas nas posições dos catálogos BBW ($>10'$) e RCW ($\sim 3'$) a identificação inequívoca de RCW 95 como uma região HII, foi adiada até 1968, quando Le Marne, também em *Mount Stromlo*, conduziu observações mais precisas e as comparou com dados rádio em 408 MHz de Kesteven (1968),

estabelecendo a associação da região óptica detectada por Rodgers et al. (1960) com a fonte rádio Kes 26, com 6,8 minutos de arco de diâmetro e fluxo $\sim 60\text{Jy}$.

Goss & Shaver (1970) e Shaver & Goss (1970) publicaram dois levantamentos na emissão de contínuo, um com o rádiotelescópio de Parkes em 5 GHz, com feixe $\sim 4'$ e outro em 408 MHz com a antena de Molongolo, que tem feixe $\sim 3'$ nesta frequência, onde mapearam todo o plano galáctico, identificando e determinando a morfologia de diversas fontes para as quais obtiveram também o fluxo e a medida de emissão em ambas frequências. O catálogo em 5 GHz serviu de base para nossa seleção de RCW 95 como região de estudo (figura 1.1), e foi utilizado por diversos autores como ponto de partida para a busca de regiões de hidrogênio ionizado⁹.

De fato, estudos posteriores em 5 GHz, na linha de recombinação H109 α feito por Wilson et al. (1970) e em H109 α e H110 α feito por Caswell & Haynes (1987) na direção de RCW 95 detectaram emissão com velocidades de $-44,5 \pm 0,1\text{ km/s}$ e $-43,0\text{ km/s}$ em relação ao Sistema Padrão de Repouso (*Local Standard of Rest*, V_{LSR}). Ambos autores mediram um fluxo da ordem de 35 Jy no contínuo de 5 GHz, para a região emissora de $3',3$ diâmetro. A temperatura eletrônica estimada em condições de ETL¹⁰, derivada a partir das temperaturas de antena da linha e do contínuo em 5 GHz foi de 6700K (Caswell & Haynes 1987).

Georgelin et al. (1994) estudaram com mais detalhe o plano galáctico na direção de $l = 328^\circ$ e identificaram uma complexa estrutura de velocidades na linha de recombinação H α , com zonas extensas de emissão difusa em -20 km/s , correspondente ao braço espiral de *Sagittarius-Carina* e em -40 km/s , correspondente ao braço de *Scutum-Crux*, que permeiam a emissão discreta e mais intensa. Esta emissão difusa é a responsável pelas linhas de absorção de metanol identificadas na direção de RCW 95, nas

⁹ Apesar da baixa resolução, o *survey* possui uma sensibilidade de $\sim 0,8\text{ Jy}$ e resultou num fluxo integrado para a região de 54 Jy, comparável com o valor fornecido por Kesteven.

¹⁰ A temperatura eletrônica pode ser estimada a partir da razão entre as temperaturas do contínuo e da linha de recombinação para uma mesma frequência por meio da relação $T_e = 1,01 \times 10^4 (T_L \Delta V / T_C)^{-0,87}$, onde ΔV é a largura à meia-altura da linha em km/s (Caswell & Haynes 1987).

velocidades de $-21,7$ km/s e $-42,9$ km/s por Caswell & Haynes (1987) e Peng (1992), respectivamente.

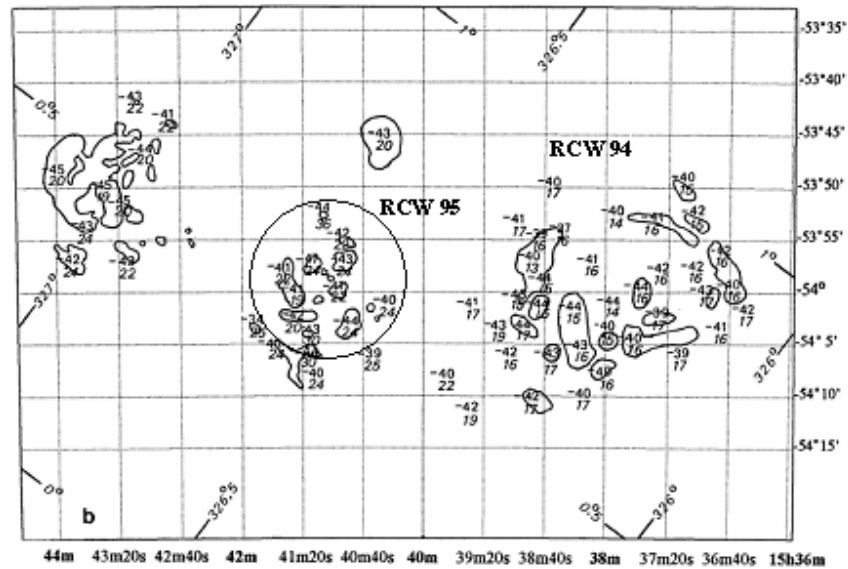


Figura 3.1 Mapa da emissão H α na direção das regiões HII RCW 94 e RCW 95. A área correspondente a RCW 95 mapeada em 43 GHz está indicada. Repare na estrutura altamente inhomogênea da região, indicando a presença de diversas fontes localizadas de hidrogênio ionizado ou a existência de absorção fortemente variável. As coordenadas indicadas referem-se ao equinócio B1950 (Georgelin et al. 1994).

As regiões HII nesta direção apareceram distribuídas nestes dois grupos com velocidades bem definidas e distintas sendo que RCW 95, com -40 km/s, encontra-se no grupo associado com o braço de *Scutum-Crux*, a uma distância cinemática de 2.4 kpc (Giveon 2002). A figura 3.1 mostra o mapa de H α dos complexos RCW 94 e RCW 95, indicando a região mapeada neste trabalho. Repare na presença de inúmeras condensações de gás, revelando uma estrutura altamente inhomogênea na escala de 10 pc, conforme indicado pelos autores.

Com relação às distâncias cinemáticas determinadas a partir das velocidades das linhas de recombinação do hidrogênio, diferentes valores são encontrados na literatura, dependendo do modelo utilizado para a curva de rotação. Além do valor citado de Giveon et al. (2002), Caswell & Haynes (1987) utilizaram um modelo com $R_0 = 10$ kpc e parâmetros da curva de rotação determinados por Schimdt (1965) e obtiveram um valor

maior, de 3,3kpc. Um valor semelhante de $3,3 \pm 0,7$ kpc foi obtido por Wilson et al. (1970).

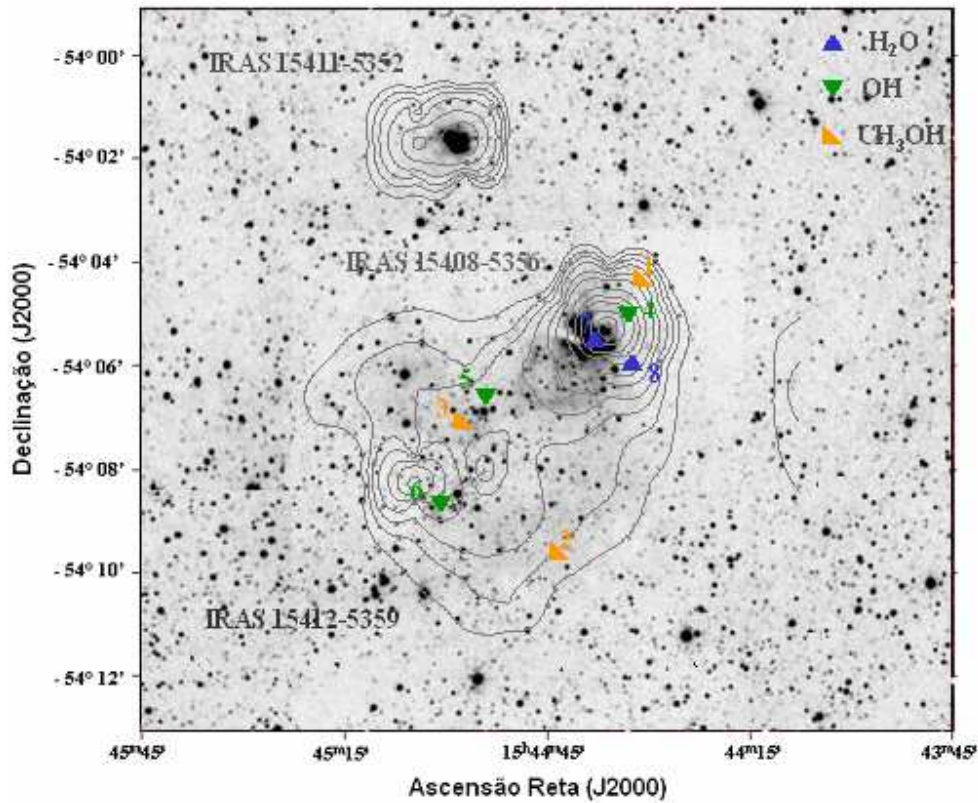


Figura 3.2 Contornos em 12 μ m do contínuo da emissão de poeira obtidos pelo satélite MSX, superpostos à imagem na banda K do 2MASS. Os símbolos coloridos indicam a posição das emissões maser detectadas na região, compiladas da literatura.

III.1.2 Masers e Linhas Moleculares:

Além destes estudos no contínuo e em linhas de recombinação, diversos levantamentos foram feitos na busca por emissões maser e linhas moleculares na direção de RCW 95. A tabela 3.1 mostra uma compilação de todas as observações conduzidas neste sentido, indicando as frequências usadas e o correspondente tamanho do feixe. Na quarta e quinta colunas apresentamos a fonte IRAS indicada pelos autores como estando associada à linha maser detectada e a distância entre a posição da linha e a respectiva fonte infravermelha. Esta informação é importante porque na maioria dos casos citados as observações foram conduzidas com antenas de prato único, com feixes extensos que não

permitiam definir a posição do maser dentro do complexo, resultando numa associação muitas vezes “formal” entre a emissão maser e a fonte IRAS, freqüentemente condicionada pelo catálogo a partir do qual o levantamento foi conduzido.

Num estudo mais detalhado da região, no entanto, pudemos descobrir a quais porções do mapeamento rádio ou a quais fontes infravermelhas estas emissões estão realmente associadas. Em particular, chamamos atenção para as linhas 2 e 6, distantes mais de 2’ das suas respectivas fontes IRAS e que através de nosso mapeamento revelaram-se associadas a características até então desconhecidas da região. A figura 3.2 mostra a imagem em 2,2 μ m do complexo RCW95 e ajuda a ilustrar a situação.

# figura	emissão maser	referência	fonte IRAS associada	distância IRAS (’)	velocidade (km/s)	fluxo pico (Jy)	feixe
1	CH ₃ OH 6.7GHz	Batchelor et al., 80	15408-5356	1.6	-43.1	18	7’
2	CH ₃ OH 6.7GHz	Ellingsen et al., 96	15412-5359	2.1	-41.0	5.6	7’
3	CH ₃ OH 95GHz	Val’sts et al., 00	15408-5356	0.7	-39.4	15.8	0’.9
4	OH 4.7GHz	Cohen et al., 95	15408-5356	0.8	-44.0	< 0.29	4’.5
5	OH 4.7GHz	Cohen et al., 95	15412-5359	0.2	-40.0	<0.27	4’.5
6	OH 1.6GHz	Caswell et al., 98	15408-5356	2.5	-40.8	0.6	7’
7	H ₂ O 22GHz	Batchelor et al., 80	15408-5356	1.6	-38	780	1’.7
8	H ₂ O 22GHz	Kaufman et al., 77	15408-5356	–	-46	116	4’
linha molecular						TA (K)	
	CO 1→0	Whiteoak et al., 78		–	-40.9	13.3	2’.8
	CO 2→1	White et al., 83		–	-39.0	32.9	2’.3
	CS 2→1	Bronfman et al, 96		–	-38.8	7.27	0’.6
	NH ₃ (1,1)	VilasBoas et al, 00		–	-47.0	0.76	4’.2

Tabela 3.1 Listagem da emissão maser e molecular detectada na direção de RCW 95. Para os masers é fornecida a fonte IRAS associada. As linhas moleculares todas estão associada à fonte IRAS 15408-5356. A coluna (5) fornece a distância entre a linha maser e a respectiva fonte IRAS associada. Os números da coluna (1) fazem referência à figura 3.2.

A partir da figura 3.2 podemos distinguir algumas regiões interessantes, associadas às emissões maser identificadas na tabela 3.1. Em particular, chamamos atenção para as três fontes IRAS indicadas, das quais falaremos em detalhe a seguir, e para a linha de metanol de Ellingsen (1996), aparentemente distante de qualquer região de interesse segundo a imagem no IV-distante, mas para a qual fomos capazes de achar uma contrapartida no contínuo de rádio em 43GHz.

Além das emissões referenciadas na tabela 3.1, é interessante mencionar alguns surveys feitos na direção do complexo que resultaram em detecção negativa. Citamos em particular o *survey* na emissão de H₂O de Braz et al. (1989) que não identificou emissão acima do limite de 20Jy na direção de IRAS 15411-5352 e o *survey* de Caswell (1977) que procurou por emissão OH na direção da emissão maser de água de Kaufmann (1977) e também obteve resultado negativo. Esta última emissão, no entanto, foi posteriormente identificada por Cohen et al. (1995) com fluxos muito baixos, enquanto que as linhas de H₂O buscadas por Braz et al. na direção de IRAS 15411-5352 foram detectadas neste trabalho.

Conforme discutido no Capítulo II, a presença de masers em associação com regiões de emissão rádio livre-livre e fontes IRAS é um forte indicador da existência de associações OB de estrelas jovens e massivas, e estudos conduzidos por diversos autores nestas direções confirmaram que RCW95 abriga sítios de formação estelar associados com pelo menos duas das fontes IRAS existentes na região.

III.2 FONTES IRAS E A EMISSÃO IV EM RCW 95

O satélite IRAS conduziu um *survey* de todo o céu durante o ano de 1983, observando em quatro bandas do IV distante centradas em 12, 25, 60 e 100 μm . O catálogo de fontes pontuais (IRAS PSC) resultante deste mapeamento é um dos mais completos já produzidos no IV e foi decisivo no forte desenvolvimento pelo qual passou a astronomia de infravermelho na década de 80.

fonte	α (J2000) (graus)	δ (J2000) (graus)	f(12 μm) (Jy)	f(25 μm) (Jy)	f(60 μm) (Jy)	f(100 μm) (Jy)	L _{IRAS} (W/s)	cor IRAS
15408-5356	236,1784	-54,0989	162,8	1.678	10.460	16.760	$7,32 \cdot 10^{31}$	1,81/1,01
15411-5352	236,2521	-54,0383	117,0	1.152	4.455	16.760	$2,92 \cdot 10^{31}$	1,58/0,99
15412-5359	236,2643	-54,1522	56,7	232,0	10.460	16.760	$6,34 \cdot 10^{31}$	2,27/0,61

Tabela 3.2 Parâmetros das fontes IRAS detectadas em RCW 95. As cores IRAS fornecidas são (S_{60}/S_{12}) e (S_{25}/S_{12}). Repare que o fluxo em 100 μm é igual para todas as três fontes e corresponde ao limite de saturação do detector.

O IRAS PSC foi construído com sensibilidade de 0,5 Jy nas bandas de 12, 25 e 60 μm e de 1,5 Jy em 100 μm . A resolução do *survey* é baixa, variando entre 0,5 minuto de arco em 12 μm até 2' em 100 μm . A posição das fontes é fornecida com precisão de $\sim 20''$, o que dificulta a identificação de suas contrapartidas estelares no IV-próximo.

Na direção de RCW 95 existem três fontes IRAS, cujos fluxos são apresentados na tabela 3.2. A luminosidade total integrada nas quatro bandas IRAS é fornecida na coluna (7). Além da emissão térmica livre-livre e da presença de *masers*, um importante indicador da existência de estrelas massivas jovens embebidas em nuvens moleculares é um critério de cores desenvolvido por Wood & Churchwell em 1989. Este critério apóia-se na descoberta crucial de que as fontes IRAS associadas com estrelas do tipo O apresentam uma distribuição espectral de energia muito similar entre si nas bandas do IV distante observadas pelo satélite IRAS. Os autores determinaram que o melhor critério para seleção destas fontes dentro do catálogo IRAS de fontes pontuais (IRAS PSC) é através das cores (S_{60}/S_{12}) e (S_{25}/S_{12}), fornecidas na coluna (8) da tabela 3.2.

Segundo o critério empírico por eles estabelecido, a fonte é candidata a região HII compacta e portanto um provável sítio de formação de estrelas massivas, se satisfaz $\log(S_{60}/S_{12}) \geq 1.30$ e $\log(S_{25}/S_{12}) \geq 0.57$. Como pode ser observado, todas as três fontes na direção de RCW 95 satisfazem este critério e devem abrigar estrelas OB; observe que a fonte IRAS 15412-5359 satisfaz apenas marginalmente o critério $\log(S_{25}/S_{12}) \geq 0.57$, sendo essa a provável razão de ela não ser classificada como uma região compacta na literatura.

III.2.1 Emissão Extensa no IV:

Com relação à nebulosa IV, duas importantes fontes de informação são: i. os dados do satélite MSX, que imageou a emissão térmica da poeira quente ($\sim 100\text{K}$) em quatro bandas distintas do IV médio, entre 8 e 25 μm , com sensibilidade de 1Jy (figura 3.2) e ii. os dados da emissão de poeira fria ($\sim 30\text{K}$) com alta densidade colunar em 1,2mm do *survey* de Faúndez et al. (2004), feito com o SIMBA *array* do telescópio SEST com resolução de $24''$ (figura 3.3).

Em ambos os mapeamentos é possível identificar forte emissão na direção das três fontes IRAS, indicando que todas são regiões jovens ainda envolvidas pelo gás e poeira da nuvem molecular precursora. Além disso, é interessante notar que a imagem MSX mostra uma fonte extensa na direção do maser de Ellingsen (número 2 da tabela 3.1), sugerindo a presença de alguma fonte estelar obscurecida responsável pelo aquecimento da poeira nesta direção e mostrando que provavelmente este maser não deve estar associado à fonte IRAS 15408-5356.

fonte	α (J2000) (graus)	δ (J2000) (graus)	2MASS (2.2 μm)	MSX (8 μm)	SEST (1.2 mm)	Br γ (3.4 μm)	θ (")
15408-5356	236,1784	-54,0989	3,1 \pm 0,6	21 \pm 3	28,2	225 \pm 7	20
15411-5352	236,2521	-54,0383	0,4 \pm 0,1	75 \pm 5	11,5	21,7 \pm 2	10
15412-5359	236,2643	-54,1522	0,3 \pm 0,1	16 \pm 2	–	–	–

Tabela 3.3 Emissão IV extensa associadas às fontes IRAS em RCW95. Os fluxos são fornecidos em Jy (10^{-26} W/m²) e o diâmetro angular na coluna (8) refere-se à emissão extensa em 2.2 μm . Os valores referentes à fonte IRAS 15412-5359 foram calculados neste trabalho.

Note ainda na figura 3.3 a presença de uma quarta fonte, não relacionada à nenhuma das três fontes IRAS da região ou a qualquer aglomerado de estrelas conhecido. Apesar de não ser identificada como uma fonte individual pelos autores, suas coordenadas ($\alpha = 15^{\text{h}}44^{\text{m}}55^{\text{s}}$ e $\delta = -54^{\circ}07'30''$) sugerem que ela esteja ligada às fontes IRS 10 e IRS 14 do mapeamento de Roman-Lopes & Abraham (2004), cujo estudo no IV-próximo concluiu serem estrelas de tipos O6V e B0V, respectivamente, ambas com excesso e provavelmente responsáveis pelo aquecimento da poeira observada no mapa MSX.

Ambos mapeamentos identificaram intensa emissão associada à fonte IRAS 15412-5359, mas apesar disto, Faúndez et al. não estudaram-na em separado pois ela não preenchia o critério de seleção de fontes usados no levantamento, que era a presença de emissão de CS intensa e com asas nas linhas associadas a fenômenos de *outflow*.

A seguir discutimos em detalhe as informações disponíveis na literatura sobre cada uma das três fontes IRAS do complexo. Os seus espectros IV são exibidos nas respectivas seções.

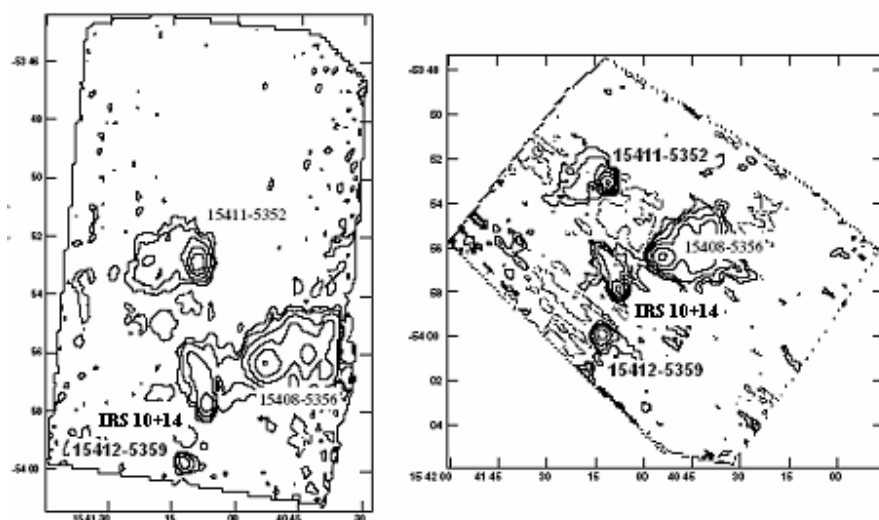


Figura 3.3 Emissão de poeira em 1,2 mm (Faúndez et al. 2004). As coordenadas de ascensão reta e declinação são dadas para o equinócio de B1950. Repare na contrapartida milimétrica das fontes IV IRS 10 e IRS 14 de Roman-Lopes & Abraham (2004).

III.2.2 A fonte IRAS 15408-5356:

Como pode ser observado na tabela 3.2, esta é a mais intensa fonte IRAS em RCW 95, sendo a região HII inicialmente identificada por Rodgers et al. (1960) e depois estudada em linhas de recombinação por Wilson et al. (1970) e Caswell & Haynes (1987). Sua contrapartida rádio foi detectada em 1970 por Goss & Shaver na frequência de 5 GHz (figura 1.1) e devido às baixas resoluções dos mapeamentos conduzidos na direção de RCW 95 esta fonte permaneceu durante muito tempo como o único alvo de estudos na região. Este fato é aparente na tabela 3.1, que mostra que a maior parte dos masers foram procurados em sua direção.

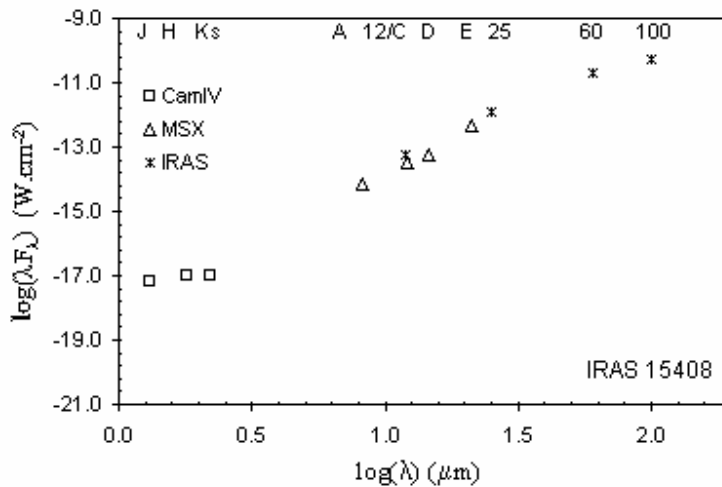


Figura 3.4 SED no infravermelho da fonte IRAS 15408-5356. A contrapartida MSX é a fonte G326.6570+00.5912. Os dados da CamIV (LNA) referem-se à fonte IRS 1 de Roman-Lopes & Abraham (2004) indicada na figura 3.6, parte do aglomerado DBS 95 de Dutra et al. (2003). A luminosidade IV da fonte equivale a uma estrela de tipo espectral O3V.

O estudo desta região foi primeiro conduzido por Dutra et al.¹¹ (2003) que utilizaram dados do catálogo 2MASS para procurar por aglomerados de estrelas jovens, identificando duas associações estelares: DBS95, um aglomerado estelar embebido, ligado diretamente com a fonte IRAS, com dimensões de $4' \times 2'$ e DBS96, $\sim 1'$ ao sul do primeiro, mais compacto ($2' \times 2'$) e pouco obscurecido.

Simultaneamente, Roman-Lopes & Abraham (2004) observaram a região no IV-próximo (filtros *J*, *H* e *K_s*) com mais resolução, utilizando a câmera infravermelha (CamIV) acoplada ao telescópio Boller & Chivens de 0,6 m do LNA (Laboratório Nacional de Astrofísica). Neste estudo, os autores catalogaram 136 objetos na região, dentre os quais 40 estrelas OB, espalhadas por uma região de 3,3 minutos de arco de diâmetro ao redor da fonte IRAS. Os autores classificaram todos os objetos da região como parte de um único aglomerado de estrelas jovens, extenso e muito rico em objetos; os dados recentes de Faúndez et al. (2004) em 1,2 mm e o mapa de MSX da região sugerem, no entanto, que as fontes IRS 10 e IRS 14 de seu catálogo possam ser identificadas com um objeto distinto dos aglomerados DBS 95 e DBS 96, aos quais está ligada a fonte IRAS 15408-

¹¹ catálogo online: <http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?/A&A/400/533>

5356; esta distinção só poderá ser afirmada com certeza na presença de dados espectroscópicos, por exemplo, que permitam determinar com exatidão os tipos espectrais das estrelas e assim, por meio de ajustes de corpo negro à sua SED determinar de modo independente a distância à cada objeto, permitindo deste modo uma imagem tri-dimensional da distribuição de estrelas na região.

Com auxílio do catálogo de fontes pontuais do stéelite MSX, com precisão astrométrica superior à do satélite IRAS ($\sim 2''$), Roman-Lopes & Abraham puderam identificar a contrapartida no IV-próximo da fonte IRAS, nomeada por eles como IRS 1, uma estrela de tipo espectral O3, de coordenadas J2000 $\alpha = 15^{\text{h}}44^{\text{m}}43^{\text{s}},4$ e $\delta = -54^{\circ}05'53'',7$, que seria a principal responsável pela ionização da região.

A emissão livre-livre de 39,4 Jy em 5 GHz identificada nesta direção¹² foi atribuída a nove objetos com tipos espectrais superiores a B0, que juntos produzem um fluxo em torno de 10^{50} fótons/s no contínuo de Lyman, suficiente para explicar a emissão rádio observada.

A figura 3.5 mostra o mapa das fontes IV identificadas na região, indicando a posição das fontes ionizantes e a localização dos aglomerados no catálogo DBS. Repare ainda na posição dos masers identificados, que aparecem associados aos dois aglomerados do catálogo DBS e à fonte em 1,2 mm, sempre próximos a um objeto ionizante. Uma outra característica interessante sobre a localização dos masers é que as emissões de diferentes elementos (H_2O e OH, por exemplo) em geral não coincide, um fato bastante conhecido e atribuído à associação das diversas espécies com diferentes estágios evolutivos na formação de estrelas massivas. (Garay & Lizano 1999).

¹² Este cálculo foi feito para toda a região imageada no IV-próximo pelos autores, e não considera a divisão por nós estabelecida a partir dos dados em 1,2 mm de Faúndez et al. (2004).

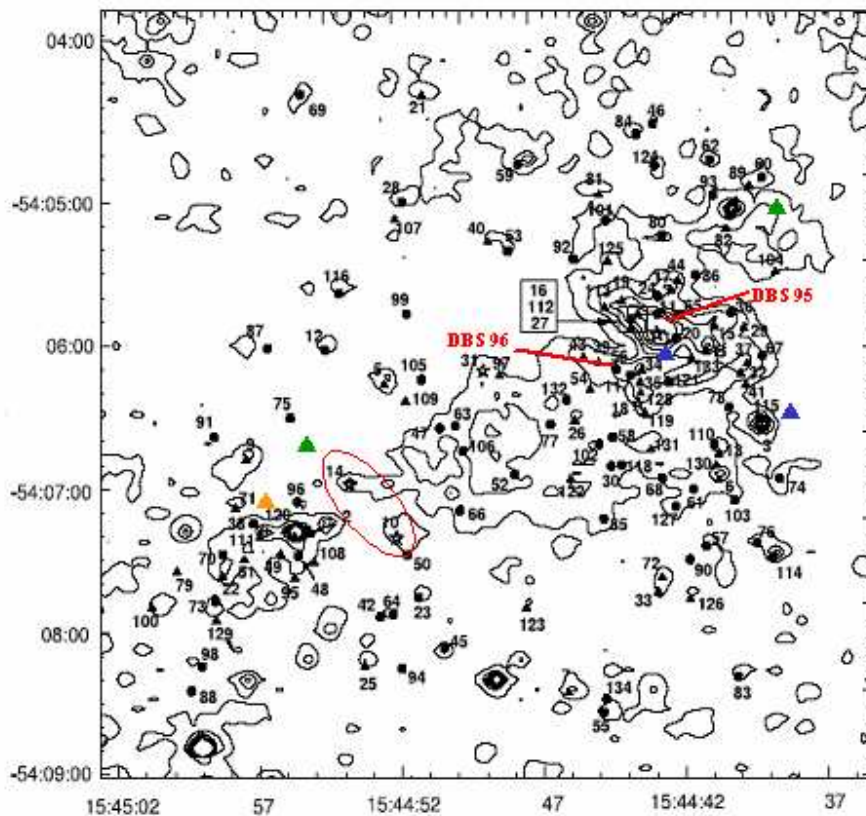


Figura 3.5 Mapa de contornos na banda K do infravermelho ($2,2 \mu\text{m}$) obtida no LNA por Roman-Lopes & Abraham (2004) da região ao redor da fonte IRAS 15408-5356. Os triângulos indicam as posições de linhas masers de água (azuis), hidroxila (verdes) e metanol (amarelo). O contorno vermelho marca a região das fontes ionizantes IRS 10 e IRS 14 do catálogo de Roman-Lopes & Abraham, direção em que detectamos uma fonte pontual no contínuo de 43 GHz. As estrelas ionizantes do aglomerado são indicadas por uma estrela e as fontes com excesso pelos pontos pretos.

III.2.3 A fonte IRAS 15411-5352:

A fonte IRAS 15411-5352 é uma região mais controversa e apesar de apresentar cores IRAS de região HII compacta sua natureza só foi esclarecida recentemente (Roman-Lopes & Abraham 2006) com a conclusão de um imageamento conduzido no LNA nas bandas J, H e K_s do IV-próximo e na linha de recombinação de $\text{Br}\gamma$, que identificou um aglomerado de estrelas jovens na direção da fonte, derrubando assim a hipótese mais aceita de que ela estivesse associada a uma nebulosa planetária com cores muito avermelhadas (Noumaru & Ogura 1993).

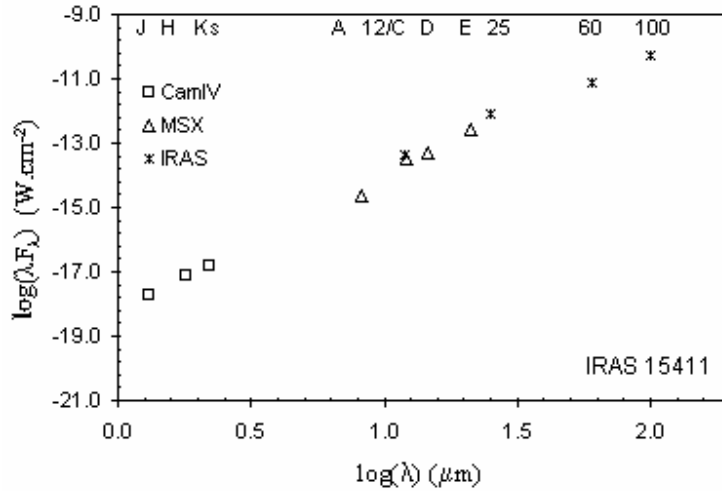


Figura 3.6 SED no infravermelho da fonte IRAS 15411-5352. A contrapartida MSX é a fonte G326.7249+00.6159. Os dados da CamIV (LNA) referem-se à fonte IRS 1 de Roman-Lopes & Abraham (2006). A luminosidade IV da fonte equivale a uma estrela do tipo O8.5v.

No que diz respeito à nebulosa imageada na direção da fonte IRAS, os autores a separaram em duas componentes, uma mais extensa (região HII compacta), com diâmetro de 10", e outra compacta (região HII ultra-compacta), com tamanho angular inferior a 2", e usaram a equação 2.27 para estimar o número de fótons ionizantes necessários para responder pelo fluxo detectado na linha de Br γ (12,6Jy para a componente extensa e 9,1Jy para a fonte compacta). O limite inferior obtido para produzir a emissão de ambas as componentes juntas foi de $3,8 \times 10^{48}$ fótons/s, correspondente à luminosidade UV de uma estrela de tipo espectral O8V. Apenas uma fonte ionizante, a contrapartida no IV-próximo (IRS 1) das fontes MSX 326.7238+00.6148 e IRAS 15411-5352, de tipo espectral O8.5V, com coordenadas J2000 $\alpha = 15^{\text{h}}44^{\text{m}}59^{\text{s}},5$ e $\delta = -54^{\circ}02'17'',4$ foi considerada a responsável pela ionização de toda a região. Usando a equação 2.29 os autores estimaram um fluxo de $\sim 1,5$ Jy em 43 GHz proveniente da região observada em Br γ .

Para explicar a ionização da região associada à emissão extensa pela fonte IRAS embebida no casulo mais denso de gás, os autores invocaram o mecanismo de *champagne flow*, proposto por Tenorio-Tagle (1979), no qual a frente de ionização, após romper parte do casulo que envolve a estrela, permite que os fótons UV saiam para o

exterior menos denso e prossigam assim ionizando regiões mais extensas da nuvem molecular, de acordo com a geometria imposta pela distribuição do material no entorno. Um modelo desenvolvido por Kim & Koo (2001) com base neste mecanismo é compatível com uma estrutura irregular da frente de ionização como a encontrada por Roman-Lopes & Abraham (2006) para o caso de IRAS 15411-5352 em imagens do satélite SPTIZER.

No que diz respeito às regiões HII compactas e ultra-compactas, Kim & Koo encontraram, de fato, diversos outros exemplos desta dinâmica de ionização e puderam concluir que os fluxos observados como provenientes das regiões extensas ao redor dos casulos das fontes ionizantes embebidas têm origem provavelmente num único objeto massivo, embebido na região mais compacta. Já com relação à componente da emissão livre-livre de mais larga escala, geralmente observada em radiofrequências, os autores concluíram que deve ter origem em outras fontes ionizantes, pertencentes a associações OB formadas em diferentes épocas da vida da nuvem (Garay & Lizano 1999).

III.2.3 A Fonte IRAS 15412-5359:

Apesar de bastante brilhante nas bandas mais distantes do infravermelho (60 e 100 μm , vide tabela 3.2), a fonte IRAS 15412-5359 apresenta emissão bem menos intensa que as duas anteriores, tanto no IV mais próximo quanto em rádio e, talvez por esse motivo, a região foi pouquíssimo estudada até agora. De fato, devido à sua proximidade ($\sim 3'$) com a fonte IRAS 15408-5356, objeto central dentro do complexo RCW 95, sua emissão em 5GHz (Goss & Shaver 1970, figura 1.1) aparece totalmente encoberta pela estrutura extensa associada à esta outra e não permite identificar nenhuma contrapartida rádio para a fonte IV-distante.

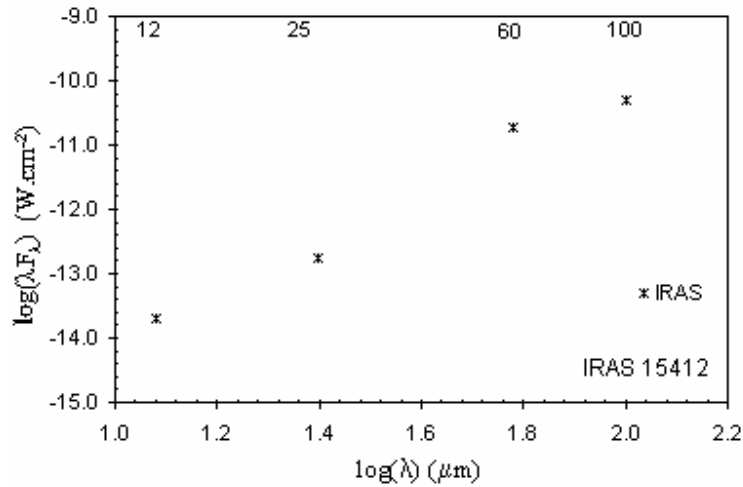


Figura 3.7 Distribuição espectral de energia no IV-distante da fonte IRAS 15412-5359. No Capítulo V apresentaremos uma SED completa no IV para a fonte.

Apenas cinco artigos foram encontrados na literatura fazendo referência à fonte, com alguns resultados bastante interessantes, no entanto. No que diz respeito à emissão rádio, a procura por *masers* em RCW 95 (tabela 2.2) resultou na identificação de duas linhas em sua direção: o maser de OH de Cohen et al. (1995), coincidente em posição com a fonte IRAS e importante sinalizador da presença de estrelas OB na região e o maser de metanol de Ellingsen et al. (1996), que neste estudo verificamos estar associado à uma segunda estrutura na porção sul da nuvem.

Volk & Cohen (1989) estudaram a distribuição espectral de energia (SED) da fonte no infravermelho, entre 8 e 25 μm , e classificaram-na como uma provável região HII, com emissão crescente em direção aos comprimentos de onda maiores. No entanto, em detalhamentos posteriores (Kwok et al. 1997, Faúndez et al. 2004), a região foi sempre tratada em associação com IRAS 15408-5356 no que diz respeito à emissão extensa e nenhum estudo da população estelar foi conduzido até o presente momento em sua direção.

CAPÍTULO IV

MAPEAMENTO EM RÁDIOFREQUÊNCIAS

Neste capítulo tratamos dos processos de observação e redução dos dados rádio. Após a descrição do equipamento utilizado e das calibrações aplicadas às observações radioastronômicas, apresentamos o mapeamento feito no contínuo em 43 GHz, analisando a estrutura rádio da região. Em seguida, falamos do levantamento dos *masers* de água conduzidos na direção do complexo, discutindo a técnica de pontilhamento e de identificação das linhas observadas.

IV.1 O RADIOTELESCÓPIO DO ITAPETINGA

As observações radioastronômicas utilizadas neste trabalho foram feitas no rádio observatório do Itapetinga (figura 4.1), localizado em Atibaia, 60 km ao norte da cidade de São Paulo ($\phi = -23^{\circ}11'$ e $\lambda = 46^{\circ}33'W$) a uma altitude de 900 m acima do nível do mar, num vale natural cercado por montanhas que protegem o sítio da interferência de sinais de comunicação da cidade.

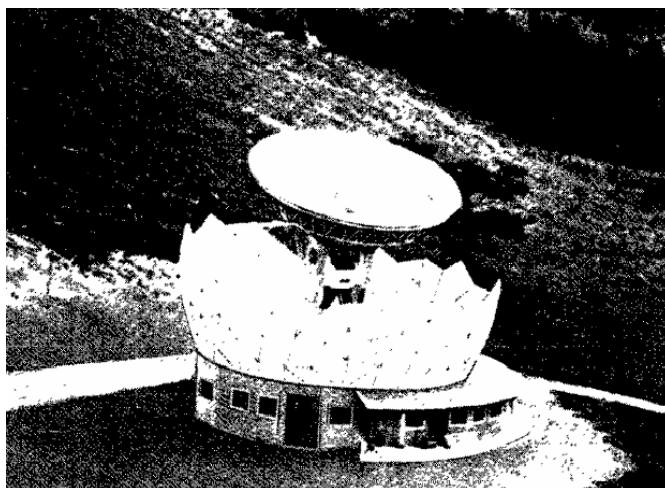


Figura 4.1 Imagem da antena de 13,7m do radiotelescópio do Itapetinga, em Atibaia, durante a construção da redoma, em 1971 (Penzias 1973).

O rádio telescópio, construído pela companhia norte-americana ESSCO e inaugurado em 1972, consiste numa antena de precisão para ondas milimétricas de 13,7 m de diâmetro instalada dentro de uma redoma, sendo operacional na faixa de 10 a 100 GHz (Kaufmann 1971). Este observatório foi o primeiro no mundo a utilizar uma antena fechada em redoma como solução para os problemas de instabilidade dinâmica introduzidos pelo vento e por variações de temperatura no ciclo circadiano. Apesar destas vantagens, a redoma tem o potencial de introduzir outros problemas como a atenuação do sinal observado, o aumento da temperatura de sistema e a interferência por ondas estacionárias (Penzias 1973). Outro problema associado ao acúmulo de humidade na superfície da redoma foi contornado através de técnicas de calibração próprias (Abraham & Kokubun 1992); no entanto, as observações com redoma molhada inevitavelmente aumentam o nível de ruído e não são recomendadas, sendo utilizadas apenas em situações em que se fazem indispensáveis para o estudo, como no caso do acompanhamento de variabilidade, por exemplo.

A antena possui montagem alto-azimutal, sendo o rastreamento feito por dois pares de quatro motores cada, que executam os movimentos em elevação e azimute. O apontamento das fontes astronômicas é feito através de um computador que utiliza as leituras de posição fornecidas pelos decodificadores, com precisão de milésimos de grau (em nossas observações os erros de apontamento foram mantidos sempre inferiores a 20"). O fator de transmissão da redoma nas frequências utilizadas é da ordem de 0,8.

As observações no contínuo foram feitas na frequência de 43 GHz. O receptor utilizado foi um mixer banda-K à temperatura ambiente com banda passante de 1 GHz, que fornecia uma temperatura de sistema $T_{sys} \approx 700$ K, sendo a resolução angular de $\sim 2'$. Elas estenderam-se por vários meses, desde Agosto de 2004 até Dezembro de 2005¹³. Para as observações espectroscópicas dos *masers* de água utilizou-se um radiômetro criogênico ($T_{sys} \approx 200$ K) de alta sensibilidade na faixa de frequências compreendida entre 21,7 e 24,1 GHz, ao qual estava acoplado um analisador espectral acusto-óptico de

¹³ As observações das fontes maser de água foram realizadas pelo Dr. Alexandre Roman-Lopes.

2048 canais, com resolução de 70 kHz (correspondente a 0,9 km/s em velocidade na frequência de 22,2GHz) e banda passante de 41 MHz. A resolução angular do radiotelescópio nesta frequência é de 4',2. Os *masers* foram observados em duas campanhas, entre os dias 4-7 e 19-21 de Março de 2004.

IV.2 CALIBRAÇÃO DAS OBSERVAÇÕES

A aproximação de Rayleigh-Jeans para a lei de Planck em frequências rádio mostra que a densidade de fluxo de uma fonte é proporcional à sua temperatura:

$$S_{\lambda} = \frac{2kT_b}{\lambda^2} \Omega. \quad (4.1)$$

À temperatura T_b assim definida, damos o nome de temperatura de brilho, e ela representa a temperatura equivalente de um corpo-negro que emite uma intensidade B_{λ} . No caso de fontes térmicas como as regiões HII, ela representa uma medida da temperatura física real (temperatura eletrônica T_e no caso da emissão livre-livre) da fonte, quando a região observada é ópticamente espessa (conforme equação 2.3), enquanto que para fontes não térmicas ela carece de significado e serve apenas como uma escala de medida de fluxo.

Em radioastronomia, no entanto, a grandeza diretamente medida não é a temperatura de brilho, mas sim a temperatura de antena, proporcional à convolução entre a forma do feixe da antena e o perfil de temperatura da fonte observada. O fator de proporcionalidade depende da atenuação atmosférica e da redoma e da eficiência da antena. Como pode ser visto na figura 4.2, a atenuação atmosférica nas frequências observadas é relativamente baixa (inferior a 1dB), devendo-se principalmente à emissão da molécula de água, o que torna importante que as observações sejam feitas em dias secos e sem nuvens.

É necessário também estabelecer uma conversão entre o sinal de voltagem do radiômetro e o fluxo efetivamente medido. A constante radiométrica C estabelece esta conversão; sua determinação deve ser refeita de tempos em tempos para compensar variações do ganho do receptor. Na prática seu cálculo é feito introduzindo-se uma fonte de ruído de temperatura conhecida entre os terminais do receptor e medindo a voltagem de saída do sistema; a constante radiométrica é então dada pela razão $C = T_{\text{ruído}}/V_{\text{ruído}}$.

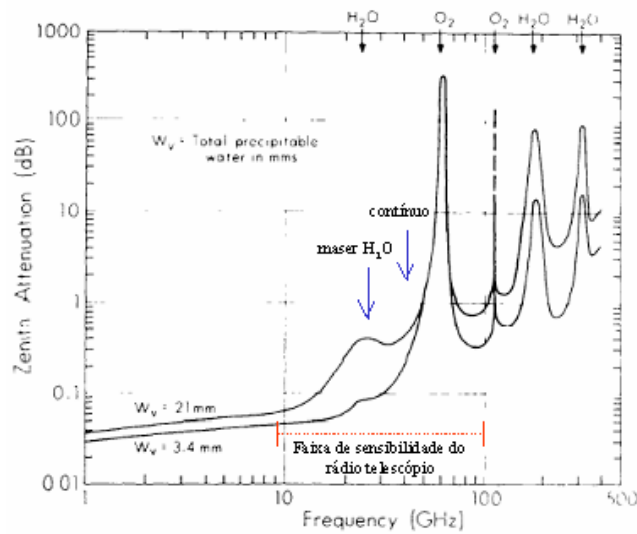


Figura 4.2 Atenuação atmosférica como função da frequência para a faixa de sensibilidade do rádio telescópio do Itapetinga. As setas azuis marcam as posições de observação dos masers de água e do mapa de contínuo.

Sendo a temperatura de antena T_A o resultado da convolução da temperatura de brilho da fonte com o feixe da antena, é necessário fazer a deconvolução dos perfis observados para se obter o valor de T_b buscado. De modo geral, o tamanho angular da fonte θ_s se relaciona com o tamanho do feixe θ_b através da expressão $\theta_{obs}^2 = \theta_b^2 + \theta_s^2$. A relação entre as temperaturas de antena e de brilho é dada então por:

$$T_b \theta_s^2 \propto \eta_{MB} T_A (\theta_s^2 + \theta_b^2) = S \lambda^2 / 2k, \quad (4.2)$$

onde η_{MB} , a eficiência da antena, é obtida a partir da observação de uma fonte pontual ($\theta_s \ll \theta_b$) de fluxo conhecido, para a qual a expressão (4.2) reduz-se a

$$S = \eta_{MB} 2kT_A \theta_b^2 / \lambda^2 \quad (4.3)$$

Em nosso caso, usamos a radiofonte Virgo A para calibração absoluta da escala de temperaturas do radiotelescópio. A densidade de fluxo fora da atmosfera S_0 é dada então por:

$$S_0 = 2k\eta_{MB}T_A / \lambda^2 e^{\tau_{am}}, \quad (4.4)$$

onde τ_{am} é a profundidade óptica da atmosfera na frequência de observação.

Quando a fonte é extensa, o processo de obter a temperatura de brilho a partir da temperatura de antena fornecida pelo radiotelescópio é muito mais complexo e envolve a determinação do fator de preenchimento do feixe.

Durante o processo usado para determinação da constante radiométrica são também feitas as calibrações necessárias para corrigir a temperatura de antena dos efeitos da absorção atmosférica e atenuação da redoma. Esta técnica, baseada na medição de uma fonte de ruído a temperatura ambiente foi introduzida para evitar a necessidade de longas medidas da opacidade atmosférica em função da elevação (Penzias & Burrus 1973) e estendida para incluir os efeitos da presença de uma redoma (Abraham & Kokubun 1992).

Neste processo de calibração, a constante radiométrica C é obtida por meio de observação da fonte de ruído, conforme descrito anteriormente. A temperatura do céu, considerando-se a contribuição da redoma, que emite com temperatura T_{Rad} é dada por

$$T_{céu} = \eta T_{am} (1 - e^{-\tau \sec z}) + T_{rad}, \quad (4.5)$$

sendo $T_{c\acute{e}u} = CV_{c\acute{e}u}$ e a secante do ângulo zenital ($\sec z$) foi introduzida na equação para corrigir a opacidade τ_0 no zênite pelas variações na elevação da fonte.

A temperatura da fonte fora da atmosfera relaciona-se com a temperatura de antena observada por meio da equação 4.4, que combinada com (4.5) resulta em $T_{A0} = KT_A$, onde a constante K é dada por¹⁴

$$K = \frac{C_{load}/C}{1 + (\eta - 1)(C_{load}/C)}, \quad (4.6)$$

e onde $C_{load} = T_{load} (V_{load} - V_{c\acute{e}u})^{-1}$.

Além dos procedimentos descritos, as observações dos masers necessitaram ainda da calibração das velocidades radiais das linhas. Para isso foram feitas medidas com um gerador de sinais que produz pulsos monocromáticos de frequências conhecidas (no caso 40, 50, 60, 70 e 80 MHz) permitindo ajustar a escala de velocidades das observações espectroscópicas. A partir de um ajuste da variação da frequência em função do número de canais correspondentes, calibrou-se a escala de velocidades através da relação Doppler $\Delta\nu/\nu = v/c$, onde c é a velocidade da luz e v a frequência da transição observada.

IV.3 MAPEAMENTO NO CONTÍNUO EM 43GHz

IV.3.1 Técnicas Observacionais:

As observações de contínuo em 43 GHz do complexo RCW 95 foram feitas por meio da técnica de varreduras. Nesta técnica a área a ser mapeada (região extensa com 20' de diâmetro em 5 GHz) foi dividida em cortes que foram varridos individualmente pelo feixe da antena e depois combinados para produzir um mapa bidimensional da região. O

¹⁴ Assumimos aqui que $T_{c\acute{e}u} \approx T_{load} \approx 300$ K, e que $T_R \ll T_{load}$.

mapeamento foi centrado na direção da fonte IRAS 15408-5356 [$\alpha(J2000) = 15^h 44^m .8$ e $\delta(J2000) = -54^\circ 05' .9$], deslocada de $1',3$ a noroeste do máximo de emissão em 5 GHz (Goss & Shaver 1970).

As varreduras foram feitas em ascensão reta, direção em que a emissão em 5GHz é mais estreita, e tiveram uma extensão de $45'$ no céu. A duração da varredura é de 20 segundos, e neste trajeto são registrados valores de fluxos para 81 pontos igualmente espaçados na trajetória do feixe. De fato, como os 2,85s iniciais e finais de cada varredura correspondentes ao tempo de estabilização da antena após reversão do movimento são excluídos, os pontos registrados em ascensão reta estão separados de $24''$ e a varredura tem um tamanho efetivo de $32'$. Apesar da fonte ser bem mais estreita, este valor é necessário para que se tenha uma boa amostragem do céu para subtração da linha de base dos dados. Os cortes em declinação foram espaçados de $1'$, permitindo assim uma superposição de meio feixe entre cada um deles. Foram feitos seis cortes para o norte e seis para o sul da fonte central.

Em nosso caso, apenas a região central da fonte que aparece no mapa de 5 GHz, com $12'$ em declinação, foi mapeada pois o restante da nuvem possui uma emissão muito fraca, abaixo da sensibilidade de nossos equipamentos. De fato, o contorno mais baixo observado possui temperatura de antena de 0,01 K após uma hora de integração, correspondente a um fluxo ~ 1 Jy (3σ acima do ruído da linha de base).

Para se fazer um mapa de uma região extensa é preciso que não apenas as fontes principais sejam medidas e seus fluxos bem determinados, mas também que as componentes extensas sejam detectadas com significância estatística, de modo que os contornos resultantes tenham formas confiáveis para uma análise científica. Mesmo que as fontes compactas observadas na direção das fontes IRAS tenham fluxos grandes o suficiente para serem detectadas com alguns minutos de integração, a emissão da nuvem ao redor delas é tão fraca quanto os limites de detecção de nosso equipamento, exigindo que cada corte individual seja integrado durante muitas horas para que se obtenha uma relação sinal/ruído aceitável para todo o perfil.

Assim, cada corte foi observado até que o perfil resultante tivesse uma forma estável e suave, indicando que as características registradas eram reais e não criadas pelo ruído. É bom lembrar que em radioastronomia milimétrica, enquanto fontes típicas possuem temperaturas de antena $\sim 0,1\text{K}$, o ruído total (resultado da emissão do céu e de contribuição da eletrônica) corresponde a fluxos da ordem de $\sim 0,5\text{ K}$ após uma varredura, correspondente a $0,15\text{s}$ de integração. De fato, o rms das observações é definido como

$$\Delta T = \frac{T_{sys}}{\sqrt{B\tau}} \cong 0,05\text{ K}, \quad (4.7)$$

onde τ é o tempo de integração em cada ponto do perfil e é igual a $0,17\text{s}$, $B \sim 1\text{GHz}$ é a largura de banda do receptor e a temperatura de sistema $T_{sys} \sim 700\text{K}$.

A única maneira de cancelá-lo é integrar o sinal da região por tempo suficiente para que a contribuição aleatória do ruído se cancele, restando apenas a componente constante da fonte. Assim, fizemos repetidas varreduras em cada um dos cortes selecionados até obtermos os perfis definitivos. O programa de observação foi definido de tal forma que as observações foram conduzidas em seqüências de 30 varreduras do feixe sobre o corte especificado, correspondente a um tempo de integração de 5 segundos em cada ponto da varredura. Ao final deste intervalo o conjunto de dados é registrado para ser posteriormente combinado com outras observações do mesmo corte.

É importante que as observações sejam divididas em blocos de poucas varreduras porque a fonte muda de elevação durante o rastreamento, introduzindo, mesmo em condições de tempo estáveis, variações da atenuação atmosférica que devem ser corrigidas por meio de calibrações da voltagem da carga (*load*) à temperatura ambiente com relação à temperatura do céu (constante K). Além disso, o céu possui emissão variável por si próprio, não apenas espacialmente (este efeito é corrigido pela linha de base) mas também temporalmente, e portanto interrupções periódicas das observações para

calibração da contante radiométrica são necessárias, especialmente nas horas da alvorada e do ocaso, onde as mudanças nas condições climáticas são mais rápidas.

Outro procedimento adotado para compensar as variações temporais do sistema é intercalar as observações dos cortes externos¹⁵ com varreduras do corte central de modo que durante o processo de redução dos dados ele possa ser usado como um calibrador secundário para corrigir o fluxo das demais observações. O tempo de integração de cada corte externo entre duas calibrações ou observações do corte central não é fixo, mas varia de acordo com a estabilidade do equipamento e do céu; intervalos típicos utilizados foram de 30 ou 40 minutos.

IV.3.2 Construção do Mapa:

Todas as correções de calibração descritas até agora são feitas pelo próprio programa de aquisição durante a observação, de modo que os dados de saída estão prontos para análise. A saída do programa é feita na forma de um arquivo texto no qual os dados estão registrados em blocos correspondentes a varreduras de 10 minutos. Num único dia de observação são produzidos diversos destes blocos de dados correspondentes aos cortes externos e ao corte central, que foi observado diariamente para servir como calibrador secundário. Virgo A foi utilizada para fazer a calibração absoluta em fluxo e foi observada pelo menos uma vez em cada campanha, com tempos típicos de observação ao redor de 1 hora.

Antes de se fazer a média das observações diárias de um dado corte, os blocos de dados são analisados individualmente. É importante ter em mente que com varreduras de apenas 10 minutos a razão sinal-ruído para fontes com temperaturas de antena inferiores a 0,1 K é da ordem de 3, e os dados são combinados através de médias ponderadas pelo ruído antes que se possa conduzir qualquer análise mais criteriosa.

Assim, uma vez que as observações diárias foram todas combinadas, temos então um *perfil diário* para cada corte. Em geral estes perfis correspondem a uma integração de 2

¹⁵ Cortes externos diz respeito às varreduras em ascensão reta deslocadas em declinação com relação à varredura central.

ou 3 horas e possuem ruídos bastante menores ($S/R > 10$), de modo que é confiável extrair uma linha de base dos dados para corrigir por variações espaciais do fundo de céu e o zero do equipamento. Em todos os cortes foi extraída uma linha de base linear usando-se os pontos correspondentes aos 8' externos do perfil.

A calibração secundária entra neste ponto para permitir que os dados de um mesmo corte observados em diferentes dias possam ser combinados. Como no perfil final utilizado para a construção do mapa estão presentes observações feitas em diferentes épocas, foi necessário corrigir as variações em intensidades registradas nos perfis a partir do corte central, cujo valor de pico de emissão de cada dia de observação foi normalizado a um valor constante e posteriormente calibrado em fluxo por meio de Virgo A. Com relação ao apontamento, não houve necessidade de correções pois este manteve-se estável dentro de todo o período de observações.

Para aplicar as correções em intensidade, os perfis do corte central correspondente aos dias em que um dado corte externo foi observado são comparados com a média de todas as observações do corte central. Uma gaussiana foi ajustada à fonte central do *perfil diário* e os fatores de correção extraídos da comparação com os parâmetros ajustados à média total do corte central. A correção em intensidade obtida a partir da razão entre a amplitude das gaussianas ajustadas às médias total e diária do corte central foi aplicada como um fator multiplicativo aos pontos do perfil de cada corte observado no dia correspondente.

Os dados normalizados foram combinados através de uma média ponderada pelo rms da linha de base; os perfis foram então suavizados por meio de um *hanning average* para diminuir o nível do ruído. O método de *hanning* consiste em substituir o valor de cada ponto do perfil por uma média ponderada entre o próprio ponto a ser substituído (com peso 0,5) e os pontos imediatamente adjacentes (com peso 0,25). Por fim, uma nova linha de base linear é extraída após o perfil ser suavizado para compensar as variações introduzidas no nível de ruído pela *hanning average*. Os parâmetros observacionais correspondentes aos perfis resultantes são mostrados na tabela 4.1.

Corte	Varredura (δ)	Tempo int. (h)	TA pico (K)	Posição pico (arcmin)	rms (K)	campanhas observação
+6	-53 59.9	1.50	0.013	- 2.8	0.0106	09/04
+5	-54 00.9	2.10	0.018	- 1.2	0.0061	04/05
+4	-54 01.9	3.66	0.029	- 3.6	0.0015	08/04 e 04/05
+3	-54 02.9	4.24	0.037	- 2.0	0.0030	11/04 e 04/05
+2	-54 03.9	2.22	0.027	- 2.4	0.0050	08/04 e 11/05
+1	-54 04.9	2.04	0.049	0.4	0.0025	10/04
central	-54 05.9	14.6	0.092	0.0	0.0001	todas
-1	-54 06.9	2.26	0.070	0.0	0.0003	10/04
-2	-54 07.9	3.54	0.056	0.0	0.0015	08-09/04
-3	-54 08.9	3.34	0.037	- 1.6	0.0030	11-12/04 e 08/05
-4	-54 09.9	5.42	0.039	- 1.2	0.0015	08/04 e 08-11/05
-5	-54 10.9	2.92	0.022	- 0.8	0.0060	08/05
-6	-54 11.9	3.02	0.025	- 3.2	0.0020	09/04 e 08/05

Tabela 4.1 Parâmetros observacionais das varreduras de contínuo de RCW 95. O rms apresentado na coluna (6) refere-se ao ajuste de uma linha de base linear pelos pontos externos dos perfis finais dos cortes.

Com os perfis observados, fizemos um mapa de contornos da região em 43GHz (figura 4.3). Utilizamos o software SURFER[®], que a partir de uma grade formada pelos 81 pontos da varredura em ascensão reta correspondente a cada um dos treze cortes em declinação, interpola os dados das observações para gerar curvas suaves de isotemperaturas.

O algoritmo de interpolação utilizado foi o *kriging*, muito eficiente na determinação da posição dos máximos de emissão por permitir que a interpolação gere valores de temperatura que superem os dos dados observados. O raio de interpolação foi definido a partir do tamanho do feixe, que define a zona de correlação entre os pontos da grade (igual a $2 \cdot \text{FWHM}$). Apenas contornos com temperaturas de antena superiores a 0,015 K são exibidos já que valores inferiores não possuem significância estatística. Apenas o corte +6 não apresentou emissão detectável acima do limite de 3σ do rms da linha de base.

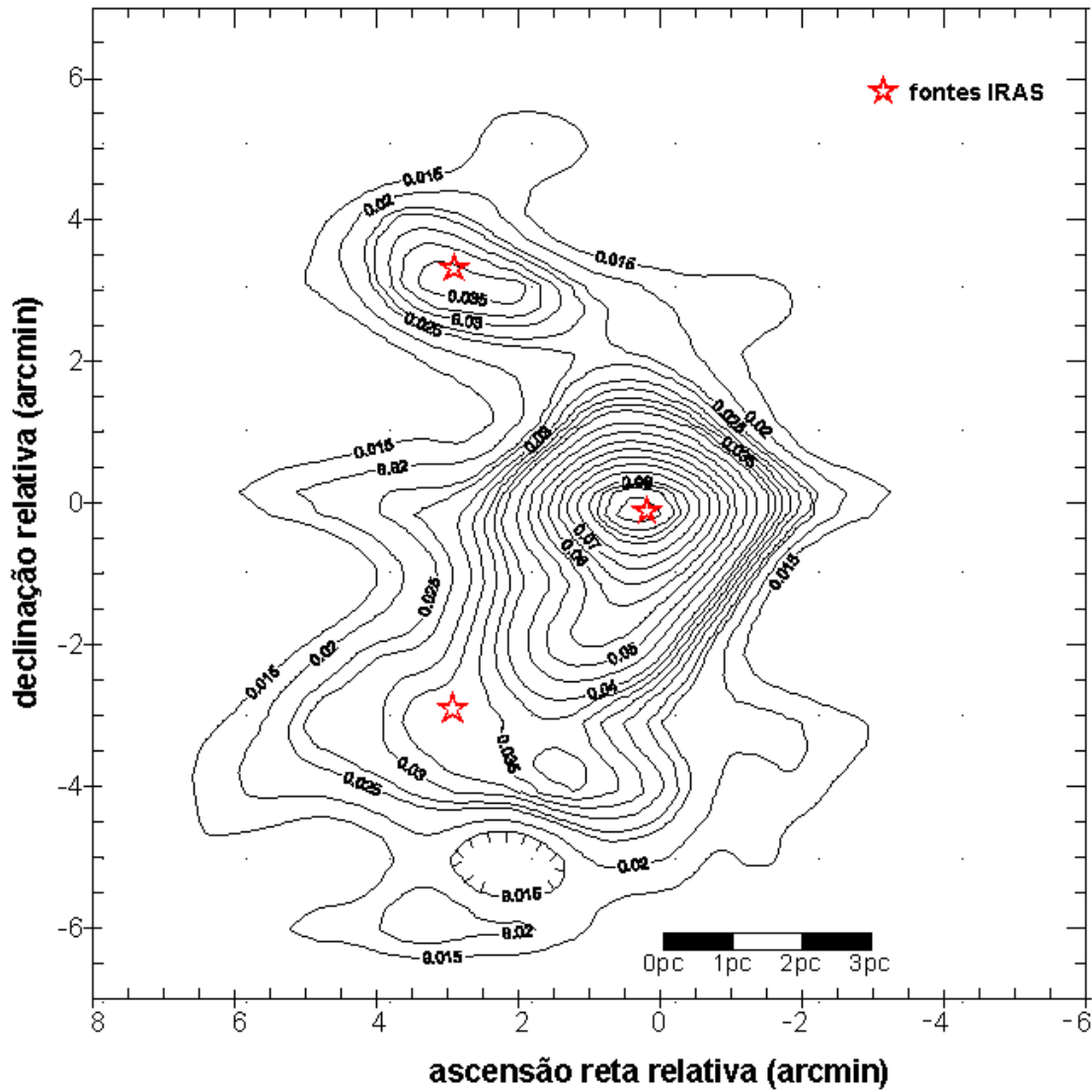


Figura 4.3 Mapa rádio em 43GHz da fonte RCW95 feito com o radiotelescópio do Itapetinga em Atibaia com centro na fonte IRAS 15408-5356, com $\alpha(J2000) = 15^h 44^m .8$ e $\delta(J2000) = -54^\circ 05' .9$. Os contornos são indicados em temperatura de antena. As três fontes IRAS na direção da nuvem estão indicadas em vermelho.

IV.3.3 Calibração Absoluta em Fluxo:

Para a calibração absoluta dos fluxos das componentes compactas utilizamos a rádiofonte Virgo A. Na verdade, como o corte central foi observado diariamente e usado como calibrador secundário para os demais cortes, não foi necessário calibrar cada campanha independentemente a partir dos dados de Virgo. O que fizemos então foi procurar, entre os dias em que Virgo foi observada, um em que tanto o seu perfil quanto o do corte central estivessem bem comportados e com baixos níveis de ruído e usar estes dados para calibrar o corte central deste dia em fluxo. Uma vez que a calibração para este dia estivesse bem feita, todas as outras campanhas foram calibradas a partir do corte central.

O fluxo de Virgo A foi estimado a partir de dados compilados por Baars et al. (1977) e Ott et al. (1994) entre 400 MHz e 22,3 GHz que utilizaram o espectro de Cassiopéia A para estabelecer uma escala de fluxo absoluta usada na elaboração de um catálogo de fontes a serem utilizadas como calibradoras secundárias. Virgo A é sugerida como calibradora para frequências superiores a 5 GHz, onde o espectro é livre de erros sistemáticos devido à contribuições mal subtraídas do halo galáctico. Um ajuste do índice espectral para frequências superiores a 10 GHz forneceu valores compatíveis com dados mais modernos do *Astronomical Almanac* e resultou num fluxo extrapolado de $11,42 \pm 0,44$ Jy em 43 GHz.

Para proceder com a calibração escolhemos as observações do dia 22/08/04 (figura 4.4) em que Virgo A foi observada por 40 minutos em condições de tempo muito estável. A temperatura de antena de pico foi obtida por meio do ajuste de uma gaussiana ao perfil da fonte, e o rms dos dados foi obtido do ajuste de uma linha de base linear à média das observações da fonte. O mesmo procedimento de redução foi feito para o corte central, neste dia integrado durante 1h. Os parâmetros de calibração são exibidos na tabela 4.2.

	Temp. pico (K)	rms ajuste (K)	FWHM ($^{\circ}$)	Fluxo 43 GHz (Jy)
Virgo A	0,100	0,002	2,14	$11,42 \pm 0,44$
corte central	0,092	0,002	2,21	$10,50 \pm 0,45$

Tabela 4.2 Parâmetros do ajuste para calibração absoluta em fluxo do corte central. Os erros no fluxo resultam dos erros combinados do ajuste e do fluxo de Virgo A.

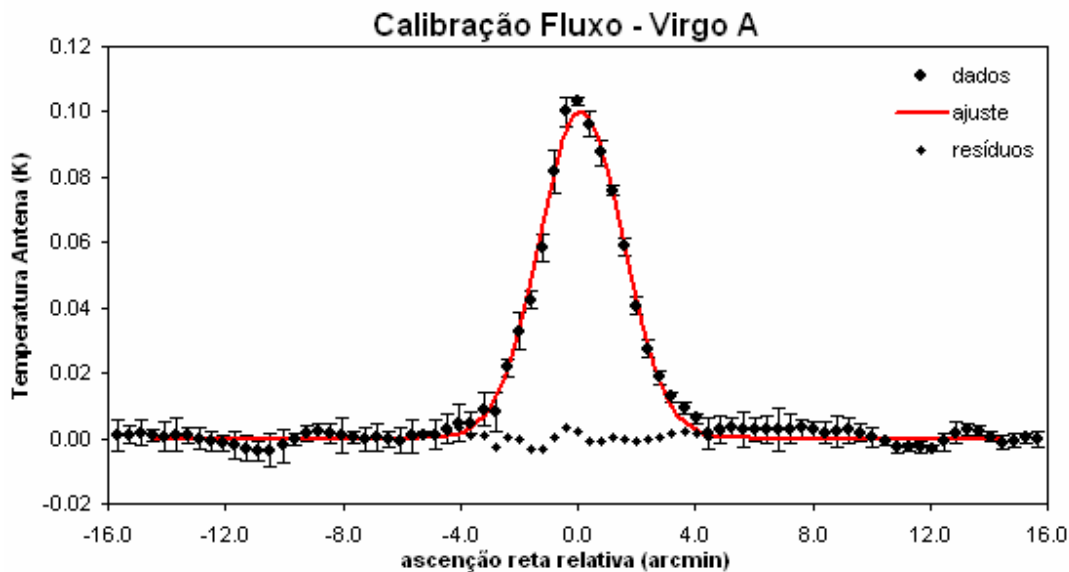


Figura 4.4 Varredura de Virgo A usada para calibração absoluta de fluxo do corte central de RCW 95. A largura à meia-altura da gaussina ajustada é $\sim 2,4$ e compatível com o feixe da antena, como esperado para uma fonte puntual.

IV.4 OBSERVAÇÕES ESPECTROSCÓPICAS DOS MASERS DE H₂O

IV.4.1 Técnicas Observacionais:

Os *masers* foram observados por Roman-Lopes em duas campanhas em Março de 2004, antes do início do mapeamento da região em ráiofrequências, na procura por contrapartidas rádio para as fontes IRAS estudadas no IV-próximo (Roman-Lopes & Abraham 2004). As primeiras observações nas direções das fontes IRAS revelaram uma complexa estrutura de linhas com distintas velocidades que pareciam originar-se em diferentes partes da nuvem. Foi feito então um pontilhamento em torno das fontes IRAS (figura 4.5) para se localizar a origem de cada componente individual detectada. Os espectros revelaram uma rica estrutura de masers espalhados por toda a nuvem, alguns inclusive em posições distintas das fontes IRAS onde eles foram primeiro procurados.

As observações dos masers foram feitas com o método de comutação ON-OFF, no qual a corneta é primeiro apontada para a fonte e em seguida para uma posição suficientemente distante da mesma ($\sim 20'$) a fim de captar apenas a emissão do céu e permitir a posterior

subtração de sua contribuição do sinal medido na fonte. O feixe fica todos os 20s da observação na fonte apontando na direção indicada pelo operador, antes de apontar para o céu; descontando-se o tempo de estabilização da antena, o tempo efetivo de cada integração é de 14 segundos. Assim como na técnica de varreduras, as observações também foram divididas em blocos de 10 minutos entre os quais foram feitas as calibrações.

IV.5.2 Identificação das Linhas de H₂O*:

O processo de redução das observações espectroscópicas foi bastante simples. Primeiro, a velocidade central dos espectros foi calibrada e foi definida a escala de velocidades de cada espectro medido – em nosso caso cada canal do espectrógrafo corresponde a aproximadamente 0,24 km/s. Isto feito, os dados correspondentes a cada posição do pontilhamento foram combinados por meio de uma média ponderada pelo rms da linha de base dos espectros individuais, correspondentes a um tempo de integração de 10 minutos. Como os *masers* observados são muito intensos, apenas poucas integrações foram necessárias para se chegar a uma excelente relação sinal-ruído e todos os espectros (figura I.2 do Apêndice I) resultaram em identificação positiva de linhas de emissão de água.

Quanto à largura das linhas observadas, estas estão limitadas pela resolução do espectrógrafo (~0,24 km/s) e pela superposição de múltiplas componentes com velocidades distintas e próximas demais para serem resolvidas com a nossa resolução espectral. Uma interessante demonstração deste fato pode ser vista nos perfis das linhas mais intensas de alguns dos espectros com baixo ruído, onde é aparente o alargamento da base da linha como resultado da presença de outras componentes não resolvidas de menor intensidade (linhas 6b, 6c* e 7 no espectro da posição 25 – figura I.2 do Apêndice).

* Antes de iniciar esta seção, fazemos referência ao Apêndice I, onde estão compilados todos os dados usados no processo de determinação dos centros de emissão dos *masers*.

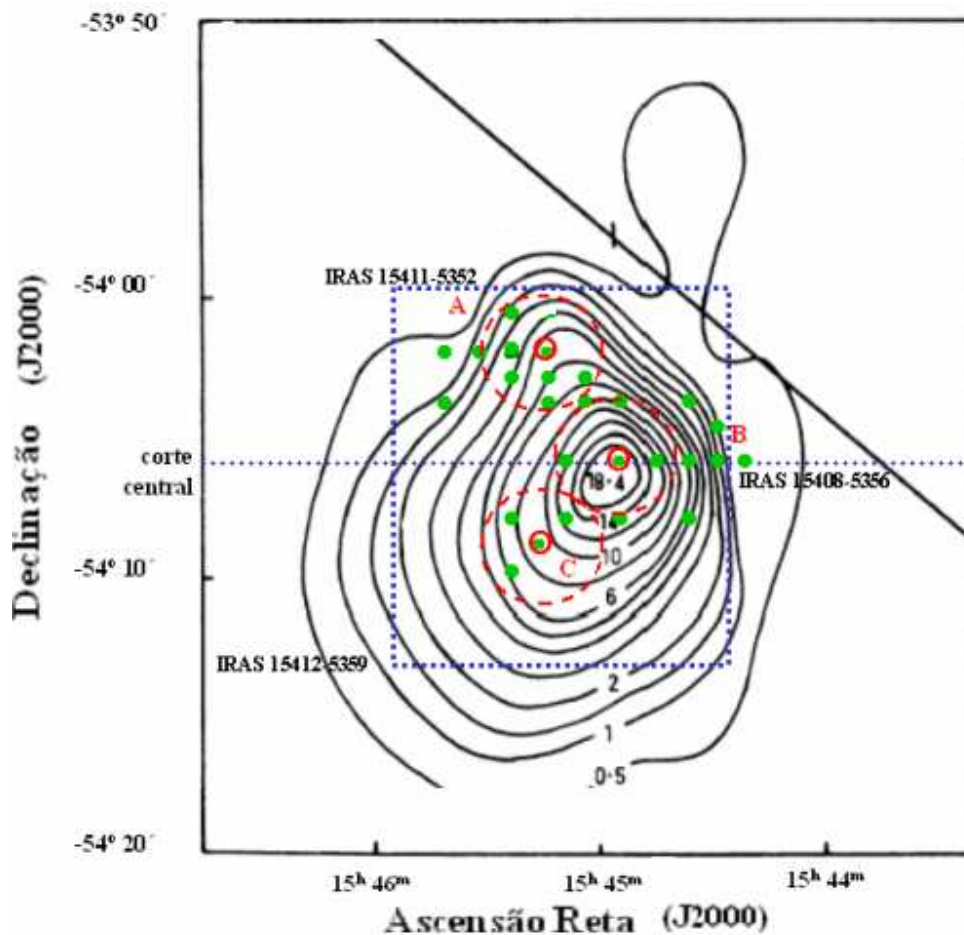


Figura 4.5 Mapa do pontilhamento para determinação das posições dos centros de emissão dos *masers* H₂O. Os círculos vermelhos pequenos indicam a posição das fontes IRAS e os círculos grandes o tamanho equivalente do feixe utilizado nas observações, dividindo o mapa em três regiões A, B e C, usadas na separação espacial das linhas detectadas. As posições do pontilhamento são indicadas pelos pontos verdes do gráfico. A nomenclatura das linhas e das posições do pontilhamento está definida no Apêndice I.

O resultado é que os valores observados das larguras das linhas são em geral superiores a 7 canais pelo menos (linha de -29 km/s na posição 13 do pontilhamento), o que equivale a 2km/s. Estes valores são muito superiores aos registrados para linhas observadas com técnicas interferométricas e altas resoluções espectrais e não refletem nenhuma característica física da emissão.

Um segundo passo no processo de redução consistiu em se determinar a origem espacial das emissões. Como o feixe da antena era muito grande na frequência de 22 GHz (~ 4'), uma vez que as linhas de emissão mais intensas foram detectadas fez-se um pontilhamento ao redor das posições observadas com separação de 1' para tentar impor

mais vínculos à localização do centro emissor. Como os *masers* têm origem em regiões espacialmente muito compactas, a persistência das linhas por extensas dimensões angulares é devida ao feixe da antena e o pontilhamento permite-nos contornar este problema e buscar a posição de maior intensidade na emissão num processo equivalente a uma deconvolução espacial das observações.

Como tanto as linhas identificadas quanto as posições do pontilhamento eram muitas, um primeiro passo no processo consistiu em classificar as linhas por velocidade. Em geral as velocidades centrais das componentes eram bem definidas e suficientemente distintas das demais para que não houvesse confusão. Quando no entanto acontecia de termos duas componentes com velocidades equivalentes, o critério de separação era a sua distribuição espacial: duas componentes com velocidades similares mas máximos de emissão em posições separadas por uma distância superior ao feixe da antena representavam claramente objetos distintos (veja exemplo das linhas 1 e 6c*, ambas com -51 km/s, mas distantes $7',5$).

linha	alpha	delta	Veloc. LSR (km/s)	T _{integ.} (min)	TA (K)	rms (K)	Fluxo (Jy)	dist. angular (arcmin)
1	15:45:10	-54:02:50	-51,6 (6)	120	0,63	0,03	72	1,20
2	15:44:50	-54:03:00	-56,0 (7)	40	0,75	0,04	86	1,20
3	15:45:00	-54:03:30	-59,6 (7)	30	0,30	0,03	34	0,50
4a	15:44:20	-54:06:00	-29,0 (4)	20	2,49	0,07	284	1,60
4b	15:44:20	-54:06:00	-17,2 (4)	10	0,34	0,10	39	1,60
5a	15:44:45	-54:05:45	-60,0 (7)	20	1,70	0,07	194	2,50
5b	15:44:45	-54:05:45	-53,2 (4)	20	0,54	0,07	62	2,50
6a	15:45:10	-54:08:00	-62,6 (6)	10	1,15	0,12	131	1,00
6b	15:45:10	-54:08:00	-59,0 (3)	10	0,51	0,12	58	1,00
7	15:44:45	-54:07:30	-57,1 (4)	20	0,54	0,08	62	1,30
6c*	15:45:10	-54:08:00	-51,6 (4)	10	1,11	0,12	127	1,00

Tabela 4.3 Parâmetros das linhas de emissão maser de H₂O detectadas na direção de RCW 95. Vide figura 3.5 para uma indicação da localização das linhas na nuvem. Linhas com mesmo número indicam emissões de diferentes velocidades associadas em posição. Os erros nas velocidades foram determinados em função das variações registradas para as velocidades de pico da linha entre os espectros das diferentes posições do pontilhamento. O tempo de integração, a temperatura de antena e o rms correspondem àqueles da posição de máxima intensidade registrada da linha. O fluxo corresponde à intensidade de pico. A última coluna mostra a distância do maser à fonte IRAS mais próxima.

Do mesmo modo que encontramos linhas de mesma velocidade sem correlação espacial alguma, foi freqüente também que duas linhas de velocidade distintas aparecessem

especialmente associadas (linhas 5a e 5b, 4a e 4b, etc.). Isto se manifestava no fato de que ambas exibiam o mesmo comportamento nas diferentes posições do pontilhamento: diminuindo ou aumentando de intensidade conforme mudávamos de posição mas conservando sempre uma mesma razão entre as suas intensidades.

Assim, uma vez separadas as diversas componentes da emissão, os perfis foram avaliados detalhadamente e as temperaturas de pico de cada linha foram calculadas. Com a ajuda de uma grade de coordenadas foi então determinada a posição central dos masers por inspeção visual dos máximos de emissão registrados (tabela 4.3). O resultado é exibido na figura 4.6, onde os *masers* aparecem superpostos a um mosaico de imagens na banda K do 2MASS, indicando a posição do grupo de estrelas na direção da fonte IRAS 15412-5359, selecionado para estudo no IV-próximo a partir desta associação com a emissão *maser*.

Apesar de suficientemente bem amostrado, o pontilhamento não foi completo. Além de não cobrir homoganeamente todas as porções da nuvem mapeadas em 43 GHz, como pode ser visto na figura 4.5, em torno de alguns dos centros de emissão ele não foi uniforme. Esta sub-amostragem não permitiu que análises mais rigorosas fossem feitas de maneira sistemática para se determinar a posição das linhas de emissão ao sul da nuvem.

No caso das linhas das regiões A e B (linhas 1 à 5 – vide Apêndice I) foi possível construir diagramas de contornos (figura 4.7) a partir dos dados observados e assim obter estimativas mais precisas das posições dos *masers* (precisão $\sim 20''$). No entanto, para a região C, associada à fonte IRAS 15412-5359, o pontilhamento foi insuficiente e as posições das emissões foram determinadas apenas por inspeção visual, ficando condicionadas às coordenadas das observações.

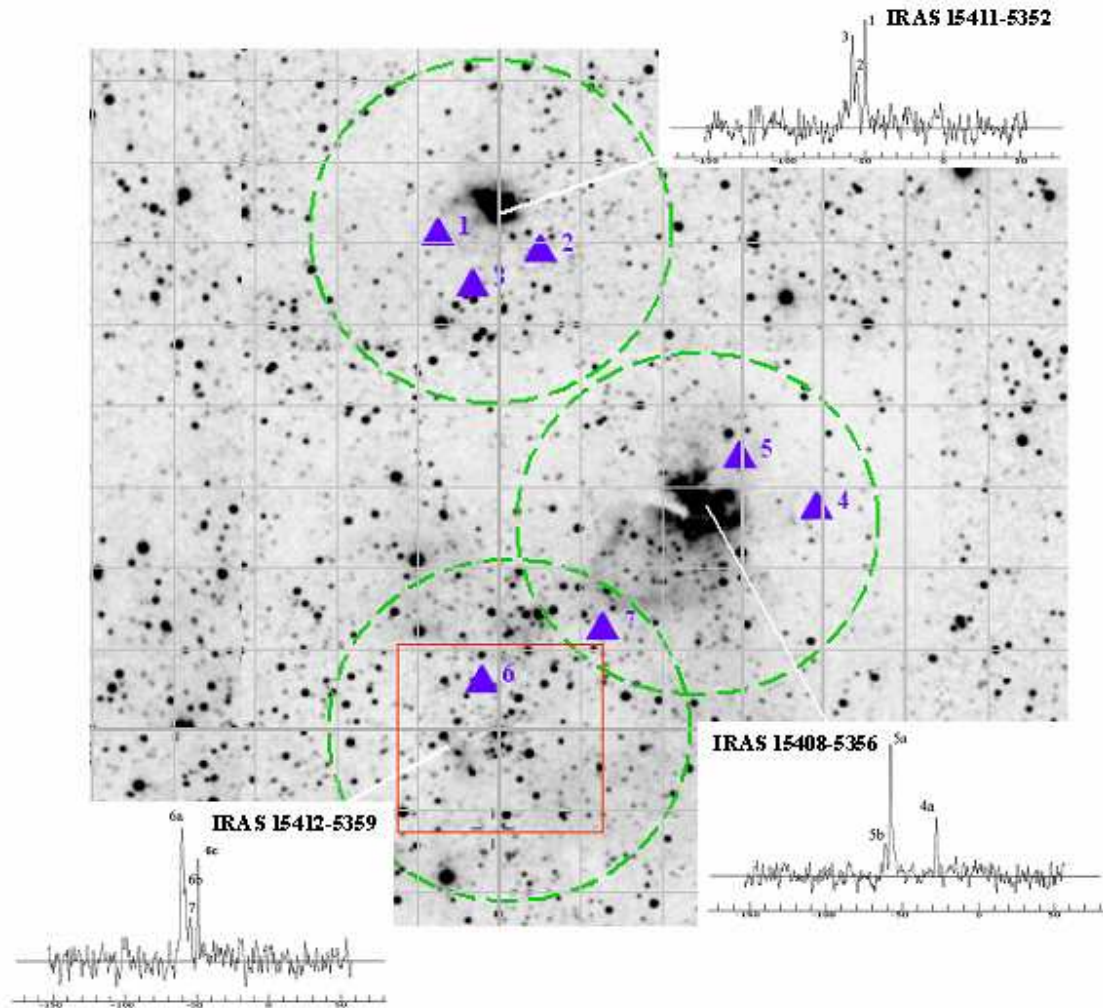


Figura 4.6 Imagem da banda K do 2MASS mostrando a associação entre os masers de água (triângulos azuis) e as fontes IRAS. A grade superposta tem escala de 1'. Os círculos verdes correspondem ao tamanho do feixe em 22GHz e o quadrado vermelho ao redor de IRAS 15412-5359 representa a região para a qual foi feita a fotometria no IV. Os perfis exibidos são linhas masers de água observadas na direção de cada uma das três fontes IRAS da região.

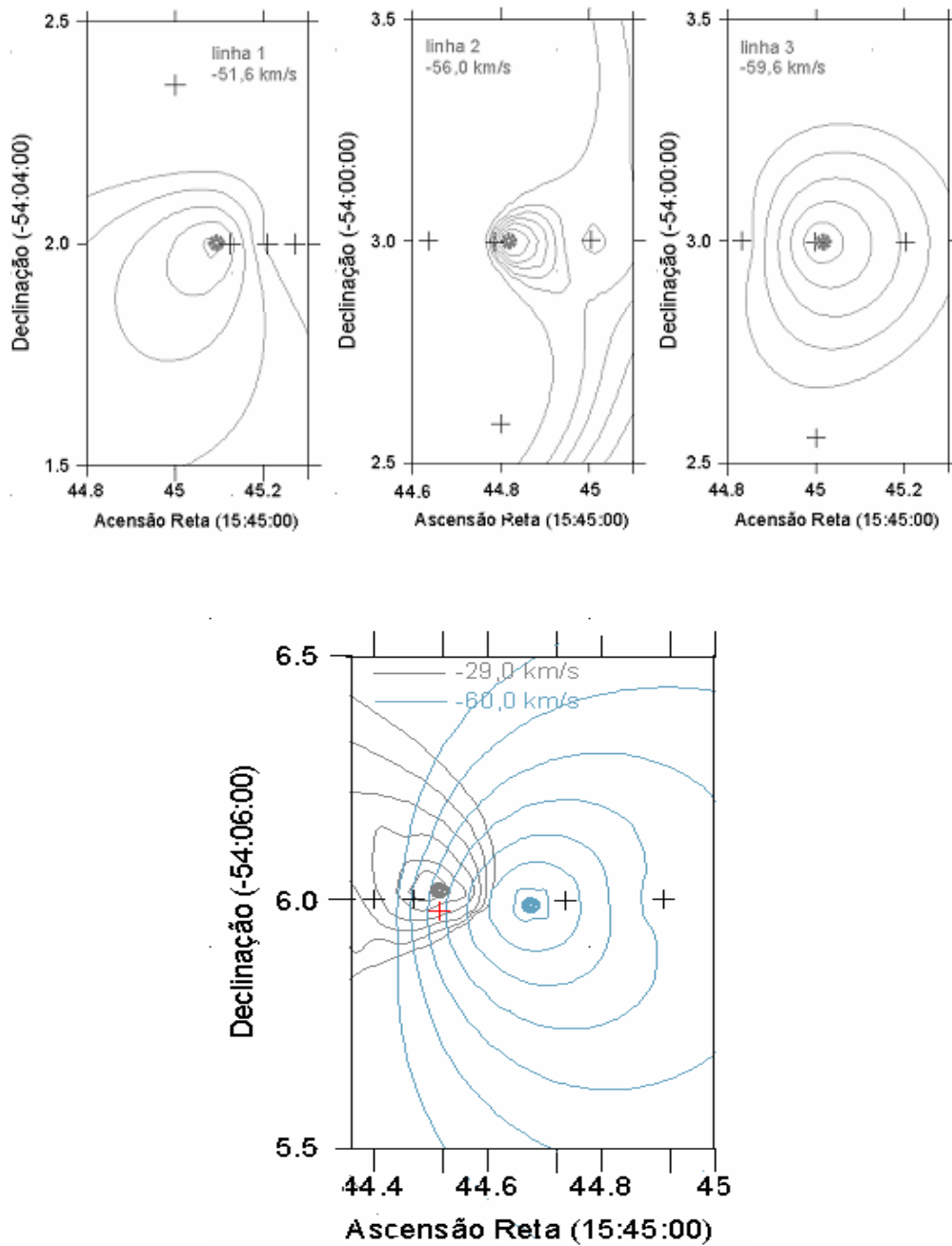


Figura 4.7 Mapas de contorno para localização das posições de emissão das linhas maser de água. Os três mapas superiores referem-se à região A (vide Apêndice I), associada à fonte IRAS 15411-5352, localizada em $\alpha = 15:45$ e $\delta = -54:02,5$. O mapa de baixo refere-se à região B, associada à fonte IRAS 15408-5356, em $\alpha = 15:44,6$ e $\delta = -54:06$. As cruzes indicam as posições do pontilhamento e os pontos no centro dos contornos a posição central de emissão da linha maser. A marcação em cruz vermelha indica a posição do maser de água de Batchelor et al. (1980) com velocidade -38 km/s.

IV.5 ANÁLISE DA EMISSÃO RÁDIO EM RCW 95

IV.5.1 Descrição Geral da Emissão Térmica:

A figura 4.8 mostra a superposição do mapeamento rádio feito em 43GHz com a imagem no filtro K do 2MASS e a emissão maser detectada na região. Assim como na figura 4.3, podemos notar que a estrutura geral dos contornos da emissão de contínuo em 43 GHz é similar a apresentada por Goss & Shaver em seu mapeamento em 5 GHz. Em particular nota-se que com resolução superior ($\sim 2'$) foi possível separar a emissão provinda das fontes IRAS 15408-5356 e 15411-5352 e assim determinar as contrapartidas rádio destes objetos. Observa-se também que globalmente, a emissão térmica rádio de RCW 95 é composta por um halo extenso com $T_A \approx 0,02$ K ao qual se superpõem as emissões independentes das duas fontes IRAS supramencionadas.

Para ambos os casos, esta emissão não é exatamente simétrica ao redor da fonte IRAS, sugerindo a presença de objetos distribuídos por uma extensão maior ao redor da fonte principal que contribuem com a ionização de outras porções do gás. Em particular, é muito interessante a situação da porção mais ao sul da nuvem. De maneira geral, a emissão nesta parte é caracterizada por contornos mais abertos e espaçados e indica, ao contrário da parte mais ao norte que é caracterizada por duas intensas fontes pontuais, a provável presença de múltiplas associações de estrelas jovens espalhadas por toda a região. Ainda, esta característica de emissão mais diluída pode significar também que estamos diante de uma região mais evoluída do complexo, onde as frentes de ionização dos objetos jovens já ultrapassou os limites originais de seus sítios de formação, ionizando porções mais extensas do gás e, eventualmente, induzindo a formação estelar em novas zonas por meio da ação de ondas de choque criadas pela ação dos ventos das estrelas massivas.

Como mencionado no Capítulo III, o estudo da população estelar da região ligada à fonte IRAS 15408-5356 (Roman-Lopes & Abraham 2004) revelou que ela é composta por um grande número de estrelas OB, distribuídas em dois aglomerados distintos (DBS 95 e DBS 96) separados por pouco mais de $1'$ um do outro (Dutra et al. 2003).

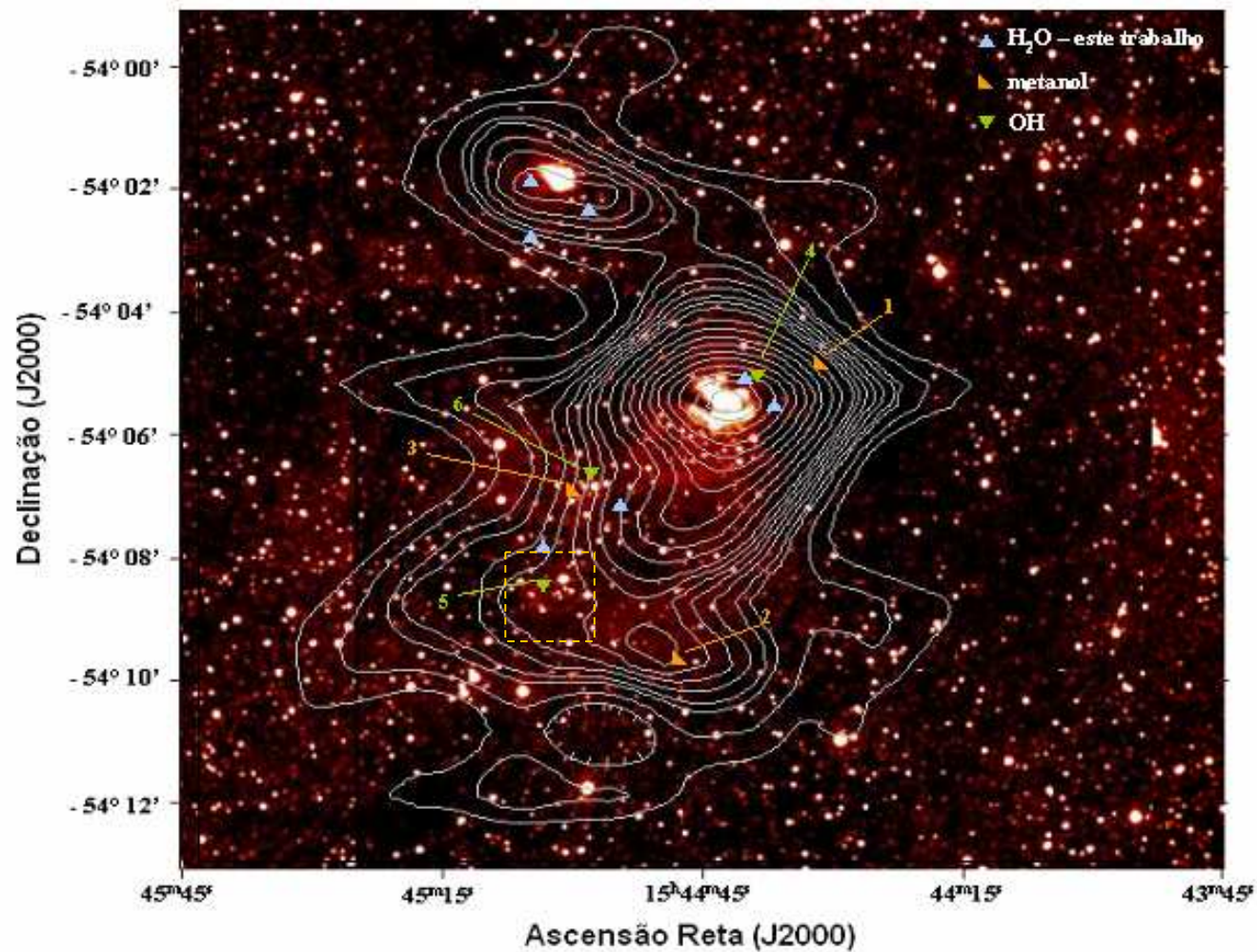


Figura 4.8 Contornos rádio em 43GHz superpostos à imagem no filtro K (2,2 μ m) do 2MASS. O quadrado indica a área usada no cálculo do fluxo associado com a fonte IRAS 15412. As posições das fontes *maser* de água detectadas neste trabalho e das demais emissões correspondentes à tabela 3.1 são também indicadas. Repare nas linhas de OH e H₂O na direção da fonte IRAS 15412-5359 e na fonte de contínuo associada à linha 2 de metanol.

Além disso, Faúndez et al. (2004) identificaram uma fonte de poeira fria independente da fonte IV principal, nas coordenadas J2000 $\alpha = 15^{\text{h}}44^{\text{m}}55^{\text{s}}$ e $\delta(= -54^{\circ}07'20''$, que identificamos estar associada às fontes IRS 10 e 14 do levantamento de Roman-Lopes & Abraham (2004).

Enquanto que este nível de detalhamento era impossível de ser obtido através do mapa em 5 GHz, nosso mapeamento foi capaz de não apenas indicar a presença de uma assimetria da emissão em torno da fonte IRAS 15408-5356 em direção aos objetos IRS10 e IRS14 (figura 3.6), como também, por meio da análise dos perfis da emissão no contínuo, identificar uma fonte com tamanho inferior ao feixe do radiotelescópio na posição desta associação OB, mostrando que esta também é uma região HII, independente da fonte rádio principal ligada à IRAS 15408-5356.

Mais ao sudeste, distante aproximadamente 3' da fonte IRAS 15408-5356, podemos identificar emissão rádio associada à fonte IRAS 15412-5359, pouco estudada na literatura e de natureza até agora desconhecida. Neste caso, a emissão térmica associada à fonte pontual aparece também superposta a um fundo mais extenso e se manifesta no mapa na forma de contornos que abrem-se ao seu redor, sugerindo a presença de uma estrela com alto fluxo de fótons UV que estaria incrementando a emissão livre-livre nessa direção.

Por fim, uma última característica digna de nota é a detecção de uma fonte de emissão de contínuo localizada na direção do maser de metanol observado por Ellingsen et al. (1996) (tabela 3.1), numa direção onde a imagem do 2MASS em 2.2 μm parece indicar uma alta opacidade (repare na presença de poucos objetos visíveis nesta direção na figura 4.8) e para a qual os dados do satélite MSX (figura 3.3) indicam a presença de emissão IV da poeira quente.

De fato, pudemos detectar as contrapartidas rádio da emissão extensa no IV (dados em 12 μm do MSX) e do mapeamento da emissão de poeira fria de Faúndez et al. (2004) em

1,2 mm (figura 3.4). Estes dados corroboram a idéia de que todas estas regiões são sítios de formação de estrelas massivas e revelam que RCW 95 possui uma estrutura muito mais rica e complexa de formação estelar do que era conhecida até o momento.

IV.5.3 Cálculo da densidade de Fluxo das Fontes Individuais:

A partir dos contornos utilizados para a confecção dos mapas rádio é possível estudar com mais detalhe a estrutura da emissão livre-livre associada às fontes IRAS. Na figura 4.9 exibimos os perfis nas direções de IRAS 15408-5356 e 15411-5352. Observe que ambos são formados por duas componentes: uma compacta, na direção exata das fontes IRAS e que é bem ajustada por uma gaussiana com largura correspondente ao tamanho do feixe, e outra extensa (à qual se superpõe a primeira) que se prolonga por uma região maior em torno das fontes, correspondendo aos contornos mais fracos do mapa.

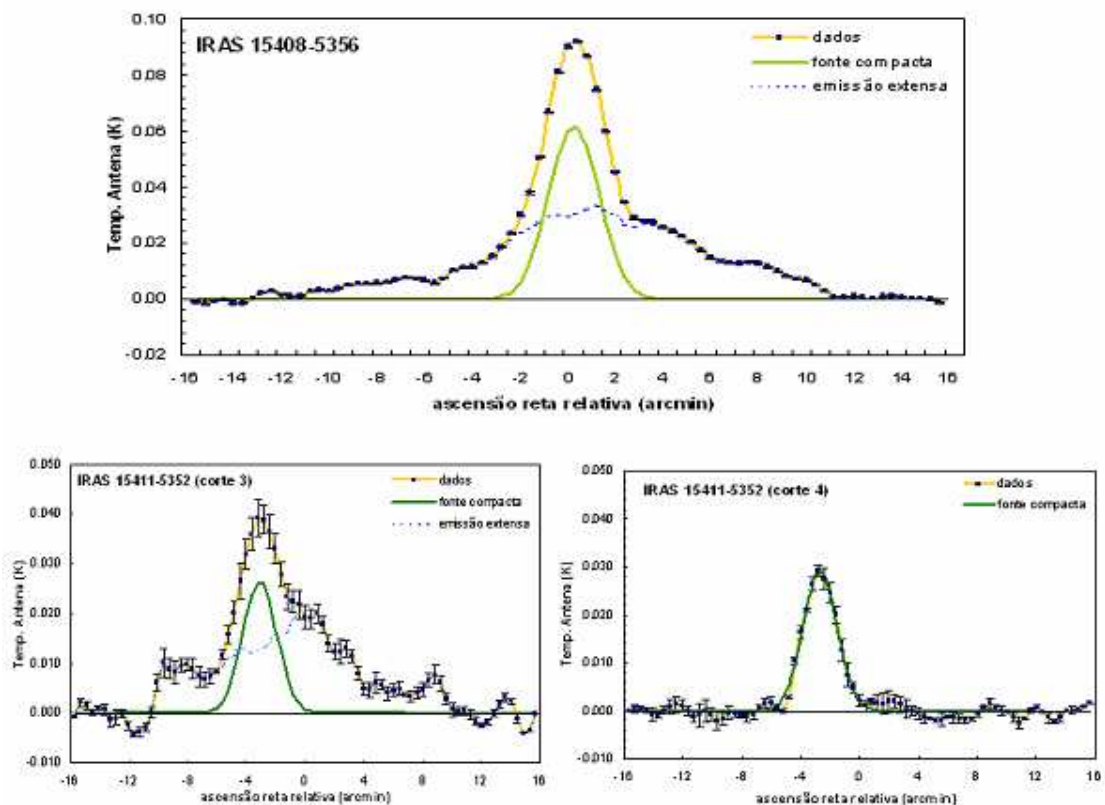


Figura 4.9 Perfis das varreduras em 43 GHz feitas ao longo das fontes IRAS 15408-5356 (painel superior) e 15411-5352 (painéis inferiores).

O mesmo tipo de estrutura é verificada também no perfil do corte (-2), na direção do aglomerado DSB 96. Apesar de não ser claramente visível no mapa de contornos por estar superposta à emissão mais intensa da fonte IRAS 15408-5356, a análise do perfil correspondente (figura 4.10) mostra a superposição das duas fontes e permite separá-las, indicando que nestas coordenadas existe uma região HII sendo um sítio de formação estelar independente daquele associado à fonte IRAS. Na verdade, como já foi indicado no Capítulo III, sabemos que nesta posição deveria existir uma estrela massiva de tipo espectral O6V à qual poderíamos atribuir a ionização do gás.

Nas varreduras às quais pudemos ajustar um perfil gaussiano e separar as componentes extensa e compacta da emissão, o cálculo do fluxo livre-livre na direção da coordenada IRAS foi feito diretamente pelo fluxo de pico do ajuste. No caso de IRAS 15411-5352, que se localiza entre as varreduras 3 e 4, 3,7 minutos de arco distante do centro do mapa, tivemos primeiro que deconvoluir o perfil da fonte do feixe da antena para depois estimar o valor de pico de temperatura de antena na posição real da fonte.

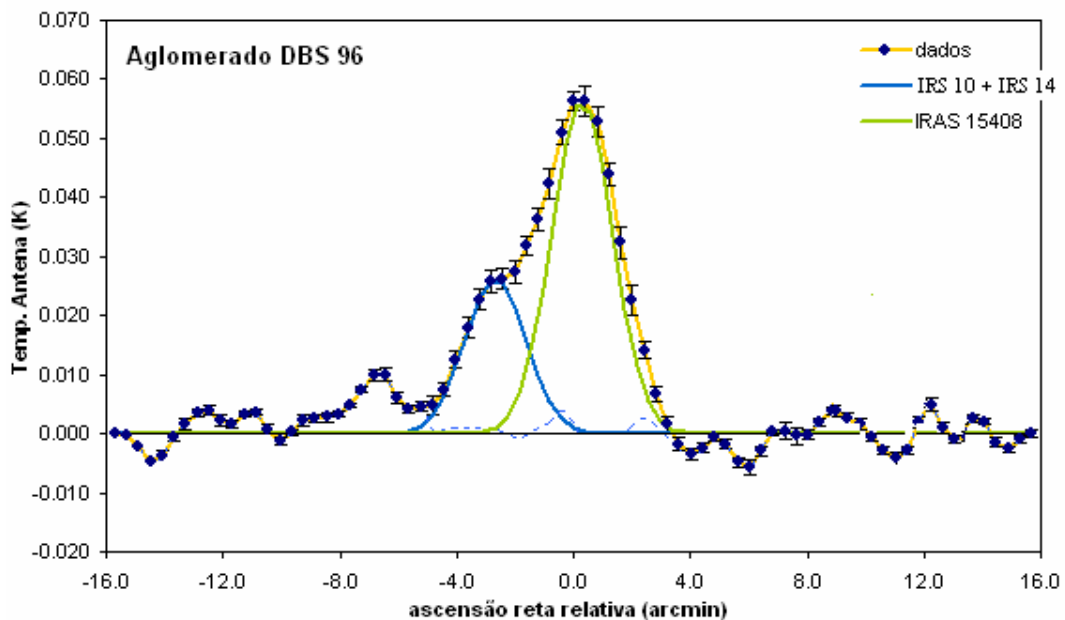


Figura 4.10 Perfil de emissão no contínuo rádio para o corte 2' ao sul da fonte IRAS 15408, mostrando em azul a emissão correspondente ao aglomerado DBS 96, uma região HII independente da fonte central do complexo. Repare que a emissão deste corte é de fato o resultado da superposição de ambas as fontes.

Já no caso de IRAS 15412-5359, onde não foi possível separar uma componente compacta da emissão extensa, determinou-se o valor do fluxo/feixe na direção da fonte e integrou-se este valor dentro do limite imposto pelos contornos ao seu redor. Em particular, a região escolhida para calcular o fluxo rádio associado à fonte IRAS foi a caixa de $\sim 1'$ de diâmetro (limitada pelos contornos rádio ao redor da fonte) indicada na figura 4.8 pelo quadrado amarelo.

A mesma técnica foi utilizada para calcular o fluxo na direção do maser de metanol de Ellingsen e para uma estimativa dos fluxos das componentes extensas ao redor das demais fontes IRAS. Os resultados são mostrados na tabela 4.2. Para os fluxos nestas duas últimas direções, os valores fornecidos são considerados limites superiores, devido a não ter sido possível separar a fonte da emissão de fundo e portanto não se poder estimar com precisão que parcela do fluxo é realmente devida ao objeto de interesse.

fonte	componente	diâm. angular	extensão (pc)	fluxo (Jy)	# fótons Lyman	estrela ionizante
IRAS 15408-5356	compacta	< feixe	–	$7,1 \pm 0,1$	$4,0 \cdot 10^{48}$	O6V
	extensa	$3'$	$2,5$	$10 \pm 0,1$	$5,8 \cdot 10^{48}$	
IRS 10 e IRS 14	–	< feixe	–	$3,2 \pm 0,3$	$2,5 \cdot 10^{48}$	O8V
IRAS 15411-5352	compacta	< feixe	–	$3,8 \pm 0,5$	$2,7 \cdot 10^{48}$	O7.5V
	extensa	$2'$	$1,5$	$3,4 \pm 0,5$	$1,9 \cdot 10^{48}$	
IRAS 15412-5359	–	$\sim 1'$	$1,0$	$< 2,5$	$1,8 \cdot 10^{48}$	O8.5V
CH ₃ OH (E+96)	–	$< 1'$	$< 0,8$	$< 1,5$	$0,8 \cdot 10^{48}$	O9.5V

Tabela 4.2 Parâmetros da emissão rádio em 43GHz associada com as fontes IRAS em RCW 95. As incertezas do fluxo são calculadas pelo rms do perfil associado com a respectiva fonte IRAS. Os valores da medida de emissão são estimativas de ordem de grandeza apenas, tendo sido utilizadas para o cálculo as densidades típicas fornecidas na tabela 2.1. Os tipos espectrais das estrelas ionizantes estimados a partir do fluxo livre-livre foram obtidos de Hanson et al. (1997) e referem-se aos fluxos das componentes compacta e extensa somadas. Os tipos espectrais inferidos para as duas últimas fontes correspondem a fluxos de fótons Lyman abaixo dos limites superiores definidos na penúltima coluna.

A estimativa do número de fótons ionizantes no contínuo de Lyman necessários para responder pelo fluxo da emissão livre-livre detectado em rádio foi obtida utilizando-se a expressão (2.18), adotando-se uma distância de 2.5 kpc à região. Para a fonte IRAS 15408-5356, usamos a temperatura eletrônica de 6700 K obtida da literatura. Para as demais, adotamos valores típicos fornecidos na tabela 2.1. Os tamanhos angulares medidos a partir dos perfis da figura 4.2 das componentes compactas de IRAS 15408-

5356 e IRAS 15411-5352 e de IRS 10 e IRS 14 são limitados superiormente pelo tamanho do feixe da antena e portanto as fontes podem ser consideradas como pontuais.

Poderíamos ainda fazer um cálculo global para o complexo, assumindo um diâmetro angular de 10' em 43 GHz e calculando o fluxo em porções individuais 1'×1' da nuvem, utilizando uma estimativa do fluxo/feixe médio para cada região; o fluxo total assim obtido é de 45 ± 2 Jy, onde a incerteza corresponde ao valor médio de fluxo de um quadrado de 1'×1'. Comparando-se com o valor de 54 Jy fornecido por Goss & Shaver (1970a) em 5 GHz, obtemos um índice espectral da ordem de -0.2 , compatível com o valor para um espectro térmico.

IV.5.4 As Regiões HII:

Nesta seção discutiremos as propriedades de cada região HII identificada em RCW 95 por meio do mapeamento rádio. Neste momento vamos nos ater com mais detalhe aos dados do contínuo; a próxima seção será dedicada à discussão dos resultados do levantamento da emissão de H₂O.

Além das três fontes IRAS apresentadas no Capítulo III, com cores de regiões HII compactas, o mapeamento rádio apontou a existência de mais duas fontes associadas a possíveis regiões HII. A seguir, falamos de cada uma delas em separado.

i. IRAS 15408-5356 (DBS 95+96): Este mapeamento vem complementar os conhecimentos sobre a fonte, delineando sua estrutura rádio. Como pode ser visto na tabela 4.3, o fluxo total em sua direção (componente compacta + extensa, numa área de 3') é de aproximadamente 17 Jy. O fluxo de fótons no contínuo de Lyman necessário para responder por essa emissão rádio foi calculado em $\sim 10^{49}$ fótons/s, correspondente ao fluxo de uma estrela O6V. Roman-Lopes & Abraham (2004) detectaram dois objetos massivos, uma estrela O3V e uma O5V, na direção da fonte IRAS e estimaram um fluxo total de 10^{50} fótons/s provenientes dos objetos espalhados por toda a extensão da fonte rádio. Este valor, bastante superior ao estimado a partir da emissão livre-livre, indica que os objetos detectados são capazes de responder pela emissão rádio detectada uma parcela

importante dos fótons deve servir possivelmente para aquecer a poeira observada na imagem MSX e/ou contribuir para a ionização do gás do halo mais extenso detectado em 43 GHz.

Resultados semelhantes foram obtidos por estes autores por meio do estudo da emissão em 5 GHz obtida do mapeamento de Goss & Shaver (1970). Nesta frequência a fonte emite 39,4Jy (Caswell & Haynes 1987), correspondente a um fluxo de 3×10^{49} fótons/s. Entendemos que o fluxo de fótons ionizantes derivado por eles seja maior que o estimado por nós devido à melhor resolução de nosso mapeamento, que nos permitiu isolar melhor a componente da emissão rádio correspondente à fonte, integrando a emissão numa área menor de $\sim 2'$, quando comparada aos $3'$ de Caswell & Haynes.

ii. IRAS 15411-5352: Esta região, com dimensões compactas em rádio ($\sim 2'$) foi apenas recentemente identificada como uma região HII ultra-compacta por Roman-Lopes & Abraham (2006), depois de um longo debate à respeito de sua natureza. Os autores identificaram a contrapartida da fonte IRAS como sendo uma estrela de tipo O8.5V, que verificaram ser a única responsável pela ionização de todo o complexo, a partir de observações na linha Br γ .

Os autores também estudaram a emissão do contínuo rádio em 43GHz na direção da fonte e detectaram um fluxo de $5,2 \pm 0,9$ Jy numa área de $2,6'$ ao redor da fonte. O mapeamento conduzido por nós em 7 mm fornece um fluxo total de $7,2 \pm 0,5$ Jy para a emissão da fonte rádio, correspondente a um fluxo de fótons UV de aproximadamente 4×10^{48} fótons/s, equivalente à luminosidade Lyman de uma estrela O7.5V e um fluxo de $3,8 \pm 0,5$ Jy para emissão da fonte compacta. Este último valor, um pouco menor do que o fornecido por Roman-Lopes & Abraham (2006) deve-se à distinção feita por nós entre a emissão compacta associada a fonte IRAS e o fundo difuso ao qual ela está superposta (vide figura 4.9)

Apesar de não ser possível explicar toda a emissão livre-livre detectada em rádio apenas por meio deste objeto, a estrela de tipo O8.5V detectada no IV-próximo responde muito

bem ao fluxo de $3,8 \pm 0,5$ Jy da componente compacta (na verdade mais próximo do fluxo de fótons de uma estrela O8.5V, a saber 2×10^{48} fótons/s – vide Hanson et al. 1997).

iii. IRS10 e IRS14: A população estelar desta região foi estudada por Roman-Lopes & Abraham (2004) e identificada como parte da região HII associada à fonte IRAS 15408. No entanto, o mapeamento rádio revelou uma fonte não resolvida de contínuo nesta direção, associada a linhas masers de H₂O, OH e metanol, e com base nisto sugerimos que esta região possa constituir uma região HII independente da fonte principal.

O imageamento da região no IV-próximo (figura 3.6) revelou, além de diversas fontes com excesso de emissão, a existência de dois objetos massivos: uma estrela O6V (IRS 10) e uma B0V (IRS 14), que produzem um fluxo capaz de responder (em excesso, inclusive) pela emissão rádio detectada.

iv. IRAS 15412-5359: Esta fonte, com cores de regiões HII compacta, será estudada com mais detalhe no próximo capítulo. Por ora, chamamos atenção para o fato de que a necessidade de um estudo mais detalhado da população estelar nesta direção é resultado da identificação de emissão livre-livre proveniente da região com limite superior de fluxo de 2Jy em associação com linhas masers de H₂O também reportadas neste trabalho. O fluxo rádio medido corresponde à emissão de fótons UV de uma estrela jovem da sequência principal de tipo espectral O8.5V, e a confirmação da região como um sítio de formação de estrelas massivas depende da identificação dos objetos capazes de fornecer ao fluxo medido.

Segundo a tabela 3.2, esta fonte preenche os critérios de região HII compacta de Wood & Churchwell (1989), mas no entanto, o critério de cores no IV-distante é apenas marginalmente satisfeito, como apontado no Capítulo III. Simpson & Rubin (1990) encontraram uma relação entre o fluxo no contínuo rádio térmico e o fluxo IV-distante para as regiões HII compactas. Tomando-se os dados das tabelas 3.2 e 4.2, vemos que a luminosidade IV da fonte IRAS 15412-5359 é de $1,8 \times 10^5 L_{\odot}$, e seu fluxo rádio corresponde a um limite superior para o número de fótons ionizantes igual a 2×10^{48}

fótons/s. Assim, no limite superior do fluxo rádio detectado nesta direção, a posição da fonte IRAS 15412-5359 no diagrama $\log(L_{IR}/L_{Sol}) \times \log N_{Ly}$ de Simpson & Rubin (figura 4.11) é compatível com a de uma região HII.

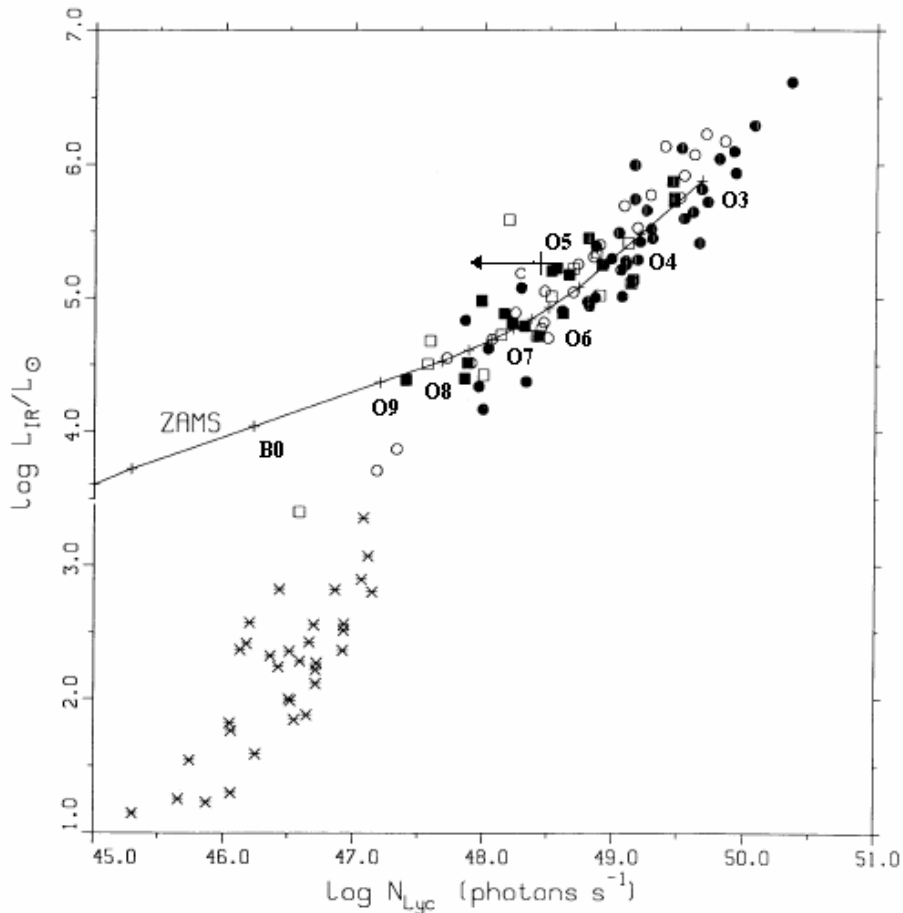


Figura 4.11 Luminosidade infravermelha vs. fluxo de fótons no contínuo de Lyman estimado a partir de observações rádio de regiões HII e nebulosas planetárias (círculos e quadrados = regiões HII e asteriscos = nebulosas planetárias). As regiões HII obedecem a relação definida pela curva ZAMS, onde estão indicadas os tipos espectrais das estrelas responsáveis pela sua ionização. A posição da fonte IRAS 15412-5359 está indicada pelacruz, e a reta horizontal indica que o número de fótons Lyman determinado por nós é um limite superior. Dentro das incertezas dos dados, é possível concluir portanto que a fonte IRAS 15412-5359 é compatível, em seu limite superior de fluxo, com a classificação de Simpson & Rubin (1990), correspondendo a uma estrela ionizante de tipo espectral O5V, superestimado com relação ao valor determinado originalmente a partir de Hanson et al. (1997).

v. Maser CH₃OH (E+96): A linha de metanol detectada por Ellingsen et al. (1996) foi sempre considerada como em associação direta com IRAS 15412-5359, mesmo estando mais de 2' distante desta região devido à ausência de contrapartidas em sua direção. O mapeamento da emissão térmica revelou, no entanto, uma fonte rádio coincidente em posição com este *maser*, sugerindo que a região possa abrigar objetos massivos jovens e em formação que, como pode ser visto a partir de imagem em 2,2 μm, devem estar todavia muito obscurecidos.

IV.5.5 Comentários acerca da emissão de H₂O:

Os resultados apresentados na tabela 4.3 e na figura 4.6 merecem alguns comentários que ajudem a entender a sua relevância. Em primeiro lugar, devemos observar na figura 4.6 que existem três conjuntos de linhas, associados às diferentes fontes IRAS detectadas no complexo. No que diz respeito à fonte IRAS 15408-5356, foram detectados dois pares de linhas associados em posição¹⁶, sendo que um deles (linhas 4) coincide com emissão já reportada por Batchelor et al. (1980) e outro é inédito (linhas 5).

Como pode ser visto no painel inferior da figura 4.7, as linhas 4a e 4b, com velocidades LSR de -29 km/s e -17,2 km/s, contrapartidas do maser de Batchelor et al. (1980), apresentam velocidades bastante diferentes das deste; este fato é representativo de uma característica bem estabelecida da emissão de água, que é a sua forte variabilidade. Ao mesmo fato pode ser atribuída a não detecção de emissão na posição do maser de Kaufmann et al. (1977).

Um segundo resultado bastante importante do mapeamento nas linhas de H₂O é a detecção de uma complexa estrutura de emissão na direção da fonte IRAS 15411-5352. Esta é a primeira vez que se detectam masers em associação com esta fonte e sua descoberta vem fortalecer os resultados de Roman-Lopes & Abraham (2006) que afirmam ser esta uma região HII compacta, sítio de formação de estrelas OB.

¹⁶ Na emissão de H₂O, esta complexa estrutura de múltiplas linhas de diferentes velocidades provinda de regiões espacialmente correlacionadas é uma característica comum e têm sido atribuída à dinâmica de *inflow/outflow* do gás nas regiões de formação estelar (Elitzur 1992).

Com relação às linhas maser de H_2O detectadas na direção de IRAS 15412-5359, observe a figura 4.5 que mostra as posições do pontilhamento usado na procura pelos centros emissores destes masers. Repare que nesta posição em particular (região C) o pontilhamento é incompleto, tendo coberto apenas as partes acima e à leste da fonte IRAS.

O fato de não se poder obter mapas de contornos a partir do pontilhamento nesta região implica que as coordenadas dos *masers* associados a ela não podem ser precisamente determinadas dentro de um raio de $2'$ em torno da fonte IRAS 15412-5359. Um caso particular é o da linha $6c^*$, para a qual o método de inspeção visual forneceu coordenadas coincidentes com aquelas das linhas $6a$ e $6b$ enquanto que uma análise mais rigorosa dos espectros exibidos no Apêndice I e dos dados da tabela I.3 revelaram que seu comportamento não está de fato correlacionado com o destas linhas, sugerindo que a coincidência em posição é resultado de uma amostragem insuficiente dos dados.

Isto significa ainda que não temos informação alguma a respeito da existência ou não de outras linhas de H_2O na direção do maser descoberto por Ellingsen, ou mesmo que não sabemos se alguma das linhas localizadas na direção da fonte IRAS não está, na verdade, associada a esta outra região, como por exemplo a própria linha $6c^*$, sem correlação real em posição com as demais linhas do grupo.

Ainda com relação a esta fonte, é de grande relevância observar que alguns autores (Lo et al. 1975, Genzel & Downes 1977) acreditam que a falta de correlação em posição entre a emissão de diferentes espécies de *masers* sugere que eles estejam relacionados a diferentes estágios evolutivos no processo de formação de estrelas massivas. O que se verifica na literatura (Garay & Lizano 1999) é que os *masers* de H_2O aparecem sempre próximos, mas não coincidentes com as fontes compactas do contínuo rádio, enquanto que a emissão de OH traça precisamente as posições das regiões HII compactas e ultra-compactas. Estes fatos são interpretados no sentido de que os *masers* de H_2O parecem

traçar regiões em estágios mais recentes da formação estelar (ou alternativamente a formação de objetos menos massivos – Elitzur 1992) do que as linhas de hidroxila¹⁷.

De fato, este parece ser o caso tanto com relação aos objetos IRS 10 e 14 quanto com relação à fonte IRAS 15412-5359, onde existem linhas de metanol associadas diretamente com as estrelas ionizantes das respectivas regiões (Cohen et al. 1995 e Caswell 1998), coincidentes com as direções das emissões do contínuo livre-livre em rádio (tabela 4.4) e para as quais detectamos linhas de água um pouco mais distantes dos centros ionizantes, nos entornos das fontes rádio pontuais.

Apesar das incertezas nas coordenadas, a associação de linhas de H₂O com a fonte IRAS 15412-5359 é inequívoca e reforça a evidência introduzida no Capítulo III (pela presença de emissão maser de OH e pelas cores IRAS da região) de que este é um provável sítio de formação de estrelas massivas. O mapeamento no contínuo livre-livre em rádio, com contornos que se abrem ao redor da fonte IRAS indicando a presença de uma fonte rádio superposta à emissão de fundo é também um importante indício a favor da presença de estrelas ionizantes nesta direção.

Por fim, chamamos atenção para a linha de número 7, com velocidade de $-57,1 \pm 4$ km/s, detectada nas coordenadas (J2000) $\alpha = 15^{\text{h}}44^{\text{m}}45^{\text{s}}$ e $\delta = -54^{\circ}07'30''$, na direção da linha de OH observada por Caswell et al. (1998) e próxima à posição de uma estrela de tipo espectral O6V detectada por Roman-Lopes & Abraham (2004). Estes resultados, em união com a detecção de uma fonte rádio não resolvida no corte -2 ($\alpha \approx 15^{\text{h}}44.6^{\text{m}}$ e $\delta \approx -54^{\circ}08'$, vide figuras 4.6 e 4.10), mostram que a região encerra um aglomerado de estrelas massivas jovens, quiçá independente da fonte IRAS 15408-5356, associado às fontes IRS10 e IRS14.

¹⁷ Neste cenário evolutivo, os masers de metanol (como a linha de Ellingsen et al. 1996) apareceriam em um estágio intermediário, simultaneamente ao aparecimento de uma região HII compacta ópticamente detectável ao redor da estrela ionizante.

CAPÍTULO V

A FONTE IRAS 15412-5359: ESTUDO DA POPULAÇÃO ESTELAR

Todas as informações acumuladas a partir dos dados rádio impelem-nos ao estudo da população estelar na direção da fonte IRAS 15412-5359, na tentativa de encontrar objetos estelares massivos jovens que venham a confirmar a natureza da região como um sítio de formação estelar e identificar aqueles responsáveis pela emissão UV que mantém a ionização da região HII e respondem pelo fluxo rádio detectado.

Deste modo, iniciamos o capítulo descrevendo o processo de fotometria no IV-próximo usado na detecção das estrelas da região, e em seguida discutimos em detalhe o processo de classificação e determinação dos tipos espectrais destes objetos. Atenção especial será dada ao estudo e determinação das contrapartidas no IV-próximo da fonte IRAS e das fontes pontuais MSX.

V.1 FOTOMETRIA IV

A fotometria das componentes do aglomerado associado à fonte IRAS 15412-5359 foi feita a partir de imagens obtidas do catálogo do 2MASS.

V.1.1 O Projeto 2MASS:

O projeto 2MASS (*Two Micron Sky Survey*), um *survey* concluído no final de 2001, mapeou todo o céu nas três bandas do infravermelho próximo, J (1,25 μm), H (1,65 μm) e K (2,17 μm) com sensibilidade de 1 mJy. As observações foram conduzidas em dois telescópios de 1,3 m de diâmetro, um deles em Mount Hopkins e outro no CTIO, no Chile, que observaram nos três filtros.

O principal produto do *survey* foi um atlas de todo o céu, formado por imagens de 8'x16' (1"/pixel), integradas durante ~ 8s com resolução de 4" e limites de completeza de 15,8 mag na banda *J*, 15,1 mag na banda *H* e 14,3 mag na banda *K*. As posições das fontes no catálogo são fornecidas com precisão de 0",5. Além do atlas, um catálogo de fontes pontuais apresenta dados de fotometria e astrometria para ~ 5×10⁸ objetos com uma razão sinal-ruído superior a 7 em pelo menos um dos três filtros observados. A fotometria é fornecida com uma precisão ~ 0,02 mag.

Apesar do projeto já fornecer dados de fotometria para grande parte das fontes detectadas, os limites de completeza e os critérios de detecção adotados excluem diversos potenciais objetos de interesse para nós. Por este motivo, refizemos a fotometria da região associada à fonte IRAS 15412-5359, prestando atenção aos objetos mais fracos e principalmente àqueles muito obscurecidos na banda *J*, onde os dados do 2MASS eram mais incompletos. A importância da detecção do maior número possível de objetos nas três bandas fotométricas é que estes dados são necessários para a construção dos diagramas cor-cor e cor-magnitude que nos permitem calcular os seus tipos espectrais e determinar assim as candidatas à fontes ionizantes da região.

V.1.2 Redução dos Dados:

A região selecionada para a fotometria IV compreende uma caixa de 2'x 2' centrada na fonte IRAS 15412-5359 (figura 5.1). Como mencionado, o estudo das estrelas desta região foi motivado pela descoberta de três intensas linhas de emissão maser de H₂O (6a, 6b e 6c*, cf. tabela 3.3) distantes aproximadamente 1' da posição da fonte IRAS e que indicam a possível existência de estrelas massivas jovens na região. O tamanho da região a ser estudada foi determinado com base na distância entre os masers de H₂O e a fonte IRAS e os limites impostos pelos contornos do mapa rádio ao seu redor. Um aspecto interessante desta região é que a referida fonte IRAS preenche apenas marginalmente os critérios de cores IV-distante de Wood & Churchwell (tabela 3.2) e a relação de fluxos rádio/IV de Simpson & Rubin (1992) para regiões HII (figura 4.11), de modo que a confirmação definitiva de sua natureza como uma sítio de formação de estrelas massivas

(hipótese sugerida pela presença de linhas masers e emissão térmica rádio) demanda um estudo direto da população de objetos que a compõe.

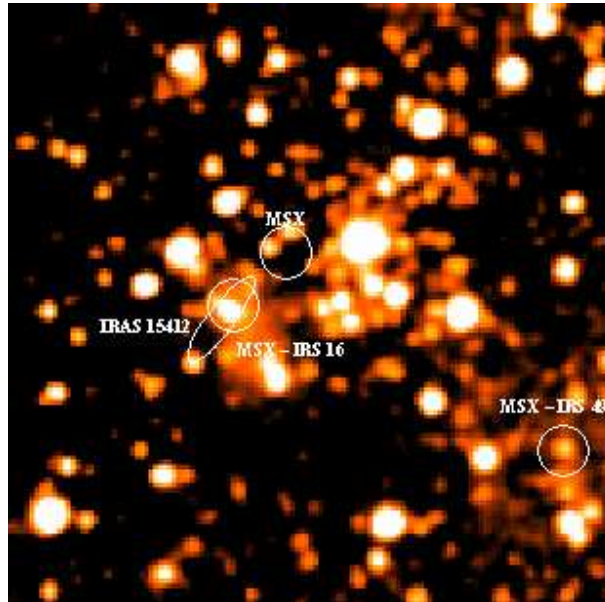


Figura 5.1 Imagem em $2,2 \mu\text{m}$ do campo ao redor da fonte IRAS 15412-5359 estudado por nós. A elipse de erro IRAS e as fontes MSX pontuais estão indicadas. No caso das fontes MSX, os círculos correspondem à resolução do satélite e não ao erro das coordenadas que é $\sim 10''$. As coordenadas centrais J2000 da imagem são $\alpha = 15^{\text{h}}45^{\text{m}}00^{\text{s}}$ e $\delta = -54^{\circ}09'00''$; o *frame* possui $3' \times 3'$.

A análise da região foi feita utilizando-se as rotinas de redução do pacote de fotometria *daophot* (Stetson 1987) do IRAF[®]. Para a obtenção das magnitudes das fontes infravermelhas de interesse, duas técnicas fotométricas diferentes foram utilizadas em conjunto: fotometria de *abertura* e de *PSF*.

A *fotometria de abertura* é o método mais simples para a determinação da magnitude instrumental de uma fonte com perfil estelar. A técnica se baseia na utilização de um diafragma através do qual é feita a integração das contagens dos *pixels* que compõem a imagem estelar. Define-se um valor para o raio da abertura ao redor do centróide da distribuição de contagens, de modo que a maior parte do perfil bidimensional da estrela seja considerado na integração do fluxo estelar total. Define-se também um anel de céu em torno do objeto que deve ser posicionado de modo a não englobar a emissão de fontes adjacentes.

Esta técnica foi utilizada durante o processo de redução para se obter uma estimativa inicial do nível do céu e das magnitudes dos objetos de programa (tarefa *phot*). Esta primeira estimativa foi posteriormente utilizada como ponto de partida para a determinação das magnitudes instrumentais através de uma PSF empírica construída a partir de uma estrela padrão selecionada.

A ‘*Point Spread Function*’, ou PSF pode ser definida como a distribuição bidimensional de brilho produzida no detetor pela imagem de uma fonte estelar não resolvida. O procedimento de fotometria PSF para campos estelares densos se baseia na hipótese de que a PSF dos objetos do campo é resultado unicamente do perfil instrumental e das contribuições atmosféricas na noite da observação, tais como *seeing* e transparência. Considera-se portanto que a PSF é aproximadamente constante entre os objetos da imagem, de modo que uma PSF construída para um objeto brilhante e não saturado (estrela padrão) deve servir de modelo para o ajuste da PSF dos demais objetos do campo. A PSF assim construída é dita empírica e a sua obtenção envolveu um processo iterativo, onde a imagem de resíduo do campo estelar (obtida pela subtração da PSF inicial dos perfis estelares) é utilizado para ajustar uma PSF de ordem superior à estrela padrão selecionada.

O primeiro passo do processo de redução consistiu na determinação das coordenadas dos objetos de interesse na imagem do 2MASS por meio da tarefa *daofind*, que calcula a posição através da determinação do centróide da distribuição de contagens da estrela. Este procedimento foi executado após a inspeção da imagem (tarefa *imexamine*) para determinação do nível do fundo de céu, que foi então subtraído das contagens de todo o campo. Os objetos que não foram automaticamente identificados por terem um fluxo muito baixo ($< 3\sigma$ do ruído de fundo do céu), estarem superpostos a outros objetos ou contaminados por emissão extensa, foram adicionados manualmente ao arquivo de redução por inspeção visual (tarefa *tvmark*).

Uma vez definidos os objetos a serem estudados, suas magnitudes instrumentais foram determinadas através da *fotometria de abertura* (tarefa *phot*) para serem usadas como ponto de partida no cálculo das magnitudes instrumentais por *fotometria de PSF*. A estrela padrão usada na construção da PSF empírica foi então selecionada; a PSF modelo foi construída com ajuda da rotina *psf*.

Finalmente, de posse da PSF empírica e com o auxílio da tarefa *allstar* determinaram-se as magnitudes instrumentais de todos os objetos do campo previamente selecionados. A imagem subtraída das PSFs estelares foi então avaliada e quando apresentava resíduos ainda elevados uma nova PSF foi construída a partir desta imagem. A nova PSF foi novamente ajustada aos objetos de programa num processo iterativo que se repetiu por 2 ou 3 vezes para cada filtro de observação.

Uma vez determinadas as magnitudes instrumentais, os valores obtidos foram comparados com os fornecidos pelo catálogo do 2MASS para determinação do ponto zero da escala de magnitudes. O critério adotado para avaliar a qualidade da fotometria em comparação com os dados de catálogo foi a obtenção de um valor constante nas diferenças $J_{2MASS} - J_{inst}$, $H_{2MASS} - H_{inst}$ e $K_{2MASS} - K_{inst}$ para toda a faixa de magnitudes calculada, significando que não existem erros sistemáticos no brilho das fontes mais fortes ou mais fracas como resultado de uma PSF mal determinada.

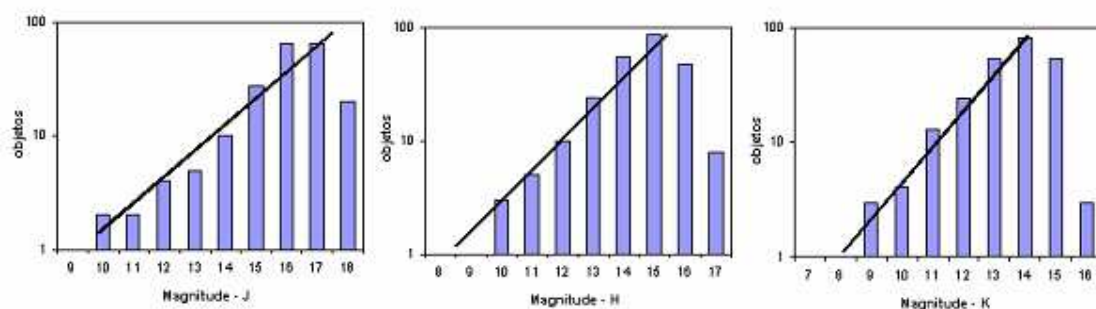


Figura 5.2 Diagramas para determinação dos limites de completude nas imagens das bandas fotométricas *J*, *H* e *K* do catálogo do 2MASS na direção da fonte IRAS 15412-5359.

Após os dados terem sido corrigidos para a mesma escala de magnitudes do catálogo, foi feita uma análise da completude da amostra (figura 5.2). Os valores dos limites de

completude foram calculados a partir do ponto em que a distribuição do logaritmo do número de objetos $\log(N)$ por intervalo de magnitude sofre desvio de uma relação linear. As magnitudes limites obtidas deste modo resultaram bem superiores às do catálogo 2MASS, sendo de $17,1$ mags na banda J , $15,5$ mags na banda H e $14,9$ mags na banda K .

V.2 A POPULAÇÃO ESTELAR

Como resultado do processo de fotometria acima descrito, foram identificados ao todo na região ~ 150 objetos dentre os quais selecionamos possíveis membros para o aglomerado associado com a fonte IRAS. A lista de todos estes objetos é mostrada no Apêndice II. Neste Capítulo, descrevemos apenas os objetos mais luminosos e as estrelas responsáveis por estarem ionizando a região.

Para a quase totalidade dos objetos listados no Apêndice II, obtivemos identificação positiva nos filtros H e K , enquanto que para uma parcela significativa deles (~ 40 objetos) não foi possível achar uma contrapartida no filtro J ($1,3 \mu\text{m}$). Para estes, as cores e as distribuições espectrais de energia (SEDs) foram determinadas com base no limite de completude para esta banda fotométrica, equivalente a um fluxo de $4,5 \cdot 10^{-20} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1}$. Alguns poucos objetos foram identificados apenas na banda K e não puderam ser estudados em mais detalhes.

Em adição aos dados do 2MASS, o estudo dos objetos estelares no infravermelho próximo foi auxiliado por dados recentes do satélite SPITZER, que desde o fim da década de 90 tem conduzido observações em bandas do IV complementares aos programas mais antigos, cobrindo a falha entre as bandas do 2MASS e do MSX. Suas bandas de observação são: L ($3,6 \mu\text{m}$), M ($4,5 \mu\text{m}$), N ($5,7 \mu\text{m}$) e O ($7,9 \mu\text{m}$). A resolução de $\sim 4''$ para as bandas $L - N$ e de $2,8''$ para a banda O e a precisão astrométrica de $\sim 1''$ permitiram a identificação da contrapartida de diversos objetos detectados com o 2MASS e a comparação direta entre os fluxos calculados pelos dois *surveys*, sem o risco de confusão.

Os limites de completeza do *survey* são de 14,2 mag no filtro *L*, 14,1 mag no *M*, 11,9 mag no *N* e 9,5 mag no filtro *O*.

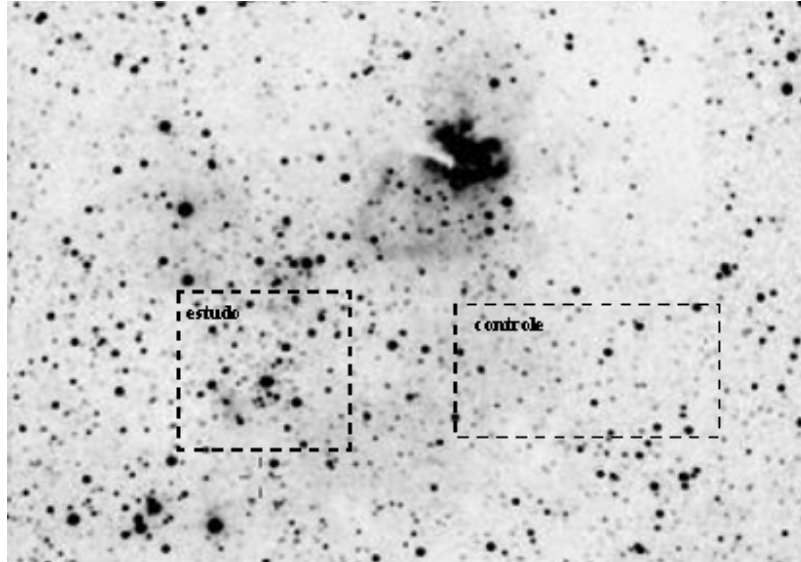


Figura 5.3 Imagem de RCW 95 mostrando a região para a qual estudamos a população estelar e a região (fora do complexo) usada como população de controle para o aglomerado. A imagem está centrada na fonte IRAS 15408-5356 e tem tamanho de $\sim 10' \times 15'$.

V.2.1 Seleção dos Objetos do Aglomerado:

Uma vez feita a fotometria dos objetos da região selecionada do catálogo 2MASS, o passo seguinte consistiu em comparar a população de objetos a ser estudada com a população de um grupo de controle, para tentar estabelecer critérios que ajudassem a distinguir os objetos pertencentes ao aglomerado dos objetos de campo. Para isso, escolhemos uma região de controle de $3' \times 3'$, localizada $4'$ à oeste da fonte IRAS 15412-5359, com centro nas coordenadas $\alpha(\text{J2000}) = 15^{\text{h}}44^{\text{m}}15^{\text{s}}$ e $\delta(\text{J2000}) = -54^{\circ}09'00''$ e determinamos as cores ($J - H$) e ($H - K$) das estrelas a partir dos dados fotométricos do catálogo 2MASS. As duas regiões são exibidas na figura 5.3.

A partir das cores determinadas, comparamos as populações estelares na direção do aglomerado e da região de controle por meio de um histograma de # objetos vs. cor(H-K).

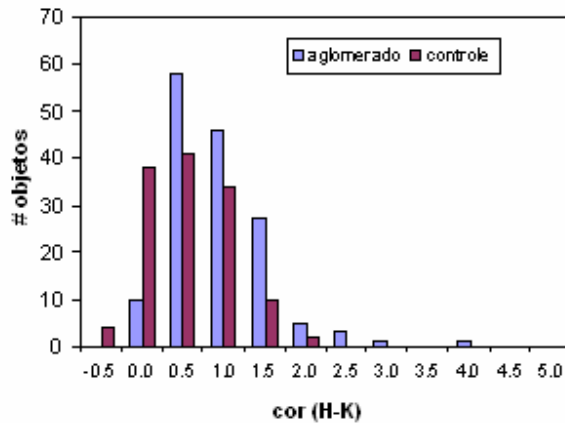


Figura 5.4 Diagrama de comparação entre as populações do aglomerado e da região de controle, formada predominantemente por objetos de campo. O número de objetos nas duas regiões foi normalizado para permitir uma comparação direta.

Assim sendo, estabelecemos um critério de cor para selecionar os candidatos associados ao aglomerado, comparando o comportamento das duas populações e verificando para qual cor ($H - K$) elas começam a se diferenciar e a população do aglomerado começa a ser mais abundante que a população de “campo”. Como pode ser visto na figura 5.4, foram considerados potenciais membros do aglomerado todos os objetos na direção da fonte IRAS, com cor ($H - K$) $> 0,5$.

Um outro critério adotado foi comparar os diagramas cor-cor $(J - H) \times (H - K)$ das duas regiões (figura 5.5). No mapa estão representadas as posições das estrelas imageadas. As retas de avermelhamento apresentadas no diagrama cor-cor e no digrama cor-magnitude foram calculadas utilizando-se a lei de extinção de Rieke & Lebofsky (1985) entre 1 e 13 μm , com $R_V = 3,09 \pm 0,03$. Utilizamos a expressão para o avermelhamento $A_V = R_V \cdot E(B - V)$ e escrevemos o excesso de cor $E(B - V)$ em termos dos excessos $(H - K)$ e $(J - H)$ como $E(B - V) = (5,26 \pm 0,20) \cdot E(H - K)$ e $E(B - V) = (3,03 \pm 0,12) \cdot E(J - H)$. Determinamos assim que cada 10 magnitudes de avermelhamento A_V equivalem no diagrama cor-cor a um excesso $E(J - H) = 1,07$ e $E(H - K) = 0,62$.

No diagrama para a região de controle distinguimos claramente duas populações: uma próxima à linhas das estrelas de sequência principal e gigantes, com cores $(J - H) < 0,5$,

representativa de uma população de frente, pouco avermelhada ($A_V < 10 \text{ mags}$) e outro grupo com cores $(J - H) > 1,5$, representativo de uma população de fundo que provavelmente está sofrendo absorção do material da nuvem molecular ou do braço espiral (*Scutum-Crux*) em que se encontra RCW 95 ($A_V > 18 \text{ mags}$).

Enquanto isso, a população referente ao aglomerado é claramente dominada por objetos com cores $(J - H)$ intermediárias, correspondentes a um avermelhamento médio entre 10 e 20 magnitudes, consistente com o fato de que eles estão embebidos na nuvem molecular, numa posição intermediária entre os objetos de campo e de fundo. Além disso, como já era esperado do histograma da figura 5.3, eles possuem cores $(H - K)$ predominantemente superiores a 0,5.

Para que fiquem claros ambos critérios adotados para seleção dos objetos do aglomerado, é importante fazermos uma observação à respeito da diferença entre avermelhamento e excesso de cor. O avermelhamento diz respeito à absorção diferencial da radiação pelo gás e poeira interestelares. Via de regra¹⁸, a absorção global sofrida pela radiação é mais intensa para os comprimentos de onda menores e portanto, quanto maior a coluna de material atravessado, maiores as cores $(J - H)$ e $(H - K)$ medidas (veja as retas de A_V nos diagramas da figura 5.5). Já o excesso de cor diz respeito à uma emissão superposta ao espectro original do objeto, normalmente devido à poeira ou gás ionizado (radiação livre-livre) em torno da estrela, com máximo de emissão em frequências menores do infravermelho, implicando num aumento do fluxo na banda K que resulta em cores $(H - K)$ maiores que as previstas pelas retas de avermelhamento normais.

¹⁸ A menos de casos muito específicas como os das bandas M e N que sofrem o efeito de absorção dos PAHs e possuem avermelhamento superior ao de bandas de menor comprimento de onda, como a L.

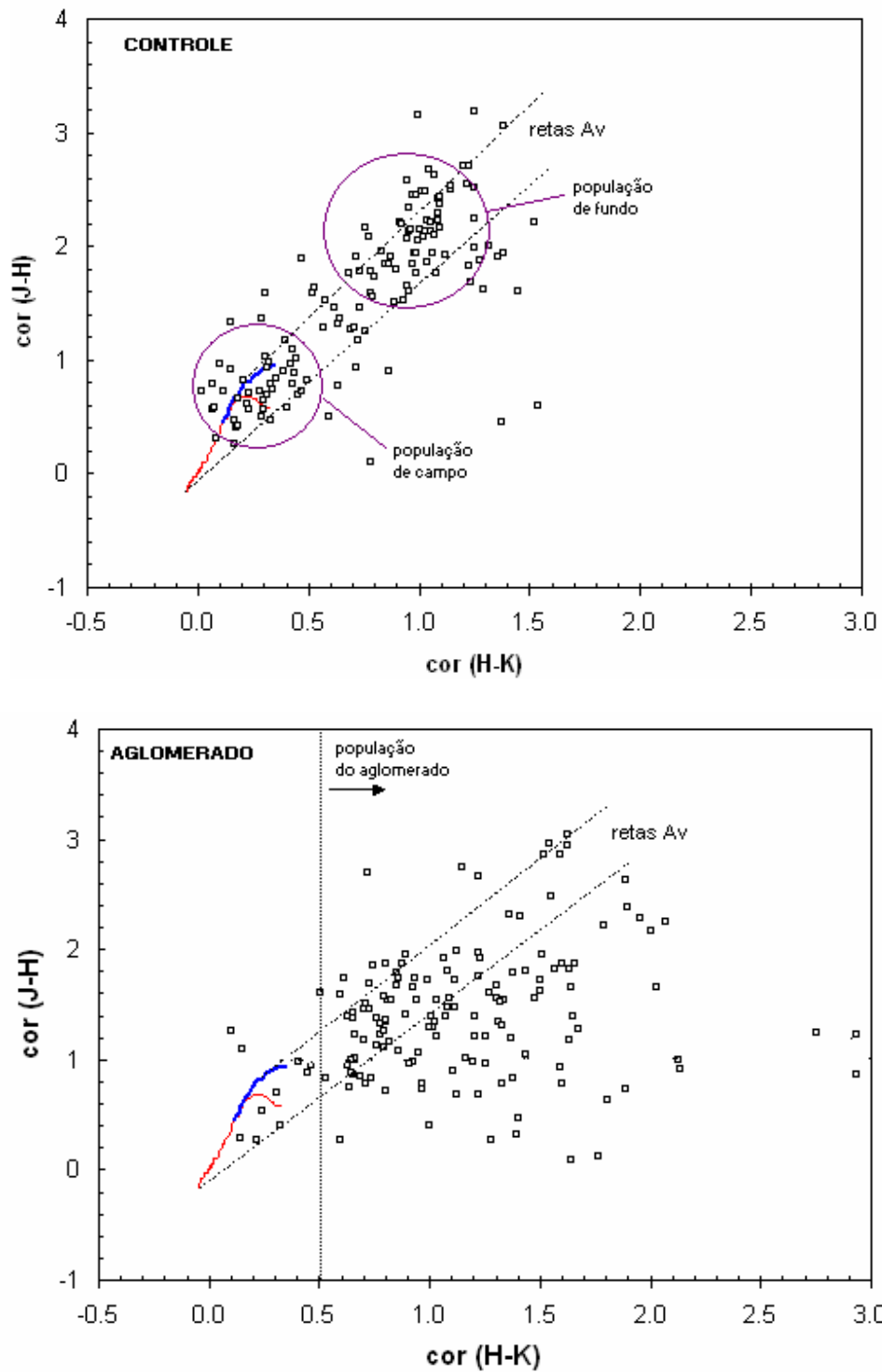


Figura 5.5 Diagramas cor-cor para a população de controle e do aglomerado. As linhas vermelhas e azuis na porção inferior dos diagramas referem-se às posições das estrelas de sequência principal (classe luminosidade V) e gigantes (classe III), respectivamente (Koornneef 1993). As retas de avermelhamento foram calculadas com base na lei padrão de Rieke & Lebofsky (1985).

V.2.2 Classificação dos Objetos – Diagrama cor-cor:

A figura 5.6 (que mostra com maiores detalhes os dados da figura 5.5, separando os objetos com detecção nos três filtros dos não detectados na banda *J*) mostra o diagrama cor-cor dos objetos selecionados como possíveis membros do aglomerado. A partir deste diagrama é possível separá-los em duas grandes categorias: os que sofrem avermelhamento normal, e aqueles com *excesso de cor*, que se encontram à direita da reta de avermelhamento das estrelas quentes da SP e para os quais não é possível determinar o tipo espectral devido à contaminação de sua emissão pela do gás e da poeira. Para aqueles objetos com excesso para os quais dispunhamos de dados do SPITZER, foi possível fazer uma classificação em dois tipos: aqueles com pico de emissão nas bandas do IV-próximo e aqueles com emissão crescente em direção ao IV-médio¹⁹. Os espectros de alguns destes objetos são apresentados no Apêndice II, junto com a respectiva tabela de magnitudes.

Os filtros do SPITZER cobrem justamente a faixa de transição para o IV-médio onde a emissão da poeira começa a se tornar dominante e esta distinção entre objetos com emissão crescente e decrescente entre 8 e 25 μm é devida, provavelmente, à presença de um envoltório de gás e poeira que emite termicamente nas frequências mais distantes do infravermelho.

Há ainda um terceiro grupo de objetos que se destaca dos demais e se encontra à esquerda da reta de avermelhamento das gigantes. Estes objetos foram estudados em detalhe por nós e parte deles revelou-se composta por objetos muito luminosos, correspondentes a gigantes vermelhas frias de tipo K e M (2500 a 5000 K), com raios de 10 a 100 R_{\odot} . As demais constituem anãs frias de campo. Uma possível razão para estes objetos encontrarem-se à esquerda da reta de avermelhamento das gigantes é que a verdadeira lei de lei de extinção, que depende da constituição do meio interestelar nesta direção e da nuvem molecular em que os objetos estão embebidos seja diferente da utilizada, já que formalmente esta é uma região do diagrama onde não esperaríamos encontrar nenhum objeto.

¹⁹ Os objetos imageados apenas na banda K do 2MASS fazem todos parte desta última categoria, sendo aliás os objetos mais brilhantes detectados entre 8 e 25 μm , junto com as fontes IRAS e MSX.

V.2.3 Determinação dos Tipos Espectrais no Diagrama Cor-Magnitude:

Aplicando-se então a lei de avermelhamento aos objetos (sem excesso) do aglomerado seria possível encontrar sua correspondente posição na seqüência principal e determinar o seu tipo espectral. Existem no entanto duas grandes fontes de erro que limitam a aplicabilidade deste procedimento. A primeira delas é que o processo depende do conhecimento da distância ao aglomerado (ou objeto em questão), que é geralmente um dado incerto (ou desconhecido); além disso, nem todos os objetos selecionados como candidatos a membros do aglomerado pertencem de fato a ele e assumir cegamente uma mesma distância para todos pode levar a erros. Um segundo fator a se considerar é que a lei de avermelhamento utilizada é uma lei global e não considera características particulares do meio na direção da fonte que poderiam alterar a extinção sofrida pelos objetos.

Em última análise, o diagrama cor-magnitude apresentado na figura 5.7 não pode ser considerado como um meio seguro para determinação dos tipos espectrais. O que ele fornece com segurança é uma idéia da luminosidade aparente dos objetos. De fato, a este respeito, para os objetos detectados na banda J , demos preferência para os tipos espectrais derivados a partir do diagrama $J \times (J - H)$ que segundo Carpenter et al. 1997, minimiza os efeitos que um excesso de emissão em $2 \mu\text{m}$ provocaria na determinação do tipo espectral dos objetos.

Para se tentar melhorar a determinação dos tipos espectrais das estrelas estimamos as suas temperaturas por meio de um ajuste de corpo negro à SED. Com os dados do SPITZER, as SEDs da maioria dos objetos foi expandida até os $8 \mu\text{m}$. No entanto, nos ajustes de corpos negros utilizamos apenas os dados das bandas J a L (1 a $4 \mu\text{m}$), para evitar contaminação da emissão livre-livre ou da poeira que começam a ser mais importantes e porque as bandas M e N são bastante afetadas pela absorção por PAHs e Silício.

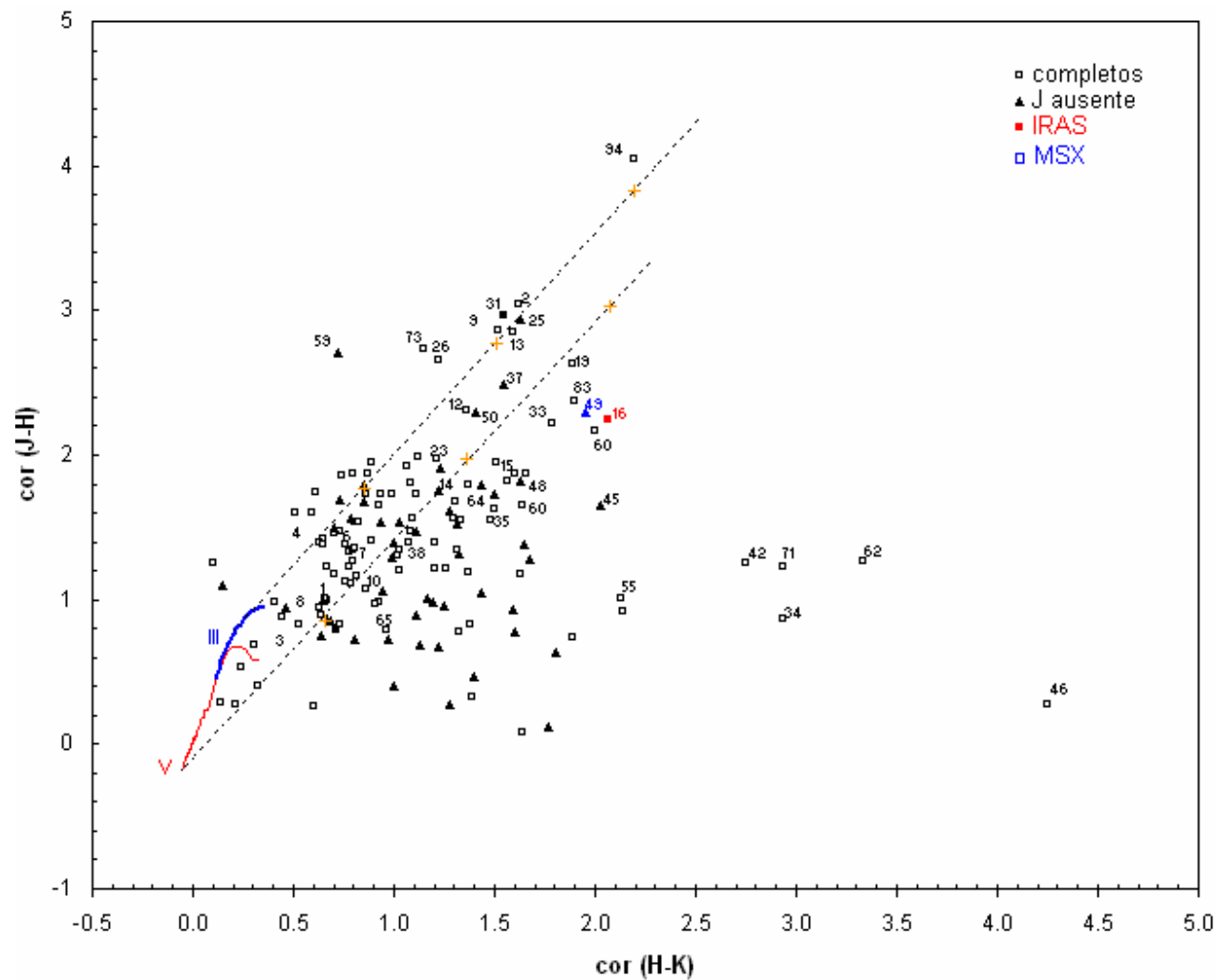


Figura 5.6 Diagrama cor-cor para os objetos do aglomerado. As marcações em cruz ao longo das retas de avermelhamento correspondem a intervalos de 10 magnitudes. Os objetos mais luminosos estão indicados pelos números de catálogo (tabela II.1 do Apêndice II)

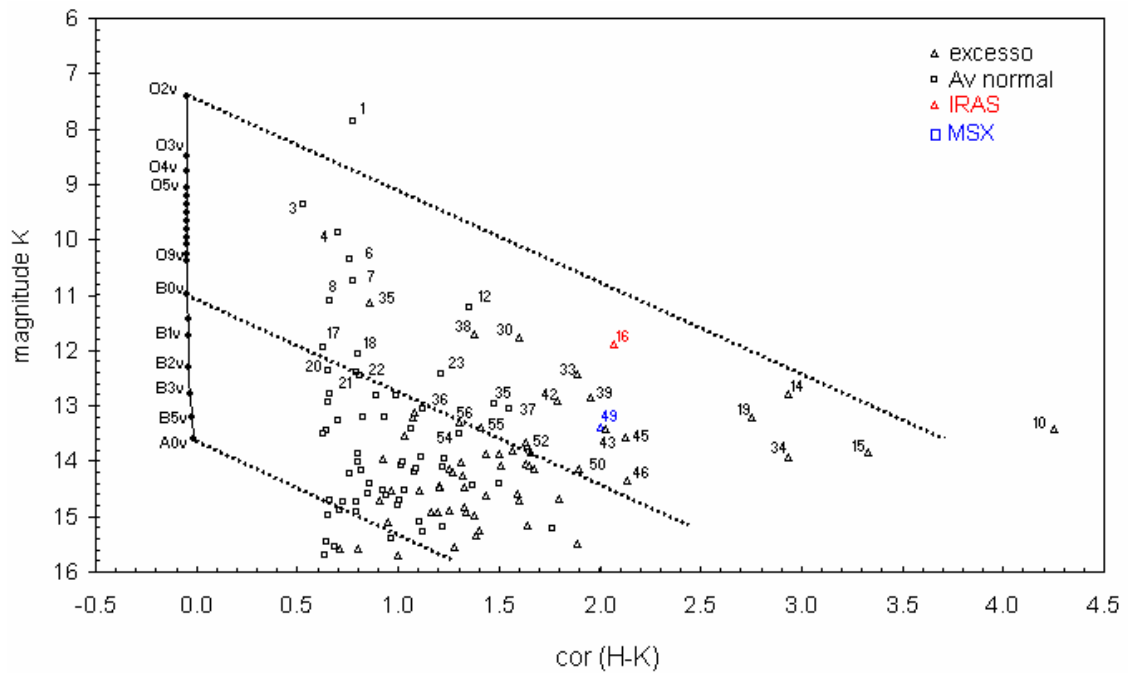
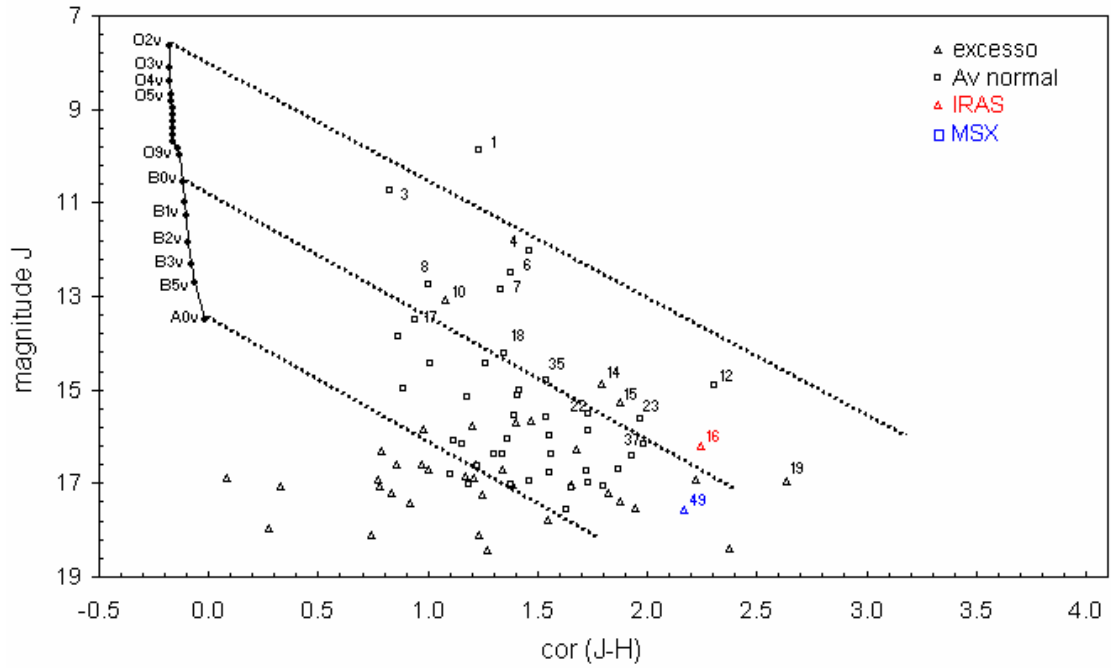


Figura 5.7 Diagramas cor-magnitude para os objetos da região. As magnitudes das estrelas da sequência principal à esquerda foram determinadas usando a lei de avermelhamento padrão de Rieke e Lebofsky (1985) para uma distância de 2,4 kpc (Giveon et al. 2002).

No processo de ajuste da curva de Planck às SEDs, tanto a distância quanto a temperatura entram como parâmetros livres e independentes: a distância (na verdade o fator $A/4\pi D^2$, já que a luminosidade depende também da área superficial ‘A’ da estrela) apenas ajusta a escala de brilho do objeto, enquanto que a temperatura determina a forma da curva de Planck que melhor se ajusta aos dados e fornece o tipo espectral buscado. Este procedimento foi feito para todos os objetos sem excesso do aglomerado e os ajustes dos objetos mais brilhantes ou que resultaram em tipos espectrais mais luminosos são exibidos na figura II.1 do Apêndice II. A figura 5.8 mostra a posição dos objetos catalogados na tabela II.1 do Apêndice II e permite verificar explicitamente quais dos objetos massivos ionizantes detectados na região encontram-se associados à região HII.

Antes de proceder ao ajuste, no entanto, corrigimos os fluxos pela absorção diferencial nos diversos filtros. Para isso, utilizamos os dados da tabela 5.1, que fornece a relação entre a extinção visual A_V e os avermelhamentos nas diferentes bandas do IV próximo, e aplicamos as seguintes expressões, que permitem calcular A_V a partir das cores no IV ($J - H$) e ($H - K$):

$$\begin{aligned} A_V &= (9,36 \pm 0,15) \cdot E(J - H) \\ A_V &= (16,25 \pm 0,21) \cdot E(H - K) \end{aligned} \tag{5.1}$$

No entanto, as incertezas na determinação da distância por este método são muito grandes, já que envolvem as incertezas na determinação das temperaturas e dos avermelhamentos, estes últimos dependendo da lei de extinção. Como mencionado, dentro do grupo das estrelas quentes (tipos OB) e frias ($T \leq 12000\text{K}$), a curvatura dos ajustes de corpo negro não permitem distinguir entre os diferentes tipos espectrais e portanto a classificação está condicionada aos valores fornecidos pelo diagrama cor-magnitude. Neste caso, uma vez que tenhamos identificados se a estrela é um objeto quente ou frio, a incerteza atribuída ao nosso cálculo do tipo espectral fica determinada pela incerteza associada às magnitudes dos objetos, já que a determinação do tipo

espectral fica condicionada então ao diagrama cor-cor. De modo geral, as incertezas podem chegar a 0,5 magnitude e isso significa que não podemos determinar com precisão o tipo espectral a partir do diagrama cor-cor. É no entanto possível restringir os objetos do aglomerado a uma faixa de tipos espectrais, separando as estrelas O das B-recentes e B-tardias e estrelas A. Estrelas mais frias que tipo A (~ 10000 K) não poderiam ser detectadas como membros do aglomerado devido à grande opacidade em sua direção e são classificados como objetos de campo.

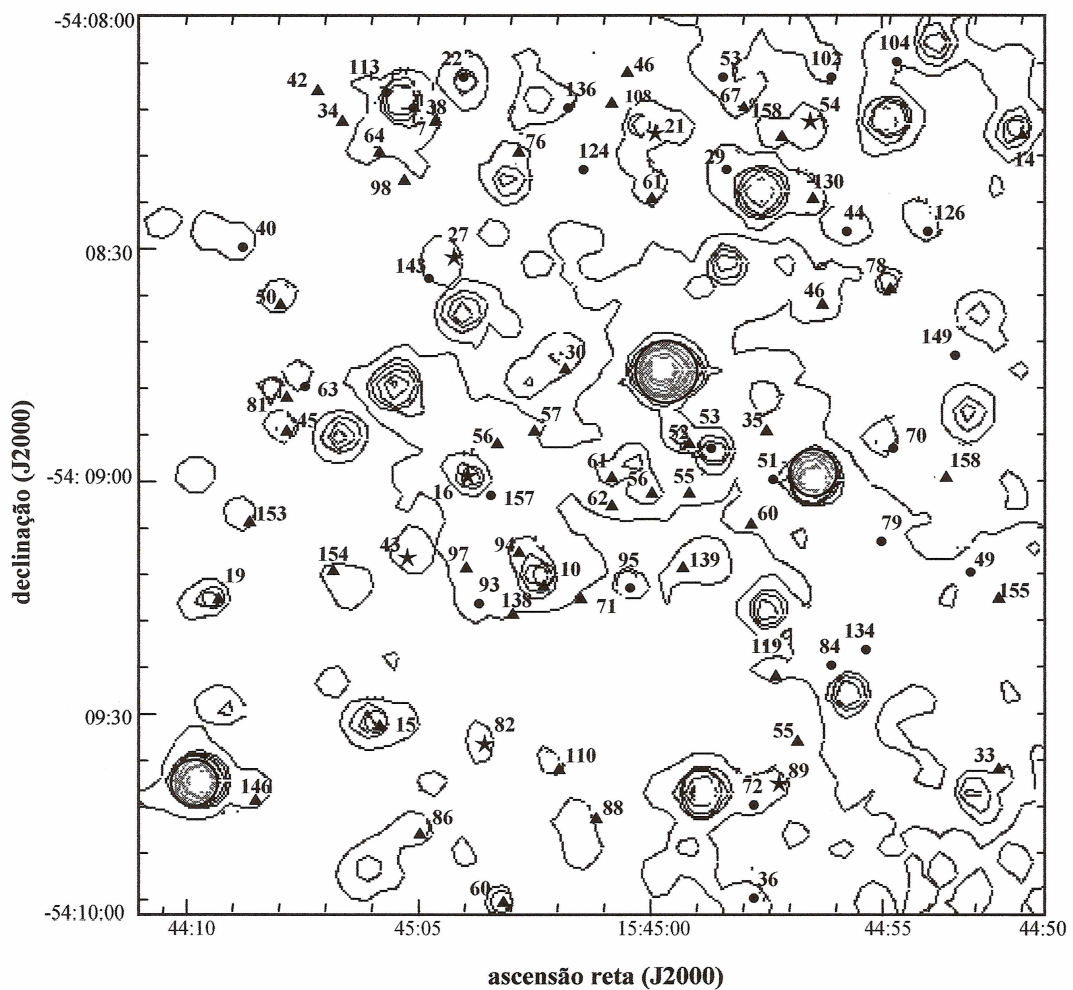


Figura 5.8 Imagem de contornos na banda K do 2MASS na direção da fonte IRAS 15412-5359 (IRS 16). Os contornos começam em 7.10^{-6} Jy/arcsec e estão separados em intervalos de 10^{-5} Jy/arcsec. Fontes IV com excesso são indicadas por triângulos, membros do aglomerado sem excesso por pontos e as estrelas representam as fontes ionizantes do complexo.

Como pode ser visto nos ajustes das SEDs exibidos no Apêndice II, a determinação precisa do tipo espectral apenas por meio das curvas de corpo negro não é possível. Isto ocorre porque na região do espectro em que trabalhamos (o IV-próximo) estamos já próximos da região em que começa a valer a aproximação de Rayleigh-Jeans e visto que a faixa espectral dos dados disponíveis é muito estreita, há uma ‘degenerescência’ na curvatura da função de Planck que não permite que se distingam entre objetos de temperaturas próximas (i.e. todas são retas de inclinações praticamente equivalentes entre 1 e 4 μ m). Na verdade, a única distinção que pôde ser feita com segurança foi entre objetos frios (abaixo de ~ 12.000 K) e objetos quentes, de tipos espectrais O e B²⁰. No entanto, esta é de fato a principal utilidade do ajuste, já que permite refinar a separação entre os objetos de campo e os pertencentes ao aglomerado, ficando a estimativa do tipo espectral condicionada ao diagrama cor-magnitude ou, preferencialmente, a observações espectroscópicas.

λ (μ m)	$E(\lambda-V)/E(B-V)$	A_λ/A_V
J (1.3)	$-2,22 \pm 0,22$	0,282
H (1.8)	$-2,25 \pm 0,03$	0,175
K (2.2)	$-2,74 \pm 0,02$	0,112
L (3.6)	$-2,91 \pm 0,03$	0,058
M (4.5)	$-3,02 \pm 0,03$	0,023
N (5.8)	-2,93	0,052
O (8.0)	-3,03	0,020

Tabela 5.1 Parâmetros da lei de extinção geral de Rieke & Lebofski (1985) entre 1 e 13 μ m, usados na correção por avermelhamento dos fluxos nas diferentes bandas observadas.

Na prática, o procedimento adotado foi o de assumir de início que todos os objetos que preenchem os critérios delineados na seção V.2.1 eram membros do aglomerado e proceder com os ajustes das SEDs e só depois verificar se existe um compromisso entre a temperatura obtida do ajuste e a luminosidade aparente medida. Quando olhamos para a figura 5.6 observamos que entre os objetos de tipo recente e tardio existe uma diferença de aproximadamente 7 magnitudes de avermelhamento. Isso significa que o tipo espectral

²⁰ Um elemento capaz de quebrar esta “degenerescência” seria a luminosidade intrínseca do objeto, refletida na amplitude das curvas de corpo negro ajustadas. No entanto, este parâmetro depende fortemente da distância ao objeto, um dado *a priori* desconhecido se não temos certeza que ele é um membro do aglomerado.

determinado para os objetos deve resultar também de um compromisso entre a temperatura da curva de Planck que melhor se ajusta à SED e o correspondente avermelhamento usado na correção dos fluxos. O tipo espectral fornecido por meio do diagrama cor-magnitude é função da lei de avermelhamento assumida para os objetos e quando o compromisso entre os dois métodos de determinação do tipo espectral não se verifica (i.e. um objeto com alta luminosidade aparente porém baixa temperatura) significa que sua distância (e conseqüentemente o avermelhamento usado na correção dos fluxos aparentes aos quais foi ajustada a curva de Planck) têm de ser revisada e provavelmente a estrela não faz parte do aglomerado.

IRS	alpha	delta	J	H	K	A _v	D (kpc)	type
16	15:45:02.8	-54:09:03.6	16.2	14.0	11.9	–	–	O7V
43	15:45:06.6	-54:09:08.3	15.1	14.0	13.3	14.5	3.56±0.20	O9V
54	15:44:57.1	-54:08:11.8	16.4	14.8	13.5	17.0	3.10±0.20	O9V
21	15:45:00	-54:08:11.8	14.5	13.2	12.4	12.0	2.20±0.50	B0V
27	15:45:03.2	-54:08:31.6	15.5	13.8	12.8	11.0	2.95±0.50	B0V
89	15:44:57.7	-54:09:47.2	16.1	15.0	14.2	13.2	3.10±1.10	B0V

Tabela 5.2 Listagem das principais estrelas ionizantes detectadas na direção da fonte IRAS 15412-5359. Para o catálogo completo das estrelas da região e para maiores detalhes sobre os objetos aqui exibidos, vide Apêndice II. A fonte 54 está na periferia da região imageada e esta associada mais com os objetos IRS 10 e IRS 14 do que com a fonte IRAS, e não foi portanto considerada no cálculo da ionização da nuvem.

Um caso ilustrativo é o da fonte IRS 1 (figura 5.9), o objeto mais brilhante de nossa amostra e que foi ajustado por um corpo-negro de 6500K, possivelmente a uma estrela de campo, mostrando que sua grande luminosidade deve-se ao fato de este ser um objeto próximo. Como comparação, apresentamos na mesma figura o caso da fonte IRS 54, possivelmente uma estrela O9V do aglomerado e principal responsável pela ionização da região.

Em um trabalho recente, Ortiz et al. (2006) discutiram o problema da incerteza na determinação dos tipos espectrais de estrelas estudadas por meio de fotometria-IV e concluíram que a maior fonte de incerteza está, na verdade, na lei de extinção utilizada na análise do avermelhamento. Além da lei geral usada neste trabalho (Rieke & Lebofsky 1985) diversas outras leis foram propostas para diferentes direções do céu e em

associação com diferentes composições do ISM e seu uso pode resultar em diferenças superiores à unidade na magnitude prevista para os objetos. De qualquer modo, optamos pelo uso da lei geral, por não haver uma lei específica na literatura para a região em questão e pelo fato de esta lei ter fornecido resultados consistentes com os dados em rádio.

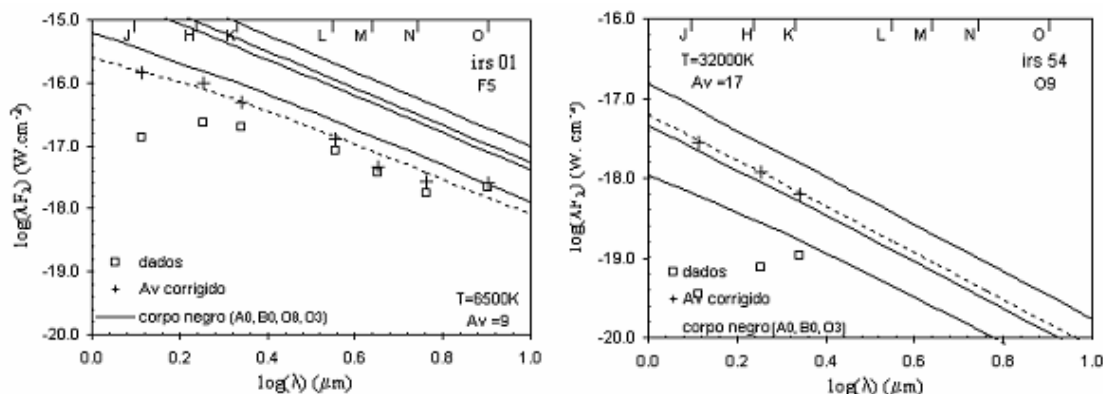


Figura 5.9 Ajustes de corpo negro para determinação do tipo espectral de duas fontes sem excesso de cor imageadas no IV-próximo. As curvas cheias representam corpos negros de comparação, de tipos A0, B0, O8 e O3. Repare em como são semelhantes as curvas dos objetos quentes, dificultando a diferenciação entre os tipos espectrais. O ajuste é dado pela reta tracejada. A fonte da direita é objeto mais luminoso do catálogo, porém o ajuste revela que esta fonte corresponde a uma estrela de campo (veja o avermelhamento de apenas 9 mag.) de tipo espectral F, com temperatura de 6500K. Já a fonte da esquerda, é apenas a número 54 em brilho na banda K, porém o seu ajuste resultou no objeto mais quente da região: uma estrela O9v (32000K), muito absorvida ($A_V=17$ mag). Esta comparação mostra a importância do ajuste da curva de Planck para a determinação do tipo espectral.

V.2.4 Resultados – Fontes Ionizantes da Região:

Seguindo estes procedimentos fomos capazes de identificar quatro objetos massivos responsáveis pela ionização da região, dentre os quais 3 estrelas B0V e uma estrela O9V (tabela 5.2)²¹. As estrelas B0V e O9V estão todas na direção da fonte IRAS 15412-5359, dentro da região delimitada pelo quadrado amarelo na figura 4.8 e devem portanto ser as responsáveis pela emissão livre-livre observada em rádio.

O número total de fótons no contínuo de Lyman disponíveis para ionizar a região a partir deste conjunto de objetos é $1,9 \cdot 10^{48}$. Quando comparado ao valor de $2 \cdot 10^{48}$ fótons

²¹ A fonte 54 está na periferia da região imageada e esta associada mais com os objetos IRS 10 e IRS 14 do que com a fonte IRAS, e não foi portanto considerada no cálculo da ionização da nuvem.

derivados a partir do fluxo rádio livre-livre, que corresponderia a uma única estrela do tipo O8.5V, vemos que o número de fótons disponíveis para ionizar a região responde muito bem ao valor estimado em rádio. Deste modo, podemos concluir ter encontrado as fontes estelares responsáveis pela ionização da região.

É importante observar, no entanto, que o fluxo rádio estimado na tabela 4.2 é um limite superior, pois o cálculo realizado não considera a possibilidade de que parte do fluxo medido nesta direção provenha de gás ionizado por outros objetos massivos que não os encerrados nela. De fato, seria razoável supor que parte dos 2,5 Jy medidos esteja associado a uma componente ‘de fundo’ à qual se sobrepõe a emissão resultante dos fótons UV produzidos na região. Numa estimativa grosseira, se assumíssemos que esta emissão de fundo corresponde ao contorno de 0,025 K (já que logo depois dele os contornos se abrem novamente, indicando a presença de mais estrelas ionizantes [à ao leste](#) da região estudada, vide figura 4.3), o fluxo correspondente obtido na região de interesse seria de 1,2 Jy, aproximadamente. O fluxo restante de ~ 1,5 Jy seria referente a uma estrela O9.5v – B0v, um pouco abaixo do encontrado, porém não incompatível. A melhor estimativa, no entanto, continua sendo a primeira, que não apenas fornece resultados mais consistentes entre si, como também não faz hipóteses mais difíceis de serem justificadas²².

V.4 A FONTE IRAS E AS FONTES MSX

Além da fonte IRAS, foram identificadas ainda três intensas fontes MSX na região (figura 5.1). O Satélite MSX (*Midcourse Space Experiment*) observou todo o plano galáctico nas quatro bandas do infravermelho médio: A (8.2 μ m), C (12.1 μ m), D (14.6 μ m) e E (21.3 μ m), cobrindo todo o espectro entre 6 μ m e 25 μ m. Apesar da precisão na astrometria ser muito superior à do satélite IRAS, variando em torno de 1” e 2”, sua baixa resolução espacial de aproximadamente 18” dificulta bastante uma comparação direta de fluxos com os dados do 2MASS ou do SPITZER. De qualquer modo, para duas das fontes MSX

²² “*Pluralitas non est ponenda sine necessitate*”, in ‘Expositio Aurea’ W. of Ockham, circa 1350.

foi possível identificar a provável contrapartida no IV-próximo e assim obter uma SED completa para estes objetos no infravermelho.

irs	MSX	A (8.2 μ m) (Jy)	C (12 μ m) (Jy)	D (14 μ m) (Jy)	E (21 μ m) (Jy)	Luminosidade (W)	estrela V
16	G326.66+0.52	19,76	69,82	111,43	168,81	$3,04 \cdot 10^{29}$	–
??	G326.66+0.53	6,58	32,28	35,31	63,93	$4,75 \cdot 10^{28}$	B0
49	G326.64+0.53	0,27	2,30	5,05	1,04	$5,32 \cdot 10^{27}$	B1
irs	IRAS	12 μ m	25 μ m	60 μ m	100 μ m	Luminosidade	
16	15412-5359	56,7	232	10460	16760	$6,3 \cdot 10^{31}$	O7

Tabela 5.3 Parâmetros das fontes MSX na direção da região estudada em RCW95. A Luminosidade total nas bandas IRAS e MSX referem-se a uma distância de 2,4 kpc. A última coluna refere-se ao tipo espectral da estrela com fluxo equivalente ao observado no IV (Schmidt-Kaler 1982). O tipo espectral referente ao objeto IRS 45 considerada os fluxos IRAS e MSX em conjunto. Não foi possível encontrar a contrapartida no IV-próximo para a fonte MSX G326.66+0.53.

A tabela 5.3 mostra os dados das três fontes MSX detectadas, apresentando os valores de fluxo para estas fontes no IV-médio e distante. Chamamos atenção em particular para a fonte MSX G326.6618+00.5207, identificada como a contrapartida da fonte IRAS 15412-5359. Além da coincidência em posição da fonte MSX e da elipse de erro IRAS esta identificação ganha suporte na compatibilidade entre os fluxos em 12 e 20 μ m determinados pelos dois satélites. Apesar do satélite IRAS ter uma resolução bastante baixa nas bandas de 60 e 100 μ m ($\sim 2'$), nas bandas de menor comprimento de onda (12 e 25 μ m) sua resolução é inferior a 30", permitindo portanto a comparação direta com os dados das bandas C e E do MSX, cuja resolução $\sim 20''$.

O tipo espectral equivalente da estrela associada às fontes IRAS e MSX foi determinado assumindo-se que toda a radiação ionizante da estrela é reprocessada pelo envoltório de gás e poeira e re-emitida, sem perdas, no IV médio e distante. Deste modo, o tipo espectral determinado representa um limite inferior para a luminosidade da estrela. Esta hipótese sugere ainda que estes objetos não devem contribuir significativamente para a ionização da componente extensa do gás da região, correspondente à emissão livre-livre detectada em rádio, pois assume que toda a radiação da estrela é reprocessada pelo seu envoltório mais compacto de poeira. Assim, o fluxo rádio deve ser comparado diretamente ao das fontes da tabela 5.3.

A figura 5.10 mostra a distribuição espectral de energia para as três fontes indicadas na tabela 5.3. É interessante observar (vide apêndice II) que apesar da fonte IRS 59 coincidir em posição com a fonte MSX G326.66+0.53, sua SED não corresponde à da fonte MSX. Ademais, como pode ser observado no diagrama cor-cor, esta fonte encontra-se na direção da reta de avermelhamento das gigantes, e um ajuste de corpo negro resultou numa temperatura $\sim 3500\text{K}$, correspondente a uma gigante fria, indicando que esta é, na verdade, uma estrela de campo. Também nos dados do satélite SPITZER não encontramos uma contrapartida à esta fonte MSX²³.

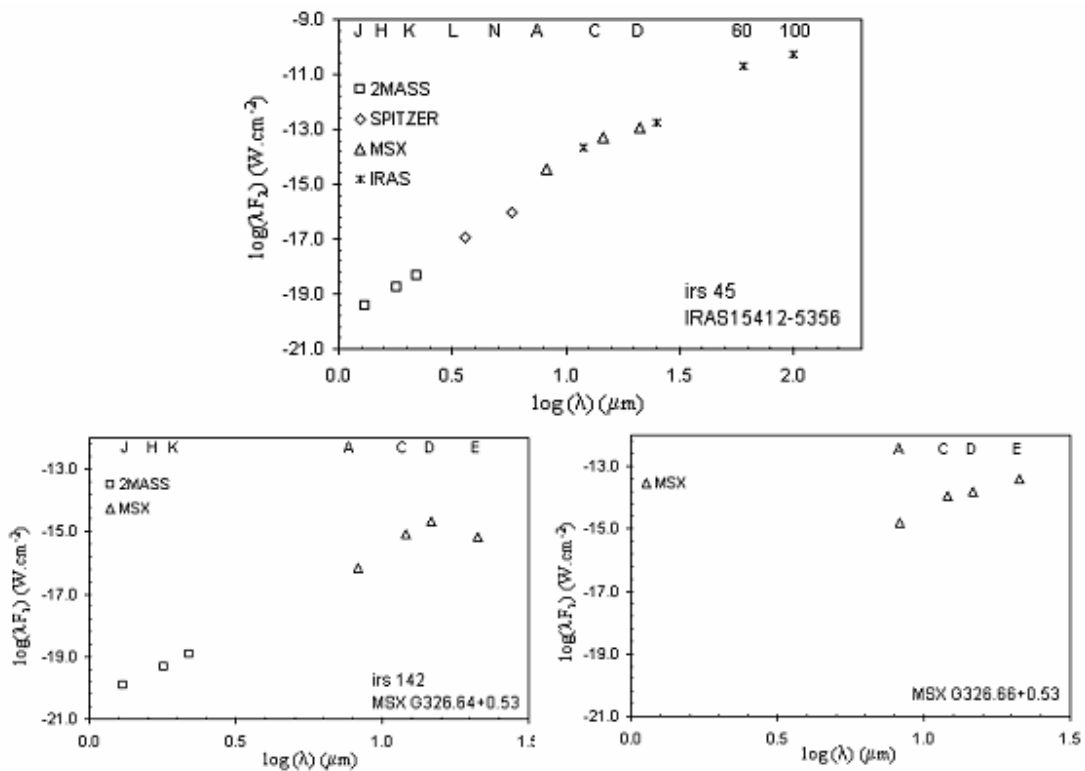


Figura 5.10 Distribuição espectral de energia para as fontes IRAS e MSX identificadas na região estudada no infravermelho. Na porção superior dos diagramas estão indicados os filtros das correspondentes observações. Repare que para a fonte IRAS foi possível obter uma SED completa.

Estes resultados parecem indicar que a fonte MSX deve estar muito obscurecida no IV-próximo, uma hipótese compatível com a sua localização numa direção com poucos objetos e sem emissão extensa significativa no filtro K. Além disso, é interessante

²³ Uma possível justificativa para a ausência de fontes SPITZER que sejam contrapartidas para as fontes MSX G326.66+0.53 e MSX G326.64+0.53 é que fontes com fluxos muito elevados a ponto de saturar o detector, foram excluídas do catálogo.

observar que o maser de metanol detectado por Cohen et al. (1995) na direção da fonte IRAS 15412-5359 coincide com esta fonte MSX, dentro das incertezas dos dois mapeamentos.

Como observado anteriormente no Capítulo III, a fonte IRAS preenchia os critérios de região HII de Wood & Churchwell e Simpson & Rubin. Os resultados encontrados neste Capítulo, a saber: a existência de fontes ionizantes compatíveis com o fluxo rádio detectado no contínuo de 43 GHz; a presença de fontes MSX pontuais identificadas como contrapartidas à fonte IRAS e as fontes com excesso de cor imageadas no IV-próximo; a detecção de inúmeras fonte brilhantes com excesso de cor e contrapartida SPTIZER, dentre outras, servem portanto para confirmar estes indícios e mostram que a região sinalizada pela fonte IRAS 15412-5356 é um riquíssimo sítio de estrelas massivas jovens e em formação. Dentre outras coisas, este resultado reforça o poder do critério de cores IRAS de Wood & Churchwell na busca por sítios de estrelas massivas, bem como a importância das linhas masers e do mapeamento em frequências do contínuo de rádio como indicadores e complementos ao estudo destas importantes regiões da Galáxia.

CONCLUSÃO

“C’è un’evidenzia prima e uno stupore del quale è carico l’atteggiamento del vero ricercatore: la meraviglia della presenza mi attira, ecco come scatta in me la ricerca”

Mons. Luigi Giussani

Nesta dissertação, estudamos o complexo de regiões HII RCW 95, uma nebulosa rica em sítios de formação estelar, formada por três intensas fontes IRAS pontuais com cores de regiões HII compactas, a saber, IRAS 15408-5356, 15411-5352 e 15412-5359. Para estudar as regiões de hidrogênio ionizado presentes na região, utilizamos observações no contínuo de rádio em 43GHz, correspondente à emissão térmica livre-livre dos elétrons do gás e em linhas de emissão *maser* de água, um importante elemento traçador da formação estelar. Além de pesquisar o complexo como um todo a partir da emissão em radiofrequências, conduzimos um estudo detalhado da população estelar em torno da fonte IRAS 15412-5356, utilizando imagens do projeto 2MASS nas bandas J, H e K do infravermelho próximo; a análise das estrelas identificadas na fotometria 2MASS foi complementada por dados do catálogo SPITZER, que permitiu-nos expandir a SED destes objetos até a faixa do IV-médio, em 8 μm . A importância de uma análise da população estelar no infravermelho está no fato de que ela permite estudar objetos jovens ainda obscurecidos pelos casulos de gás e poeira de seus sítios originais de formação, abrindo ao conhecimento regiões da Galáxia que não poderiam ter sua natureza investigada de outro modo.

A escolha de RCW 95 como região de estudo foi resultado de descobertas recentes no infravermelho próximo que indicaram que a região era um importante sítio de formação de estrelas massivas. As observações de *masers* na direção do complexo indicavam uma rica estrutura de linhas de emissão, dando também suporte a este cenário de intensa formação estelar. Os estudos disponíveis no contínuo de rádio, no entanto, apresentavam baixa resolução angular e um maior entendimento da estrutura da região estava

condicionado à necessidade de novas observações que permitissem estudar em maiores detalhes a emissão do gás ionizado na região.

O resultado do mapeamento conduzido por nós em 43 GHz é que fomos capazes de resolver a emissão livre-livre associada às três fontes IRAS do complexo e descobrir ainda mais duas fontes rádio na região, revelando assim novas regiões HII até então desconhecidas. Em associação a todas estas fontes de emissão térmica detctamos emissão maser de H₂O em 22 GHz. Em particular, encontramos três intensas linhas de emissão desta molécula na direção da fonte IRAS 15411-5356, uma região controversa, cuja natureza de região HII compacta só foi esclarecida recentemente por meio de estudos no infravermelho; nossos achados confirmam portanto estes resultados.

Outras linhas da molécula de água encontradas na direção de masers de hidroxila associados com a fonte IRAS 15412-5359 apontaram esta como sendo um provável sítio de formação estelar e conduziram-nos na descoberta de uma nova região HII compacta no complexo RCW 95. É de grande valor reconhecer que todas as vezes em que os critérios adotados para a busca por regiões HII foram utilizados, dentre os quais destacamos as cores IRAS no IV-distante (Wood & Churchwell, 1989) e a associação com masers de água, hidroxila ou metanol, os estudos resultaram em uma posterior identificação de estrelas massivas e jovens associadas a estas regiões; pode-se confirmar assim a força destes traçadores e a importância dos estudos da emissão amplificada de linhas moleculares e do mapeamento em rádio na busca por sítios de formação estelar.

Os fluxos de contínuo rádio derivados para as regiões HII associadas às três fonte IRAS mostraram-se em acordo com os tipos espectrais das estrelas massivas encontradas nas respectivas regiões, identificadas como responsáveis pela ionização do gás (e conseqüentemente da emissão livre-livre) nas suas respectivas direções. Os tipos espectrais das estrelas associadas às fontes IRAS foi também estimado e no caso da fonte IRAS 15412-5359, o tipo estimado corresponde a uma estrela O7V da sequência principal. A contrapartida MSX e SPITZER desta fonte em particular foi também identificada, permitindo o desenho completo da SED deste objeto, entre 1 e 100 μ m.

No que diz respeito às perspectivas futuras de trabalho, existem dois pontos de cuja análise os nossos estudos poderiam beneficiar-se imediatamente. Em primeiro lugar, citamos o estudo em linhas de recombinação, que não pôde ser feito neste próprio trabalho devido a problemas com o receptor de linhas do radiotelescópio do Itapetinga que impossibilitaram a realização das observações. A pesquisa em linhas de recombinação permite a determinação das condições físicas (e.g. densidade e temperatura) do gás na direção das fontes IRAS, fornecendo elementos adicionais para o estudo da região e possibilitando, em particular, a descoberta de condensações de gás embebidas nas zonas de emissão extensa que não poderiam de outro modo ser identificadas, provendo, deste modo, grande auxílio na busca por regiões de gás em contração e condensações jovens, ainda invisíveis no óptico e no infravermelho, além de permitir um detalhamento mais fino da estrutura dos sítios mais extensos. Estas observações podem ser realizadas com facilidade no rádio observatório do Itapetinga e assim pretendemos fazer logo que o novo equipamento esteja disponível.

Em segundo lugar, no que diz respeito ao estudo da população estelar na direção da fonte IRAS 15412-5359, a única maneira de se determinar sem ambiguidades os tipos espectrais das estrelas da região e assim, dentre outros benefícios, poder determinar com precisão as distâncias a cada um dos objetos individuais com o intuito de entender a estrutura tridimensional da região e conseguir portanto interpretar melhor as associações entre as fontes IV e a emissão rádio, é realizar a espectroscopia das fontes selecionadas como candidatas a estrelas massivas. Este estudo também pode ser conduzido com relativa facilidade no LNA.

* * *

*“We'll never cease to explore
And at the end of our search
We will have arrived at the point of departure
And only then get consciousness of our place
For the first time.”*

Thomas S. Eliot

A ciência realiza seu fim último e serve de fato ao homem não na medida em que busca esgotar através da investigação dos fenômenos o mistério de nossa existência mas quando, ao revelar os mais sutis sinais da criação, auxilia o homem em sua busca pelo sentido da vida. Neste processo fica reservada à Astronomia uma posição de grande privilégio, e se esta carece de uma função prática e técnica imediatas, antes ainda ela possui o valor maior de estar no centro (e muitas vezes na raiz) das maiores indagações do homem sobre si próprio e sobre o Ser. A ciência fundamental encontra portanto a sua justificativa na indelével evidência de que é na busca por sua origem que o homem adquire dignidade perante a Natureza e realiza com plenitude o seu destino, que segundo Dostoiévski consiste em “*poder dobrar-se diante do infinitamente grande*”.

Se parece então contraditório o fato de ter sido justamente no ‘Século da Ciência’ que o homem atingiu sua maior crise de identidade e viveu “suas maiores tragédias humanas”,²⁴, não é difícil entender que parte da razão para isso está na forma em como a ciência vem sendo conduzida nos últimos 200 anos como herança do racionalismo europeu do século XVIII. Em nome de uma pretensa imparcialidade pretende-se impor à ciência um caráter de neutralidade, onde o homem tem um papel secundário no processo investigativo frente ao objeto de estudo e qualquer atividade, não importa quão nobre, corre o risco de perder a razão quando dela é excluída a atenção ao sujeito realizador, seu único e verdadeiro objeto de estudo e portanto o seu único critério adequado de método.

²⁴ Wistom Churchill, 1945

APÊNDICE I

Neste apêndice apresentamos os dados referentes às observações dos *masers* de H₂O feitas na direção de RCW 95 com o radiotelescópio do Itapetinga, na frequência de 22 GHz, com um feixe de 4' e resolução espectral de 0,24 km/s. Na figura I.1 é exibido o mapa de contornos de 5 GHz da região (Goss & Shaver 1970), sobre o qual estão superpostas as posições do pontilhamento feito para determinação dos centros de emissão das linhas.

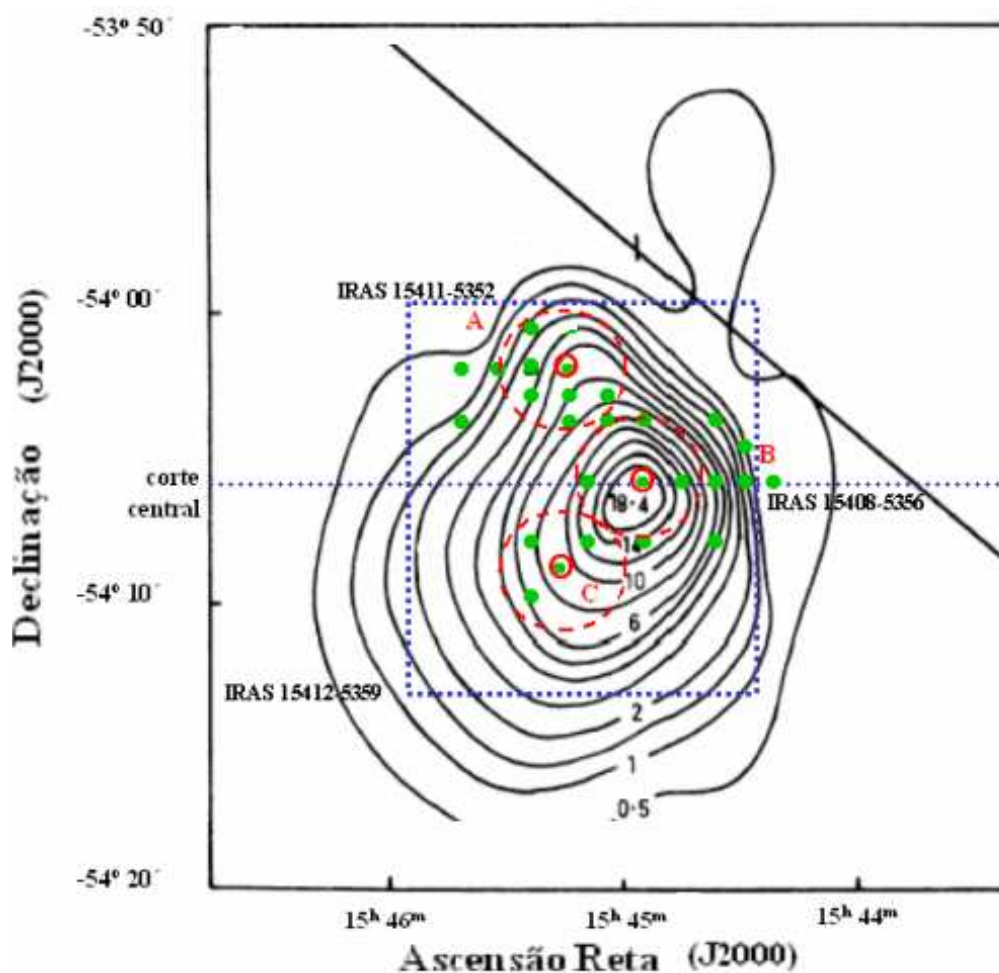


Figura I.1 Mapa do pontilhamento para determinação das posições dos centros de emissão dos *masers* de água. Os círculos vermelhos pequenos indicam a posição das fontes IRAS e os círculos grandes o tamanho equivalente do feixe utilizado nas observações, dividindo o mapa em três regiões A, B e C, usadas na separação espacial das linhas detectadas. As posições do pontilhamento são indicadas pelos pontos verdes do gráfico. O quadrado azul central corresponde à região mapeada em 43 GHz.

A nomenclatura adotada no pontilhamento foi a seguinte:

i. As posições dos espectros foram divididas em três regiões (A, B e C), definidas a partir da área coberta pelo feixe quando centrado nas respectivas fontes IRAS correspondentes; assim, as posições foram numeradas como A1, A2, etc., onde os números foram dados em ordem primeiro de declinação decrescente e depois, para pontos de mesma declinação, em ordem de ascensão reta também decrescente (na figura I.1 lê-se de cima para baixo e da esquerda para direita.) Este procedimento visa apenas facilitar a inspeção dos espectros, na medida em que separa as regiões espacialmente correlacionadas pelo feixe.

ii. Quanto às diferentes linhas *maser* detectadas, elas foram nomeadas como linha 1, linha 2, etc. Quando duas linhas apareceram espacialmente correlacionadas, quer dizer, apresentaram uma razão de intensidades constante em todos os espectros em que foram observadas, estas eram chamadas de linhas 1a, 1b, etc., segundo a ordem decrescente de intensidades.

As tabelas IA.1 a I.3 descrevem as observações de cada posição do pontilhamento e os respectivos espectros são exibidos em seguida, na figura I.2.

	alpha	delta	T_{integ} (min)	rms (K)	TA L1 (K) - 51,6 km/s	TA L2 (K) - 56,0 km/s	TA L3 (K) - 59,6 km/s
A 1	15:45:10	-54:01:00	40	0,066	0,38	0,16	0,14
A 2	15:45:20	-54:02:00	40	0,044	0,31	0,21	0,15
A 3	15:45:13	-54:02:00	120	0,034	0,39	0,18	0,13
A 4	15:45:07	-54:02:00	40	0,049	0,63	0,16	0,19
A 5	15:45:00	-54:02:20	120	0,031	0,24	0,24	0,27
A 6	15:45:10	-54:03:00	40	0,046	0,54	0,30	–
A 7	15:45:00	-54:03:00	60	0,033	0,24	0,20	0,30
A 8	15:44:50	-54:03:00	40	0,042	0,17	0,75	0,28
A 9	15:45:20	-54:04:00	40	0,073	0,30	0,19	0,20
A 10	15:45:00	-54:04:00	40	0,061	–	0,51	–

Tabela I.1 Parâmetros do pontilhamento referentes às linhas 1, 2 e 3, associadas à fonte IRAS 15411-5352.

	alpha	delta	T_{integ} (min)	rms (K)	TA L4a (K) - 29,0 km/s	TA L4b (K) - 17,2 km/s	TA L5a (K) - 60,0 km/s	TA L5b (K) - 63,2 km/s
A 11	15:44:50	-54:04:00	30	0,048	0,19	–	0,69	0,32
B 1	15:44:40	-54:04:00	20	0,083	0,20	–	1,66	0,42
B 2	15:44:27	-54:04:00	30	0,058	1,64	0,19	1,40	0,54
B 3	15:44:21	-54:05:00	10	0,102	2,44	0,29	0,82	0,42
B 4	15:44:53	-54:06:00	20	0,083	0,26	–	1,27	0,50
B 5	15:44:40	-54:06:00	20	0,067	0,93	0,12	1,70	0,54
B 6	15:44:32	-54:05:55	20	0,071	0,59	–	1,30	0,30
B 7	15:44:27	-54:06:00	10	0,100	2,42	0,34	1,07	0,36
B 8	15:44:21	-54:06:00	20	0,069	2,49	0,25	0,49	0,32
B 9	15:44:14	-54:06:00	20	0,084	2,09	0,26	–	–
B 10	15:44:40	-54:08:00	20	0,065	0,36	–	0,45	0,11
B 11	15:44:27	-54:08:00	30	0,059	0,73	0,14	0,23	–

Tabela I.2 Parâmetros do pontilhamento referentes às linhas 4a, 4b, 5a e 5b, associadas à fonte IRAS 15408-5356.

	alpha	delta	T_{integ} (min)	rms (K)	TA L6a (K) - 62,6 km/s	TA L6b (K) - 59,0 km/s	TA L7 (K) - 57,1 km/s	TA L6c* (K) - 51,6 km/s
C 1	15:45:07	-54:08:00	10	0,108	1,15	0,51	0,52	1,11
C 2	15:44:45	-54:08:00	20	0,079	0,61	0,39	0,54	0,52
C 3	15:45:00	-54:09:00	100	0,067	1,00	0,45	0,30	0,77
C 4	15:45:07	-54:10:00	20	0,089	1,06	–	0,29	1,00

Tabela I.3 Parâmetros do pontilhamento referentes às linhas 6a, 6b, 7 e 6c*, associadas à fonte IRAS 15412-5359 e à componente extensa de G326.7+0.6.

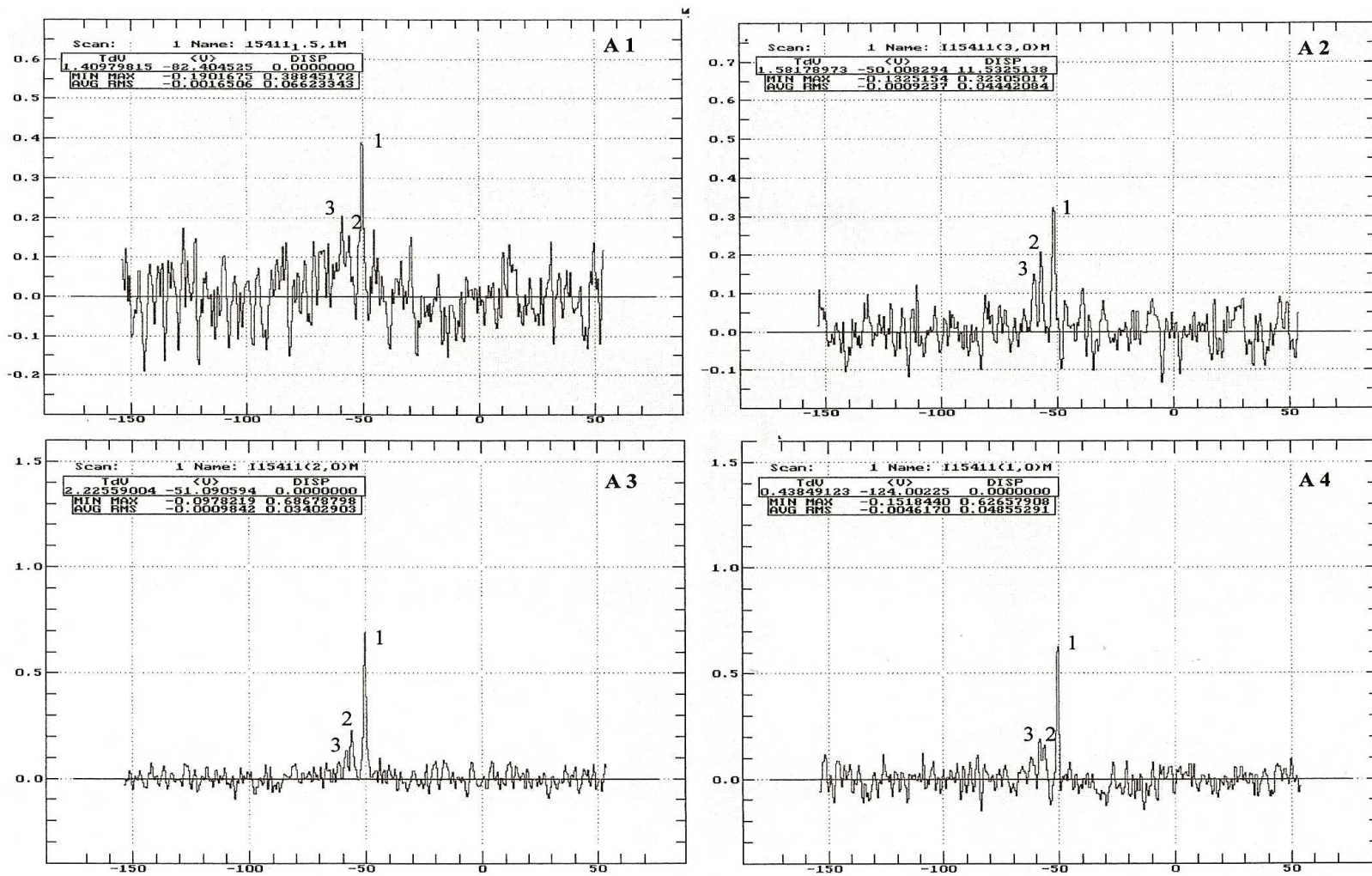


Figura I.2 Espectros das linhas maser de H₂O em 22,4 GHz na direção de RCW95, observadas na antena do Itapetinga.

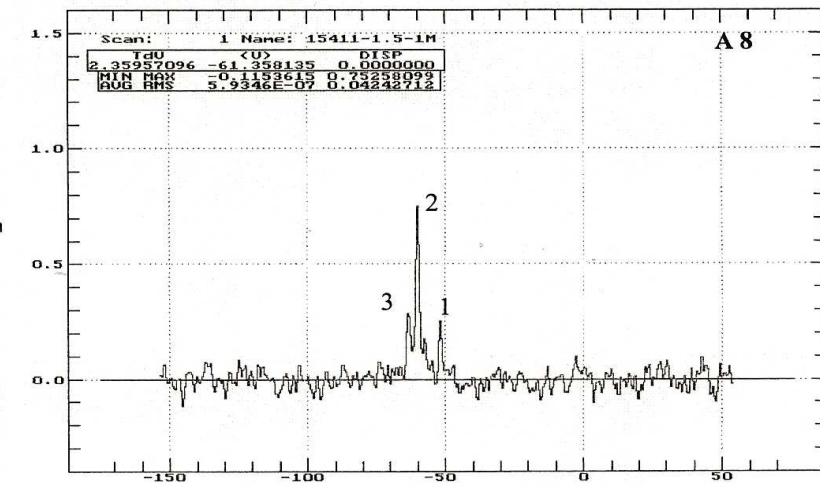
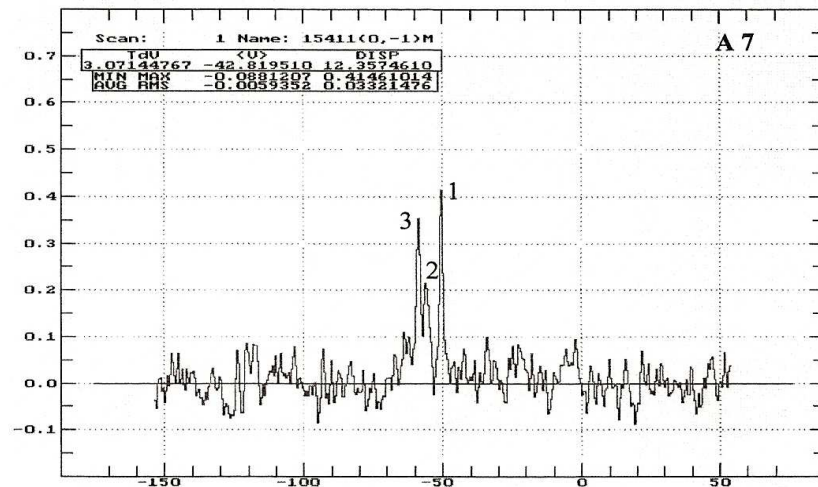
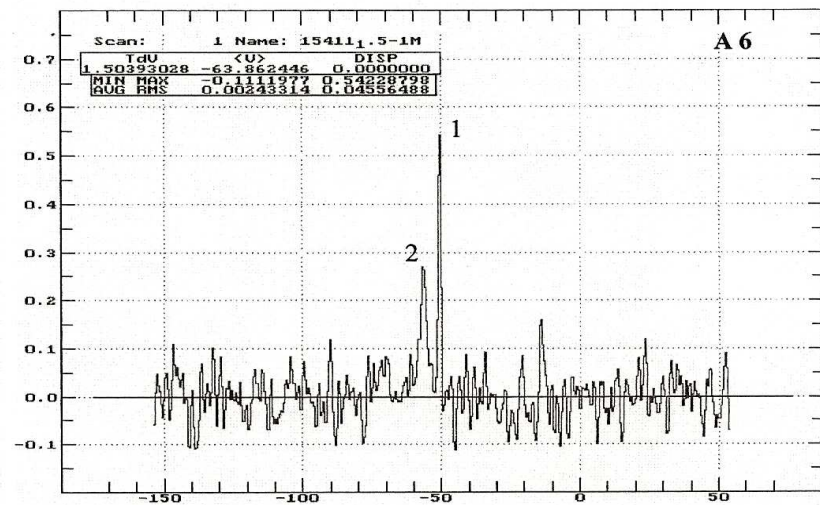
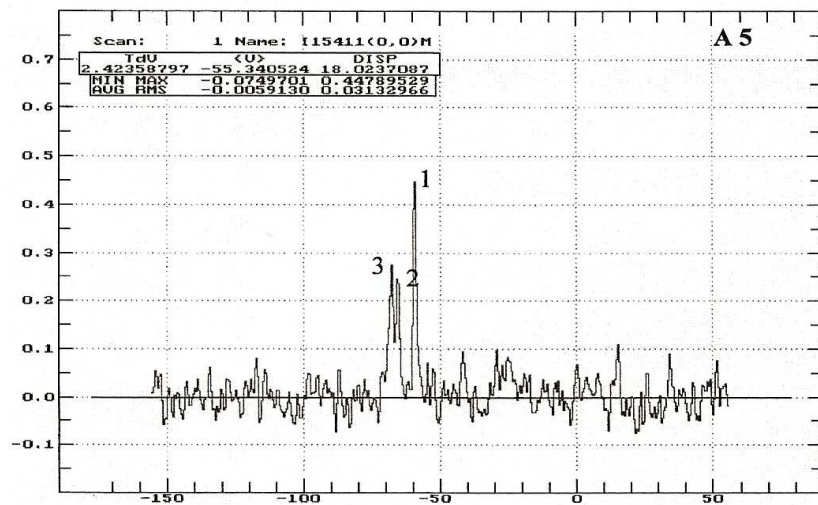


Figura I.2 continuação.

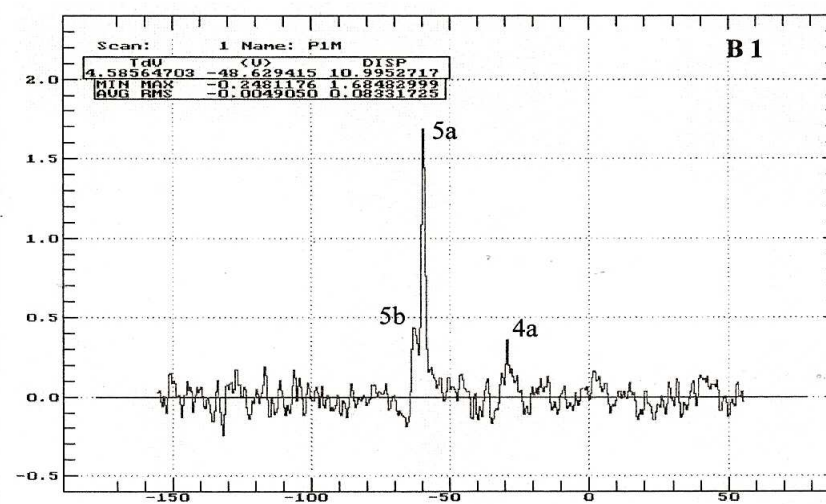
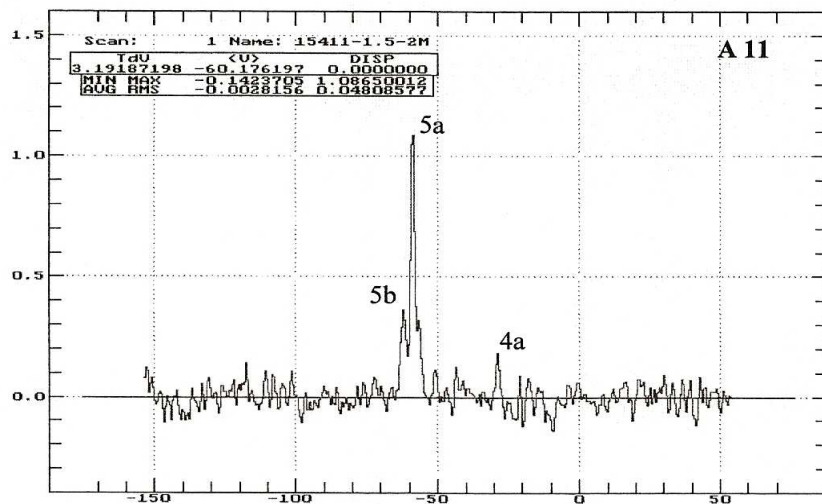
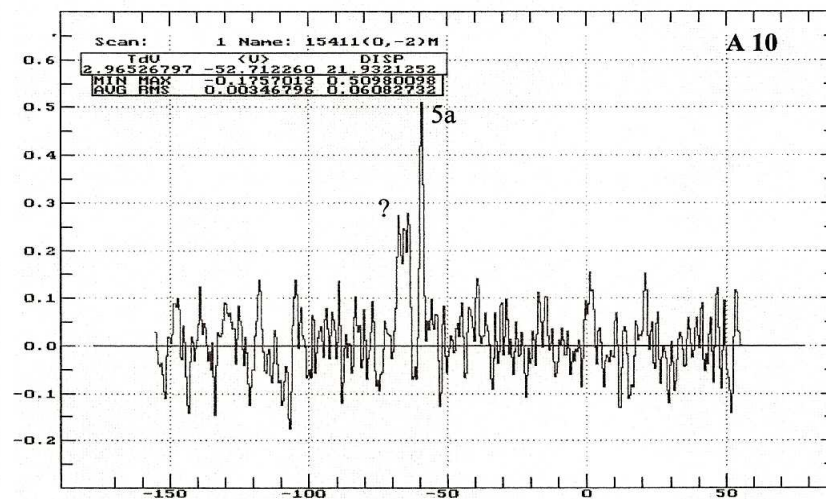
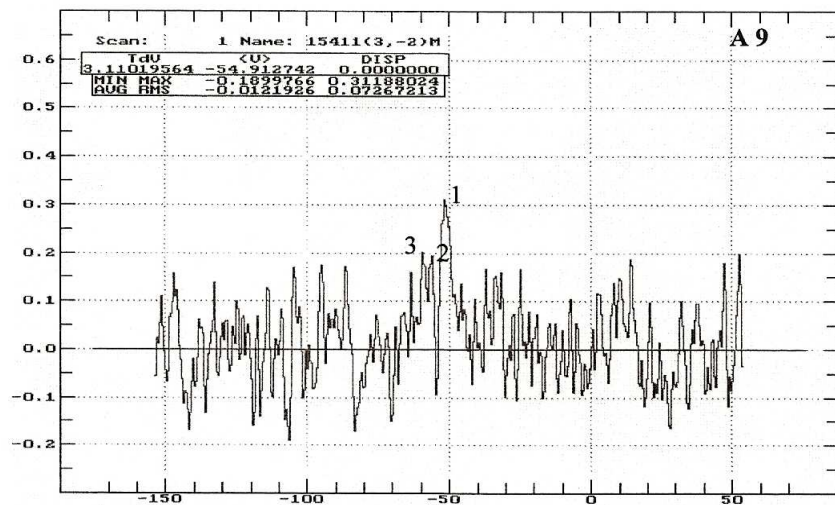


Figura I.2 continuação.

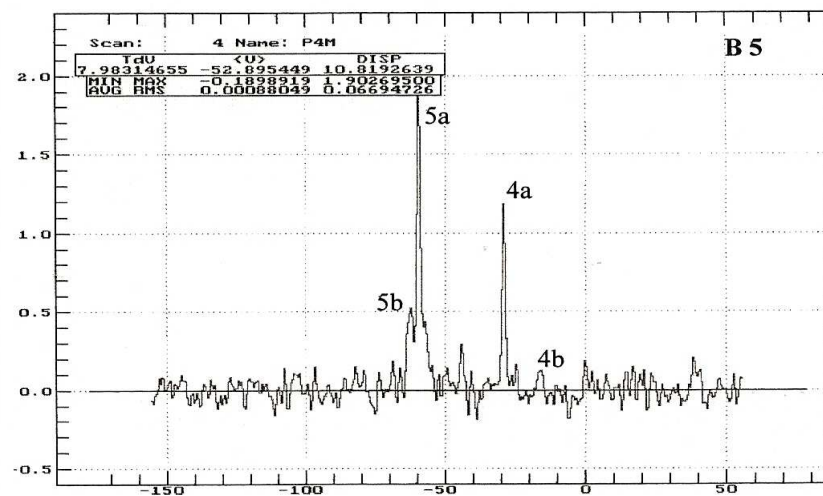
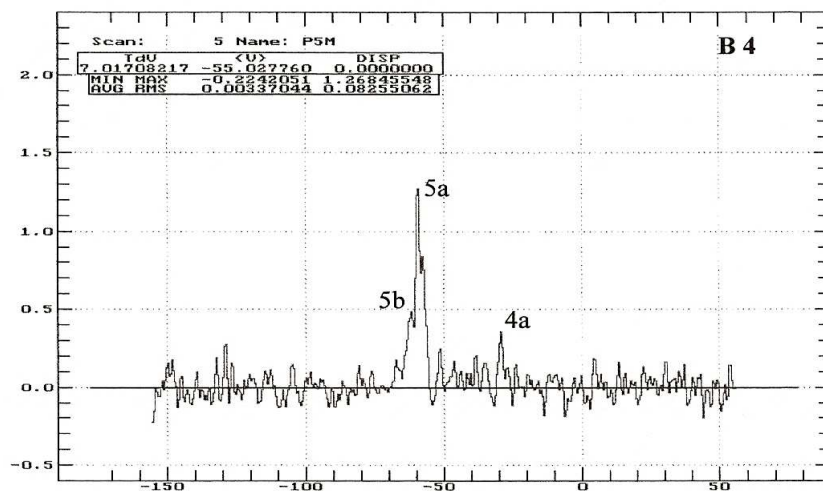
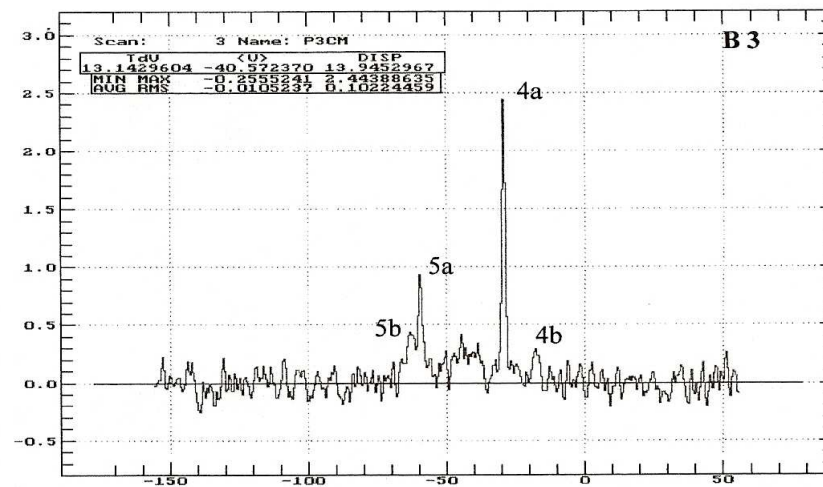
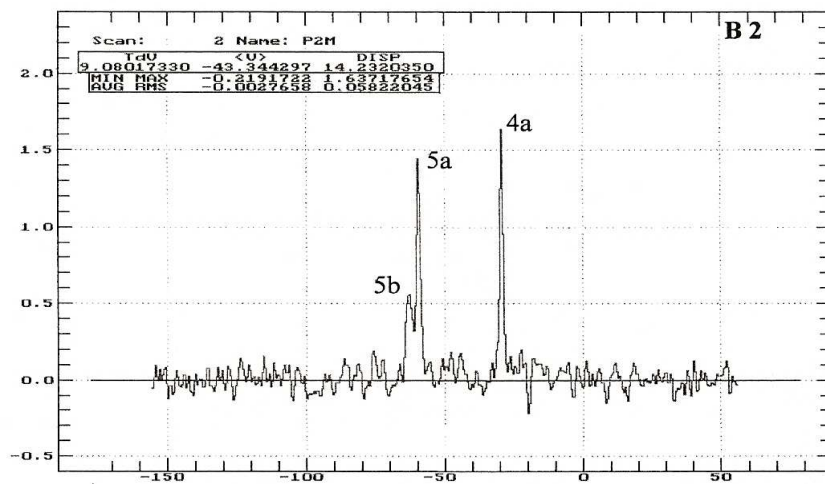


Figura I.2 continuação.

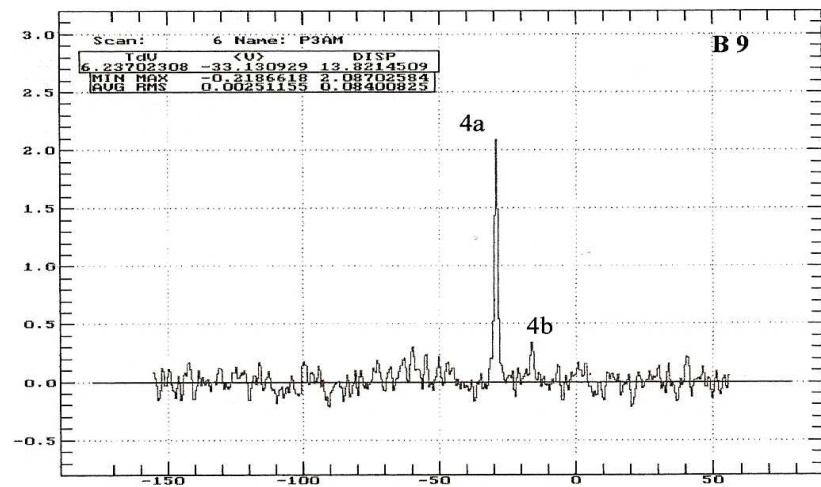
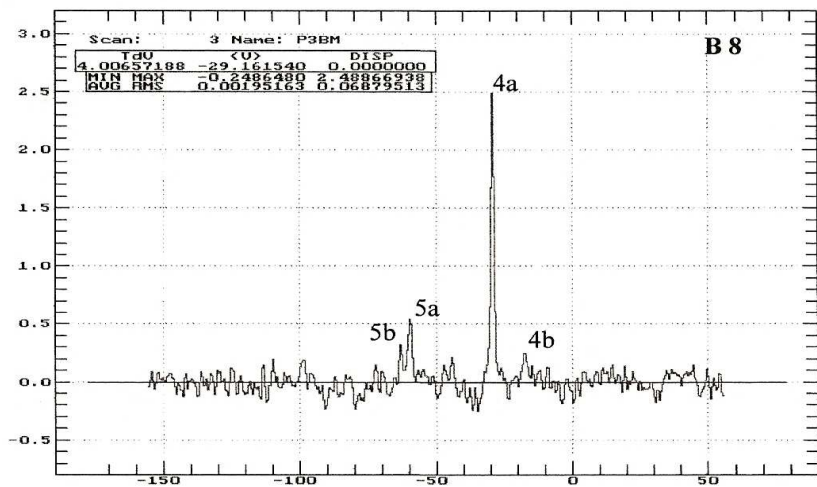
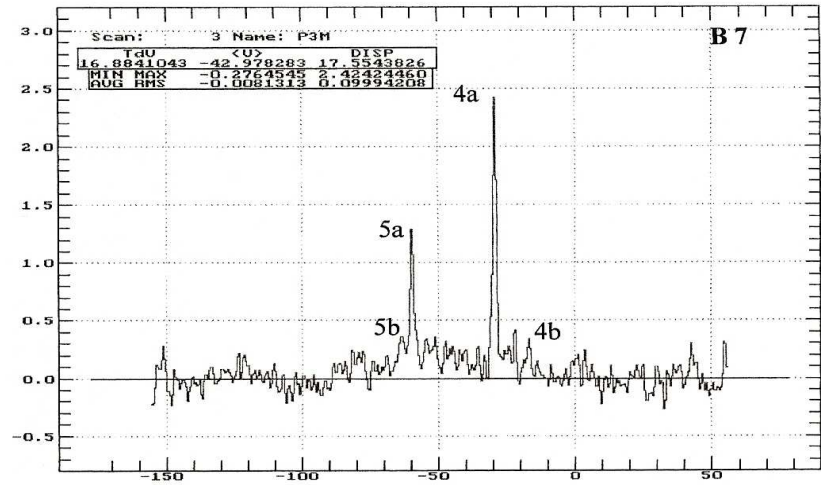
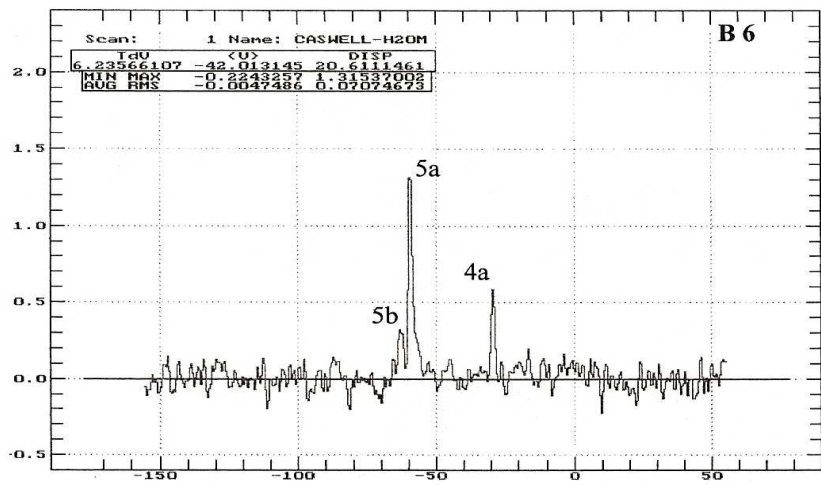


Figura I.2 continuação.

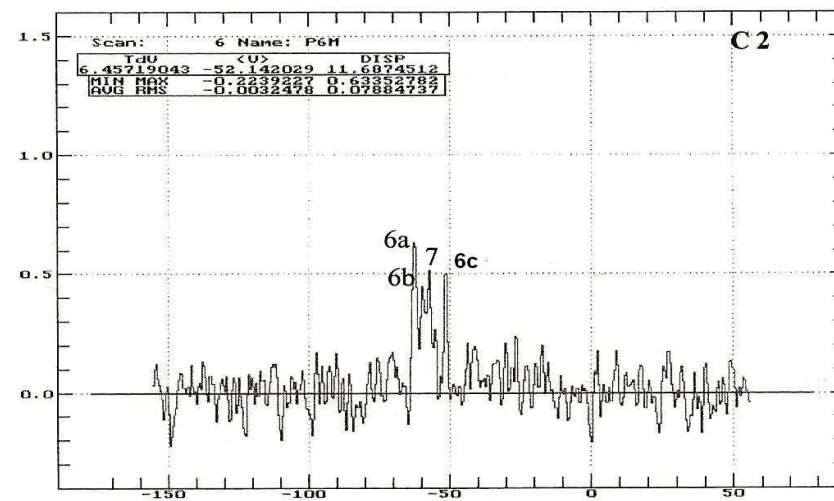
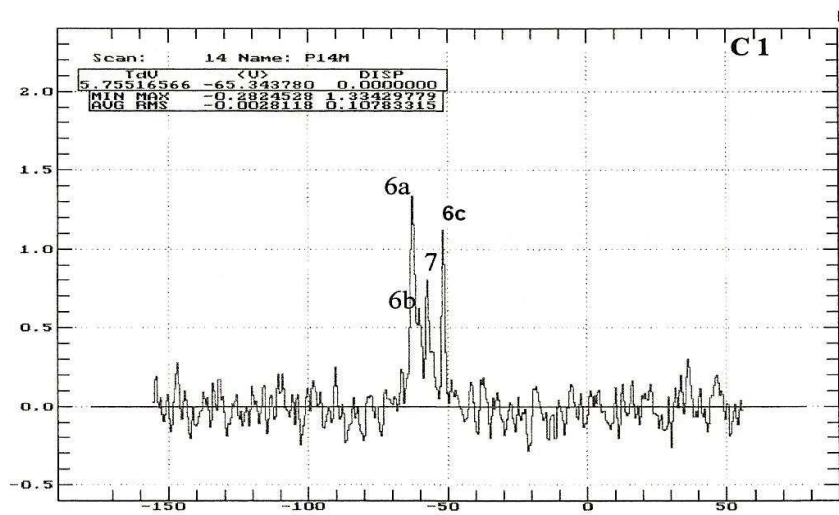
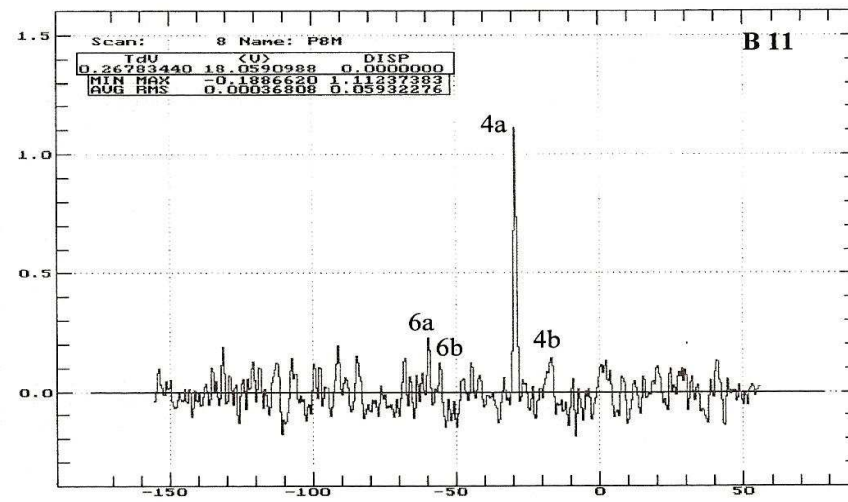
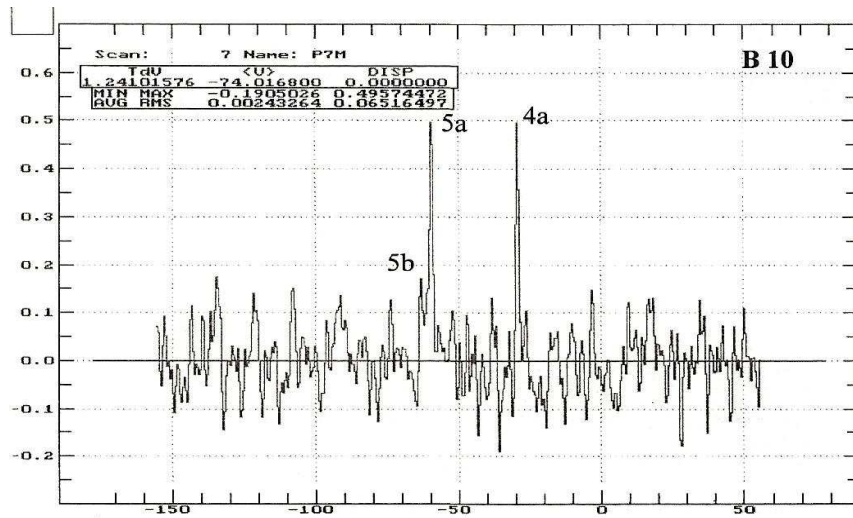


Figura I.2 continuação.

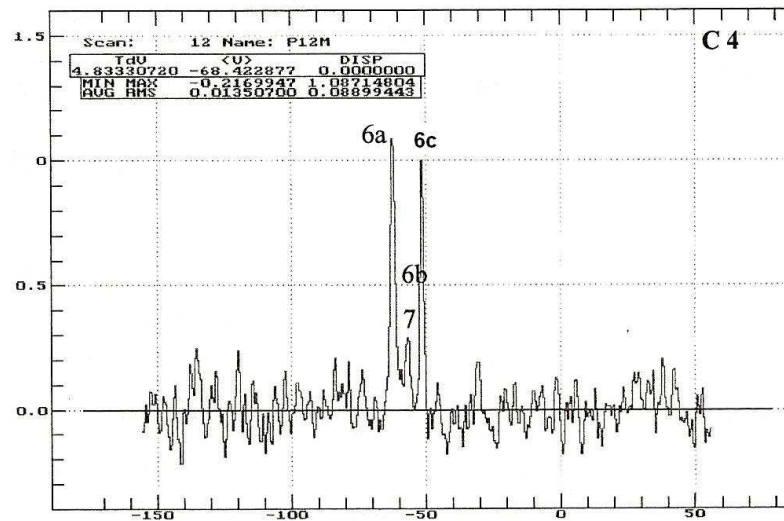
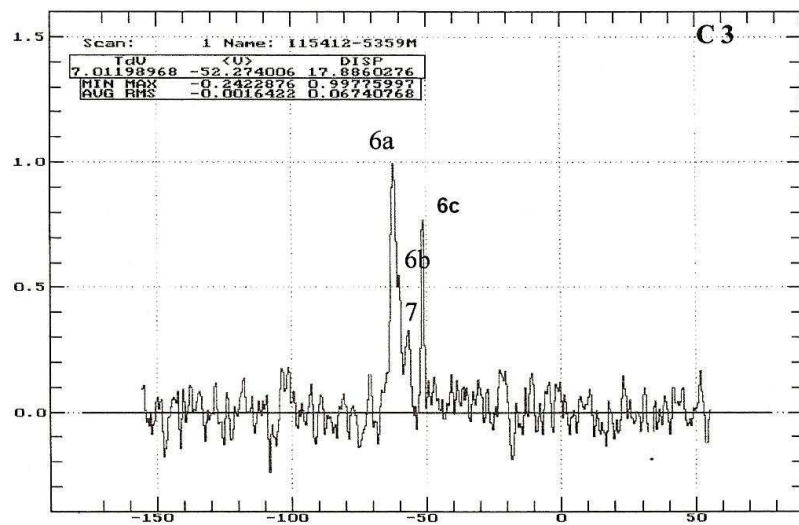


Figura I.2 continuação.

APÊNDICE II

*“Le travail trouve son vrai sense
quand il est fait devant Dieu.”
Charles Péguy.*

Neste apêndice ao Capítulo V apresentamos o catálogo das fontes estelares identificadas na direção do aglomerado associado à fonte IRAS 15412-5359. O estudo foi conduzido no infravermelho por meio de fotometria nos filtros J (1,3 μm), H (1,8 μm) e K (2,2 μm) a partir dos dados do projeto 2MASS, e conta com dados do satélite SPITZER entre 2 e 8 μm . Apresentamos também os ajustes de corpo negro feitos aos principais objetos da região.

IRS	alpha	delta	J	H	K	L	M	N	O	type	comments
01	15:44:59.5	-54:08:47.8	9.7	8.6	7.6	7.3 (.7)	7.2 (2)	7.1 (1)	6.8 (1)		campo
02	15:45:07.3	-54:09:47.5	13.5 (1)	10.5 (2)	8.6 (2)	7.8 (4)	7.9 (1)	7.5 (7)	7.5 (.4)		gigante
03	15:44:57.0	-54:09:03.6	10.7	9.9 (1)	9.4 (2)	9.1 (1)	9.3 (4)	9.0 (1)	8.7 (1)		campo
04	15:44:57.9	-54:08:21.5	12.0 (1)	10.6 (1)	9.7 (1)	9.3 (1)	9.5 (3)	9.4 (1)	9.4 (7)		campo
05	15:45:04.0	-54:08:49.9	10.7	10.4 (1)	10.2 (1)	–	–	–	–		campo
06	15:44:55.8	-54:08:10.7	12.5 (1)	11.1 (2)	10.3 (1)	9.1 (2)	9.8 (2)	10.0 (8)	10.2 (4)		gigante
07	15:45:03.9	-54:08:08.2	12.8 (1)	11.5	10.7 (1)	10.3 (4)	10.3 (1)	10.2 (1)	9.6 (1)	early A	
08	15:44:58.7	-54:08:59.3	12.8 (3)	11.8 (2)	11.1 (1)	10.7 (3)	10.6 (1)	11.2 (2)	–		campo
09	15:45:02.9	-54:08:38.8	15.5 (1)	12.6 (2)	11.1 (1)	–	–	–	–		
10	15:45:01.6	-54:09:17.6	13.1 (2)	12.0 (1)	11.1 (2)	9.4 (2)	8.5 (2)	–	–		excesso
11	15:44:57.8	-54:09:21.6	17.4 (1)	13.4 (1)	11.2	9.8 (1)	9.7	9.7 (1)	–		gigante
12	15:44:58.5	-54:08:31.9	14.9 (2)	12.6 (1)	11.2 (1)	10.3 (1)	10.3	10.0 (1)	10.1		campo
13	15:44:54.3	-54:09:49.0	15.9 (2)	13.0 (1)	11.4 (1)	10.4 (4)	10.4 (1)	10.1 (7)	–		gigante
14	15:44:53.7	-54:08:12.2	14.9 (1)	13.1 (1)	11.7 (1)	10.1 (1)	9.6 (1)	9.2 (1)	8.7 (1)		excesso
15	15:45:04.4	-54:09:39.2	15.3 (1)	13.4	11.8 (1)	10.4 (2)	10.3 (1)	9.4 (2)	–		excesso
16	15:45:02.8	-54:09:03.6	16.2 (1)	14.0 (1)	11.9	6.92 (1)	–	2.8 (5)	–	O7V	IRAS
17	15:45:02.1	-54:08:19.7	13.5 (1)	12.6 (1)	11.9 (1)	11.6	11.5 (1)	11.3	–		campo
18	15:45:00	-54:09:07	14.2	12.9 (1)	12.1 (1)	11.4	11.3	–	–		campo
19	15:45:07.1	-54:09:20.9	16.9 (1)	14.3 (1)	12.4	11.0 (1)	10.8 (1)	10.5 (2)	–		excesso
20	15:44:59.8	-54:09:05.4	13.9 (5)	13.0 (1)	12.4	–	–	–	–		campo
21	15:45:00	-54:08:11.8	14.5 (1)	13.2 (1)	12.4 (1)	11.9	11.8	11.7	–	B0V	
22	15:45:02.9	-54:08:05.3	14.8 (1)	13.3 (3)	12.4 (2)	11.5 (1)	11.4 (5)	–	–	late B	
23	15:45:04.5	-54:10:00.5	15.6 (1)	13.6 (1)	12.4 (3)	10.7 (3)	10.2 (1)	9.6 (1)	8.5 (1)		campo
24	15:45:07.7	-54:08:34.8	–	–	12.5	13.7	13.3	–	–	< AV	
25	15:44:58.9	-54:08:35.5	–	14.2 (1)	12.5 (1)	11.5	11.6 (1)	–	–		gigante
26	15:44:54.3	-54:08:39.1	16.4 (2)	13.7 (1)	12.5 (1)	11.5 (1)	11.3 (6)	11.4 (2)	–		gigante
27	15:45:03.2	-54:08:31.6	15.5 (1)	13.8 (1)	12.8 (1)	13.2	13.1	–	–	B0V	

IRS	alpha	delta	J	H	K	L	M	N	O	type	comments
28	15:45:00.5	-54:09:02.2	14.5 (3)	13.4	12.8 (1)	–	–	–	–		campo
29	15:44:58.5	-54:08:17.5	15.1 (1)	13.7	12.8 (1)	12.6 (1)	12.5	12.2 (1)	–	B3V	
30	15:45:01.3	-54:08:45.2	–	14.8 (1)	12.9	11.5	11.3 (1)	–	–		excesso
31	15:45:01.8	-54:08:48.8	17.4 (2)	14.5 (1)	12.9 (1)	11.9	–	–	–		gigante
32	15:44:57.5	-54:08:31.9	15.0 (1)	13.6 (1)	12.9 (1)	12.0 (1)	12.2	–	–		campo
33	15:44:53.9	-54:09:44.3	16.9 (3)	14.7 (1)	12.9 (1)	11.4 (1)	11.3 (6)	–	–		excesso
34	15:45:05.3	-54:08:07.4	16.6	15.7 (2)	13.0	–	–	–	–		excesso
35	15:44:57.5	-54:08:56.8	16.0 (2)	14.4 (1)	13.0	–	–	–	–		excesso
36	15:44:58.1	-54:10:05.5	16.2	14.2 (1)	13.0 (3)	12.3 (1)	12.3	–	–	late B	
37	15:45:03.6	-54:08:53.5	–	14.6 (2)	13.1 (1)	–	–	–	–		campo
38	15:45:03.6	-54:08:11.0	15.7 (3)	14.2	13.1 (1)	12.5 (1)	11.7 (2)	11.2 (2)	–		excesso
39	15:45:07.9	-54:08:26.1	15.7 (1)	14.3	13.2 (1)	12.7 (1)	12.5 (1)	–	–		excesso
40	15:45:07.1	-54:08:27.2	15.9 (2)	14.1 (1)	13.2 (1)	12.7 (1)	12.7	–	–	late B	
41	15:45:07.3	-54:10:04.4	15.5 (1)	14.0 (2)	13.2 (2)	–	–	–	–		campo
42	15:45:05.6	-54:08:02.7	17.2 (1)	16.0	13.2 (2)	–	–	–	–		excesso
43	15:45:06.6	-54:09:08.3	15.1 (1)	14.0 (1)	13.3 (1)	–	–	–	–	O9V	
44	15:44:56.6	-54:08:25.4	16.3 (3)	14.6 (1)	13.3 (1)	12.7 (2)	12.5 (2)	–	–		excesso
45	15:45:05.9	-54:08:56.0	–	15.4 (1)	13.4	12.3 (2)	12.2 (1)	–	–		excesso
46	15:45:00	-54:08:03.1	17.9	17.7 (3)	13.4	–	–	–	–		excesso
47	15:44:53.9	-54:08:04.2	16.4	14.5	13.4	–	–	–	–		campo
48	15:44:57.0	-54:08:37.7	–	15.3 (1)	13.4 (1)	–	–	–	–		excesso
49	15:44:54.3	-54:09:22.3	17.6 (3)	15.4 (1)	13.4 (1)	–	–	–	–	B1V	MSX
50	15:45:06.0	-54:08:36.6	–	14.8 (1)	13.4 (2)	12.3 (1)	12.3 (1)	–	–		excesso
51	15:44:57.7	-54:09:02.5	15.5 (1)	14.1 (1)	13.5	12.8 (4)	12.6 (2)	–	–	late B	
52	15:44:59.1	-54:09:04.0	15.8 (2)	14.6 (1)	13.5 (1)	13.9 (1)	13.1 (2)	–	–		excesso
53	15:44:58.6	-54:08:03.1	15.0	14.1 (2)	13.5 (1)	13.4 (2)	–	–	–	B1V	
54	15:44:57.1	-54:08:11.8	16.4 (1)	14.8 (1)	13.5 (1)	–	–	–	–	O9V	
55	15:44:57.6	-54:09:41.0	17.2 (1)	16.4 (3)	15.0	–	–	–	–		excesso
56	15:45:02.4	-54:08:58.6	17.0 (1)	15.4 (1)	13.7	–	–	–	–		excesso

IRS	alpha	delta	J	H	K	L	M	N	O	type	comments
57	15:44:58.8	-54:09:15.5	16.1 (2)	14.2 (0)	13.7 (0)	–	–	–	–		campo
58	15:45:00.9	-54:09:15.8	–	–	13.7 (1)	11.3	–	–	–		
59	15:45:00	-54:08:40.2	–	14.4 (4)	13.7 (2)	12.9	12.5	–	–		campo
60	15:45:02.3	-54:10:05.5	17.4 (3)	15.5 (4)	13.8 (1)	–	–	–	–		excesso
61	15:44:59.7	-54:08:22.6	17.2 (2)	15.4 (1)	13.8 (1)	12.5 (1)	12.4 (1)	11.9 (2)	–		excesso
62	15:45:03.9	-54:09:07.9	18.4 (1)	17.2 (1)	13.8 (3)	–	–	–	–		excesso
63	15:45:05.6	-54:08:47.8	16.0 (1)	14.7	13.9	–	–	–	–	B1V	
64	15:45:04.5	-54:08:13.9	–	15.3 (1)	13.9	12.8 (3)	12.0 (1)	–	–		excesso
65	15:44:56.5	-54:09:42.5	15.9 (1)	14.9 (1)	13.9	–	–	–	–		excesso
66	15:45:07.5	-54:08:20.8	16.7 (1)	14.8 (1)	13.9 (1)	13.3	13.2	–	–		gigante
67	15:45:02.4	-54:08:53.9	–	15.4 (1)	13.9 (1)	–	–	–	–		excesso
68	15:44:58.3	-54:08:07.8	15.3 (1)	14.3 (1)	13.9 (1)	–	–	–	–		campo
69	15:45:00.1	-54:08:16.4	14.7 (1)	14.2 (1)	13.9 (2)	13.7 (1)	–	–	–		campo
70	15:44:55.9	-54:08:58.2	16.8 (1)	15.0 (2)	13.9 (2)	–	–	–	–	B2V	
71	15:45:00.5	-54:09:30.6	18.1 (1)	16.9 (1)	13.9 (3)	–	–	–	–		excesso
72	15:44:58.2	-54:09:50.0	16.7	14.8 (2)	14.0	12.9 (5)	12.4 (2)	–	–	B3V	
73	15:45:02.6	-54:09:42.1	17.9 (1)	15.2 (1)	14.0 (1)	12.6 (5)	12.3 (2)	–	–		gigante
74	15:44:53.4	-54:08:57.1	16.4 (1)	15.0 (1)	14.0 (1)	–	–	–	–	< AV	
75	15:44:56.0	-54:10:05.5	–	15.2 (1)	14.0 (2)	13.0 (4)	12.8 (2)	–	–		campo
76	15:45:02	-54:08:14.6	16.7 (2)	15.3 (1)	14.0 (3)	–	–	–	–		excesso
77	15:45:03.2	-54:08:47.8	–	15.3 (1)	14.1	–	–	–	–		campo
78	15:44:59.2	-54:08:11.0	17.5 (2)	15.6	14.1	–	–	–	–		excesso
79	15:44:55.9	-54:09:08.3	16.7 (2)	15.2 (1)	14.1	–	–	–	–	B2V	
80	15:44:58.8	-54:08:35.1	–	–	14.1	12.3	12.1	11.6	–		
81	15:45:06.1	-54:08:50.3	–	15.8 (1)	14.1 (1)	13.1 (1)	13.1 (1)	–	–		excesso
82	15:45:03.9	-54:09:38.9	16.4 (2)	15.1 (2)	14.1 (1)	–	–	–	–		
83	15:45:00.7	-54:09:50.8	18.4 (1)	16.0 (2)	14.1 (1)	13.0 (1)	–	–	–		excesso
84	15:44:57.0	-54:09:27.7	16.9 (1)	15.7 (1)	14.1 (1)	–	–	–	–		excesso
85	15:45:06.2	-54:09:20.2	–	–	14.1 (1)	12.8	12.6	–	–		

IRS	alpha	delta	J	H	K	L	M	N	O	type	comments
86	15:45:03.7	-54:09:54.7	16.6 (4)	15.4	14.1 (2)	–	–	–	–		excesso
87	15:45:00.3	-54:08:51	15.5 (2)	14.2 (1)	14.1 (2)	–	–	–	–		campo
88	15:44:59.7	-54:10:01.2	17.0	15.1	14.2	13.2	12.5	–	–		gigante
89	15:44:57.7	-54:09:47.2	16.1 (1)	15.0 (1)	14.2	13.2 (3)	13.0 (1)	–	–	B0V	
90	15:44:54	-54:08:43.8	–	–	14.2	13.3	12.8	–	–		
91	15:45:01	-54:09:53.3	–	15.7 (2)	14.2 (1)	12.3 (1)	–	–	–		excesso
92	15:44:54.5	-54:10:05.0	15.6 (1)	14.7 (1)	14.2 (1)	13.5 (3)	12.9 (2)	–	–		campo
93	15:45:02.6	-54:09:20.9	17.1 (2)	15.3 (1)	14.2 (2)	–	–	–	–	B3V	
94	15:45:06.7	-54:10:00	–	15.5 (1)	14.2 (2)	13.6 (1)	13.4 (3)	–	–		excesso
95	15:45:00.2	-54:09:18.7	16.1 (2)	15.0 (2)	14.2 (3)	–	–	–	–	late B	
96	15:44:55.7	-54:09:31.0	16.9 (4)	15.0	14.3	–	–	–	–		campo
97	15:45:08.3	-54:09:50.4	16.5 (1)	14.7 (1)	14.3 (1)	–	–	–	–		campo
98	15:45:04.7	-54:08:24.0	–	15.6	14.3 (1)	14.5 (2)	13.9 (3)	–	–		excesso
99	15:45:01.8	-54:08:01.7	17.0 (1)	15.3 (1)	14.3 (2)	13.0	12.8	–	–		campo
100	15:45:07.1	-54:08:47.0	17.0 (3)	15.6 (1)	14.4 (1)	13.5 (1)	13.6 (3)	–	–		excesso
101	15:45:05.2	-54:08:16.4	17.4 (5)	16.5	14.4 (1)	12.7 (1)	12.0 (1)	–	–		excesso
102	15:44:56.7	-54:08:03.1	17.5 (2)	15.9 (1)	14.4 (1)	–	–	–	–	early A	
103	15:45:04.1	-54:09:29.2	16.9	15.7	14.5	13.1 (2)	–	–	–		excesso
104	15:44:55.8	-54:08:02.8	17.1	15.4	14.5	–	–	–	–	B3V	
105	15:45:07.3	-54:09:31.3	–	15.6 (1)	14.5 (1)	13.1 (1)	12.8	–	–		campo
106	15:45:02.8	-54:10:00.5	17.0 (1)	15.8 (1)	14.5 (1)	–	–	–	–	early A	
107	15:45:02.1	-54:08:40.6	–	15.3 (1)	14.5 (1)	12.4 (1)	12.0 (1)	–	–		campo
108	15:45:01.6	-54:08:31.9	–	15.8 (1)	14.5 (1)	12.9 (1)	12.9 (2)	–	–		excesso
109	15:45:00.5	-54:08:06.4	16.3	15.5 (1)	14.5 (1)	14.0 (1)	13.7 (2)	–	–		excesso
110	15:45:01.4	-54:09:44.6	–	15.6 (2)	14.5 (2)	13.5 (1)	13.1 (2)	–	–		excesso
111	15:44:59.3	-54:08:33.0	–	16.0 (1)	14.6	13.4 (1)	13.2 (1)	–	–		excesso
112	15:45:06.3	-54:08:20.0	–	16.2 (1)	14.6 (1)	–	–	–	–		excesso
113	15:45:04.6	-54:08:04.9	–	15.4 (1)	14.6 (1)	13.9 (1)	13.4 (9)	–	–	late B	
114	15:44:57.5	-54:07:58.4	–	15.6 (1)	14.6 (1)	–	–	–	–	late B	

IRS	alpha	delta	J	H	K	L	M	N	O	type	comments
115	15:45:01.1	-54:08:12.8	–	–	14.6 (1)	14.4	–	–	–		
116	15:45:05.5	-54:08:33.7	–	16.5 (1)	14.7	–	–	–	–		excesso
117	15:45:06.3	-54:09:37.8	–	15.7 (2)	14.7	–	–	–	–	late B	
118	15:45:07.4	-54:08:20.8	16.6 (1)	15.6 (1)	14.7 (1)	13.9 (1)	13.8 (2)	–	–		excesso
119	15:44:57.7	-54:09:31.3	16.6 (1)	15.4 (2)	14.7 (1)	–	–	–	–	early A	
120	15:44:56.8	-54:08:33.4	16.9 (3)	15.6 (1)	14.7 (1)	–	–	–	–	early A	
121	15:44:55.4	-54:08:25.4	–	15.5	14.7 (1)	–	–	–	–	late B	
122	15:44:53.5	-54:09:20.9	–	16.3 (1)	14.7 (1)	–	–	–	–		excesso
123	15:44:59.7	-54:08:30.8	16.9 (1)	16.1 (1)	14.8	14.0 (1)	13.1 (2)	–	–		excesso
124	15:45:01	-54:08:17.5	–	15.8 (1)	14.8 (1)	–	–	–	–	B5V	
125	15:45:05.4	-54:08:28.3	–	16.1	14.9	14.1 (2)	14.0 (4)	–	–		excesso
126	15:44:55.1	-54:08:26.5	16.8 (1)	15.7 (1)	14.9	–	–	–	–	early A	
127	15:45:04.9	-54:08:37.7	–	16.1 (1)	14.9 (1)	–	–	–	–		excesso
128	15:44:55.8	-54:08:10.7	12.5 (1)	11.1 (2)	10.3 (1)	9.1 (2)	9.8 (2)	10.0 (8)	10.2 (4)		campo
129	15:44:57.1	-54:09:55.8	17.8 (1)	16.2	14.9 (1)	–	–	–	–		excesso
130	15:44:57.1	-54:08:23.6	–	15.6	14.9 (1)	–	–	–	–	late A	
131	15:45:00.7	-54:08:36.6	16.4 (1)	15.6 (2)	14.9 (2)	12.4 (1)	12.1	11.6	–		gigante
132	15:44:53.5	-54:09:59.4	–	16.1 (2)	14.9 (3)	–	–	–	–		excesso
133	15:44:57.6	-54:09:41.0	17.2 (1)	16.4 (3)	15.0	–	–	–	–		excesso
134	15:44:55.7	-54:09:30.6	17.0 (1)	15.6 (1)	15.0 (2)	14.2 (2)	–	–	–	late A	
135	15:45:01.2	-54:09:3.6	17.2 (1)	15.6 (1)	15.1 (1)	13.8	13.2	–	–		campo
136	15:45:00.9	-54:08:08.9	–	16.2 (1)	15.1 (1)	–	–	–	–	late B	
137	15:45:05.5	-54:09:48.2	–	–	15.1 (1)	13.6	13.3	–	–		
138	15:45:01.1	-54:09:32.4	–	16.0 (1)	15.1 (2)	–	–	–	–		excesso
139	15:44:55.9	-54:08:47.0	16.9 (2)	16.8 (1)	15.1 (3)	–	–	–	–		excesso
140	15:45:02.7	-54:08:43.8	–	16.6 (1)	15.2 (1)	–	–	–	–		excesso
141	15:44:59.5	-54:09:17.6	15.9	15.5 (1)	15.2 (1)	–	–	–	–		campo
142	15:44:56.4	-54:09:23.4	–	16.4 (1)	15.2 (1)	–	–	–	–	late B	
143	15:45:04.7	-54:08:33.4	–	17.0 (1)	15.2 (2)	12.4 (1)	11.9	–	–	B2V	

IRS	alpha	delta	J	H	K	L	M	N	O	type	comments
144	15:44:53.5	-54:09:07.2	–	16.4 (1)	15.3	–	–	–	–	late B	
145	15:45:05.7	-54:09:58.3	17.1	16.7	15.3 (1)	–	–	–	–		excesso
146	15:45:06.7	-54:09:57.6	16.3 (1)	16.0 (3)	15.4	–	–	–	–		excesso
147	15:45:06.9	-54:08:12.5	–	–	15.4	13.9	13.8	–	–		
148	15:44:56.7	-54:09:10	16.4 (1)	15.7 (2)	15.4 (1)	–	–	–	–		campo
149	15:44:54.8	-54:08:45.2	–	16.4	15.4 (1)	–	–	–	–	late A	
150	15:44:55.7	-54:09:57.2	–	16.8 (1)	15.5 (1)	–	–	–	–		excesso
151	15:44:53.9	-54:08:31.6	18.1 (1)	17.4 (1)	15.5 (2)	–	–	–	–		excesso
152	15:45:02.7	-54:08:24.4	–	16.2 (2)	15.6 (1)	–	–	–	–		campo
153	15:44:55.2	-54:10:05.5	–	16.1	15.6 (1)	–	–	–	–	late A	
154	15:44:54.8	-54:08:13.6	–	16.4 (1)	15.6 (1)	11.7 (1)	11.7 (2)	–	–		excesso
155	15:44:54.7	-54:09:17.3	17.1 (1)	16.3 (1)	15.6 (1)	–	–	–	–		excesso
156	15:44:55.2	-54:08:43.8	–	16.1 (1)	15.7	13.2 (1)	12.7 (1)	–	–		campo
157	15:45:01.7	-54:09:36.4	–	16.3	15.7 (1)	–	–	–	–	late B	
158	15:44:54.7	-54:09:04.0	–	16.7	15.7 (1)	–	–	–	–		excesso
159	15:44:56.0	-54:08:20.0	–	16.0 (2)	15.9 (1)	–	–	–	–		campo
160	15:45:03.2	-54:07:56.6	–	15.4 (1)	16.7 (1)	14.0	13.0	–	–		gigante

Tabela II.1 Catálogo de objetos imageados pelo 2MASS nas bandas J, H e K do infravermelho próximo na direção da fonte IRAS 15412-5356. Os objetos catalogados estão compreendidos numa área $\sim 2'$ de diâmetro ao redor da fonte IRAS; as magnitudes nas bandas L – O são fornecidas para aqueles objetos com contrapartida no catálogo de fonte pontuais do SPITZER. As coordenadas de ascensão reta e declinação são fornecidas para o equinócio J2000. O avermelhamento é fornecido para todos os objetos sem excesso do aglomerado, e a distância aos objetos mais brilhantes do aglomerado sem excesso de cor são fornecidas com base nos valores de magnitudes absolutas fornecidos por Hanson et al. (1997). A incerteza na distância foi estimada considerando-se os erros introduzidos a partir das incertezas nas magnitude J e K das fontes. O erro médio obtido é da ordem de 300 pc, correspondente a um desvio médio de 0,2 mag na fotometria no filtro K.

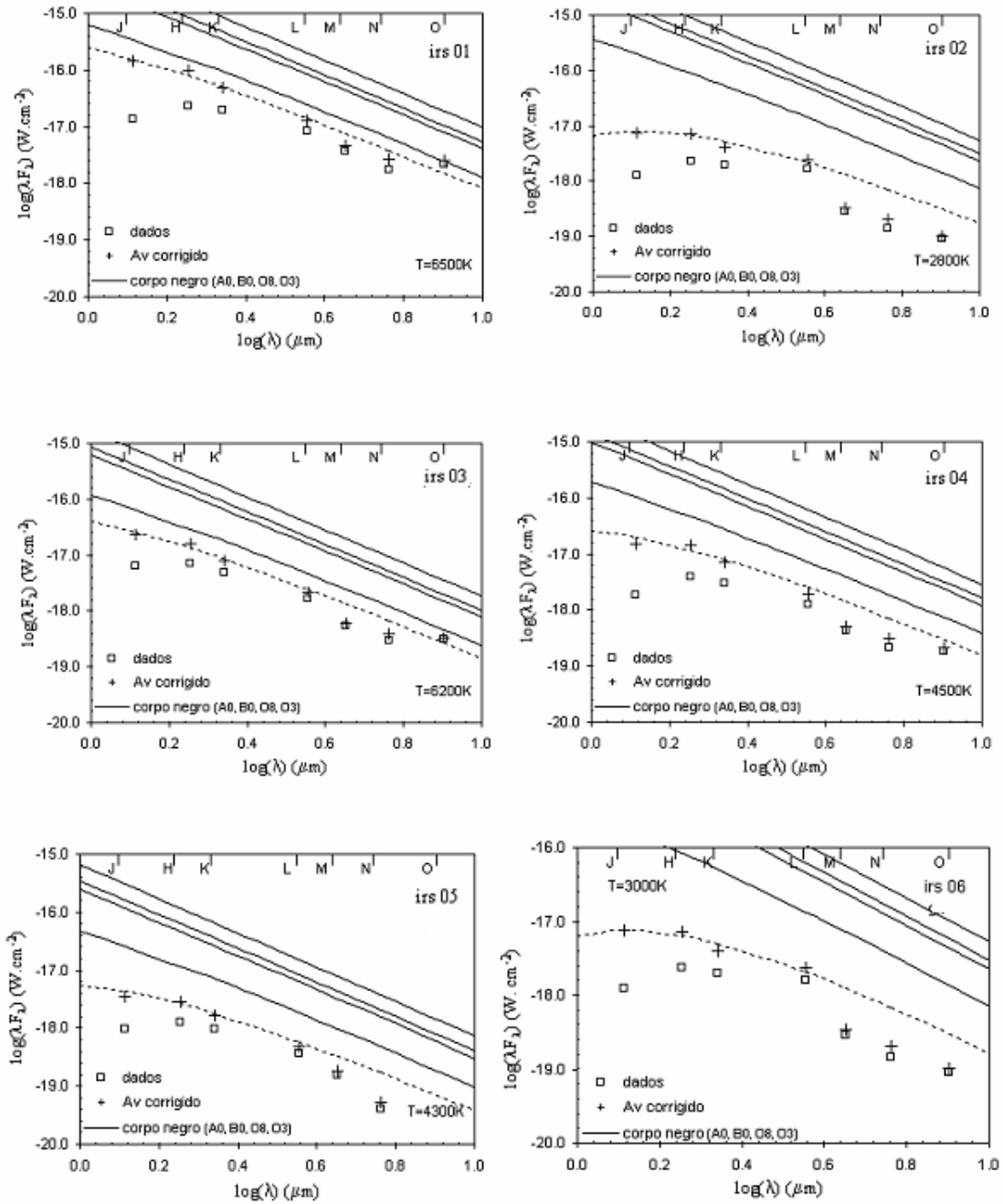


Figura II.2 Gráficos dos ajustes de corpo negro para os 6 objetos mais brilhantes do campo estudado no infravermelho ao redor da fonte IRAS 15412-5359, e exibidos na tabela 5.2. As curvas tracejadas indicam a curva de corpo-negro que melhor se ajusta à fonte, e as demais curvas, correspondentes aos tipos espectrais A0, B0, O8 e O3 são exibidas para comparação apenas. Repare nos baixos valores de A_v , que indicam que todos são objetos de campo da sequência principal ou gigantes. Estes ajustes foram feitos para todos os objetos sem excesso da região e os aqui exibidos são apenas uma ilustração do processo.

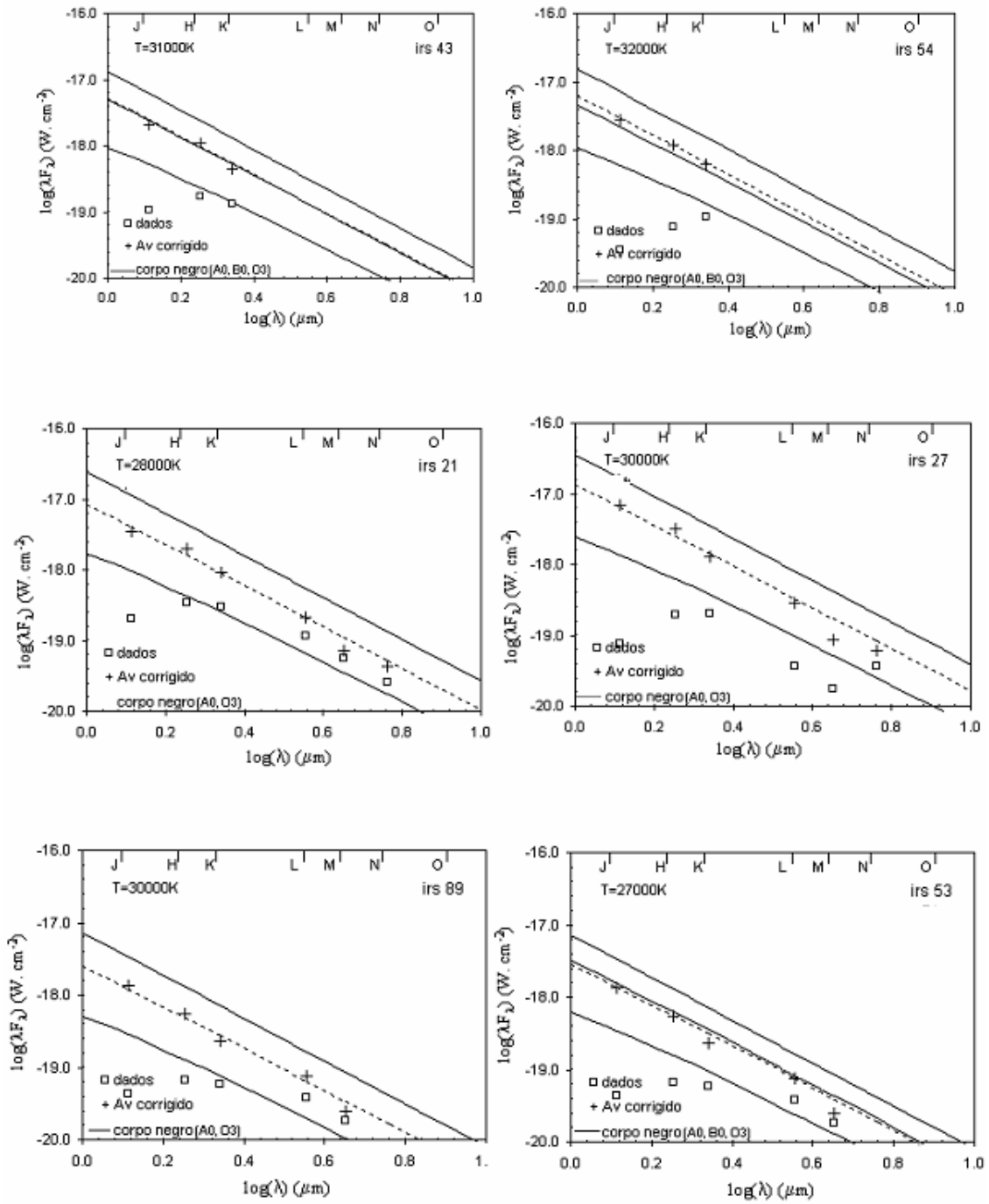


Figura II.3 Gráficos dos ajustes de corpo negro para os 6 principais objetos massivos da região estudada no infravermelho ao redor da fonte IRAS 15412-5359, e exibidos na tabela 5.2. As curvas tracejadas indicam a curva de corpo-negro que melhor se ajusta à fonte, e as demais curvas, correspondentes aos tipos espectrais A0, B0 e O3 são exibidas para comparação apenas.

BIBLIOGRAFIA

- Abraham, Z., Lèpine, J.R.D. e Braz, M.A. 1980, MNRAS **193**, 737;
- Abraham, Z., Botti, L.C.L. e del Ciampo, L.F. 1986, RMxA&A, **12**, 414;
- Abraham, Z. 1989, Tese de Livre-Docência, IAG-USP;
- Abraham, Z., Kokubun, F. 1992, A&A, **257**, 831;
- Acker, A. et al. 1987, A&ASS, **71**, 163;
- Altenhoff, W. et al. 1970, A&AS, **1**, 319A;
- Altenhoff, W. et al. 1992, A&A, **257**, 831;
- Armand, C. et al. 1996, A&A, **306**, 593;
- Baars, J.W.M. et al. 1977, A&A, **61**, 99B;
- Barres de Almeida, U., Abraham, Z. 2006, *Proceedings of the 11th Latin-American Regional IAU Meeting – LARIM 2005*, RMxA&A, no prelo;
- Barres de Almeida, U., Abraham, Z., Roman-Lopes, A. 2006, em preparação;
- Barres de Almeida, U. et al. 2006, em preparação;
- Barret, A.H., Rogers, A.E.E. 1966, Nature, **210**, 38;
- Batchelor, R.A. et al. 1980, Aust. J. Phys., **33**, 139;
- Bik, A. et al. 2005, A&A, **440**, 121;
- Bok, B.J., Bester, M.J., Wade, C.M. 1955, *Harvard College Observatory*, **416**, 1-16;
- Braz, M.A., Epchtein, N. 1983, A&A, **54**, 167;
- Braz, M.A. et al. 1989, A&ASS, **77**, 465;
- Bressaard, P.J., van de Hulst, H.C. 1962, Rev. Mod. Phys., **34**, 507;
- Brocklehurst, M., Seaton, M.J. 1971, Astrophys. Lett., **9**, 139;
- Brocklehurst, M., Seaton, M.J. 1972, MNRAS, **157**, 179;
- Bronfman, L., Nyman, L.A., May, J. 1996, A&A Suppl., **115**, 81;
- Brown, R.L., Lockman, F.J., Knapp, G.R. 1978, ARA&A, **16**, 445B;
- Burke, B.F. et al. 1978, ApJ Letters, **160**, L63;
- Caproni, A. 1999, Dissertação de Mestrado, IAG-USP;
- Caproni, A., Abraham, Z., Vilas-Boas, J.W.S. 2000, **361**, 685;
- Celoni, L. 1997, Tese de Doutorado, IAG-USP;
- Carpenter, J.M. 2001, AJ, **121**, 2851;
- Caswell, J.L., Haynes, R.F., Goss, W.M. 1977, MNRAS, **181**, 427;

- Caswell, J.L., Haynes, R.F., Goss, W.M. 1980, *Aust. J. Phys.*, **33**, 639;
- Caswell, J.L., Haynes, R.F. 1987, *A&A*, **171**, 261;
- Caswell, J.L. 1998, *MNRAS*, **297**, 215;
- Churchwell, E., Walmsley, C.M., Cesaroni, D.O.S. 1990, *A&A Suppl.*, **83**, 119;
- Churchwell, E. 2002, *ARA&A*, **40**, 62;
- Cohen, R.J., Masheder, M.R.W., Caswell, J.L. 1995, *MNRAS*, **274**, 808;
- Dalgarno, A., McCray, R.A. 1972, *ARA&A*, **10**, 375D;
- Ducati, J.R. et al. 2001, *ApJ*, **558**, 309;
- Dupree, A.K., Goldberg, L. 1970, *ARA&A*, **8**, 231D;
- Dutra, C.M. et al. 2003, *A&A*, **400**, 533D;
- Dworetzky, M.M. et al. 1969, *ApJ*, **158**, 183D;
- Dyson, J.E., Williams, D.A. 1997, *The Physics of the Interstellar Medium*, The Graduate Series in Astronomy, Institute of Physics Publishing, Bristol;
- Einstein, A. 1917, *Phys. Z.*, **18**, 121;
- Elitzur, M. 1991, *Astronomical Masers*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands;
- Elitzur, M. 1992, *ARA&A*, **30**, 75;
- Ellingsen, S.P. et al. 1996, *MNRAS*, **280**, 378E;
- Elmegreen, B.G., Lada, C.J. 1977, *ApJ*, **214**, 725;
- Elwert, G. 1954, *Naturforsch.*, **9a**, 637;
- Epchtein, N., Lépine, J.R.D. 1981, *A&A*, **99**, 210;
- Esimbek, J. et al. 2003, *Acta Astr. Sinica Suppl.*, **44**, 76;
- Faúndez, S. et al. 2004, *A&A*, **426**, 97;
- Feitzinger, J.V., Stüwe, J.A. 1984, *A&ASS*, **58**, 365;
- Frogel, J.A., Persson, S.E. 1974, *ApJ*, **192**, 351;
- Gaensler, B.M. et al. 2001, *ApJ*, **549**, 959;
- Garay, G. 2005, *RevMxAA*, no prelo ;
- Garay, G. et al. 2004, *ApJ*, **610**, 313G;
- Garay, G., Lizano, S. 1999, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **111**, 1049;
- Garay et al. 1993, *ApJ*, **418**, 368;
- Gardner, F.F., Whiteoak, J.B. 1978, *MNRAS*, **183**, 711;

Gardner, F.F., Whiteoak, J.B. 1984, MNRAS, **210**, 23;

Genzel, R., Downes, D. 1977, A&A Suppl., **30**, 145;

Genzel, R., Downes, D. 1979, A&A, **72**, 234;

Genzel, R., Reid, M.J., Moran J.M., Downes, D. 1981, ApJ, **244**, 884;

Ginzburg, V.L. 1967, *High Energy Astrophysics - vol. 1*, C.DeWitt, E. Schatzman, P. Veron, Eds., Gordon & Breach, NY;

Goldberg, L. 1966, ApJ, **144**, 1225;

Goldberg, L. 1968, *Theoretical Intensities of Recombination Lines*, in Interstellar Ionized Hydrogen, Ed. Y. Terzian, Benjamin, NY;

Goss, W.M., Shaver, P.A. 1970a, AuJPA, **14**, 1G;

Griffith, M. 1992, A&AS, **18**, 1305G;

Habing, H.J., Israel, F.P. 1979, ARA&A, **17**, 345;

Hanson, M.M., Howarth, I.D., Conti, P.S. 1997, ApJ, **489**, 698;

Hartley, M. et al. 1986, A&ASS, **63**, 27;

Haynes, R.F., Caswell, J.L., Simons, L.W.J. 1978 A&A, **213**, 148;

Hjellming, R.M., Churchwell, E. 1969, Astrophys. Lett., **4**, 165;

Hjellming, R.M., Davies, R.D. 1970, A&A, **5**, 53;

Ho, P.T.P., Beck, S.C., Turner, J.L. 1990, **349**, 57;

João Paulo pp. II 1998, *Encíclica Fides et Ratio*, Libreria Editrice Vaticana;

Johnson, C. de Pree, C., Goss, W.M. 1998, ApJ, **500**, 302;

Karzas, W., Latter, R. 1961, AJ Suppl., **6**, 167;

Kaufmann, P. 1971, SoPh, **18**, 336;

Kaufmann, P. et al. 1974, AJ, **79**, 933;

Kaufmann, P. et al. 1976, Nature, **260**, 307;

Kaufmann, P. et al. 1977, AJ, **82**, 577;

Kerber, F. et al. 2003, A&A, **408**, 1029;

Kesteven, M.J.L. 1967, AuJPh, **21**, 369;

Kim, K-T, Koo, B-C 2001, ApJ, **549**, 979;

Kohoutek, L. 1997, Astron. Nachr., **318**, 35;

Koornneef, J. 1983, A&A, **128**, 84;

Kraus, J.D. 1966, *Radio Astronomy*, McGraw-Hill Book Company, New York;

- Kurtz, S., Churchwell, E., Wood, D.O.S. 1994, ApJ Suppl., **514**, 232;
- Kwok, S., Volk, K., Bidelman, W.P. 1997, ApJ Suppl. Series, **112**, 557;
- Lada, C.J., Lada, E.A. 2003, ARA&A, **41**, 47, 57;
- Lang, K.R. 1999, *Astrophysical Formulae – Volume I: Radiation, Gas Processes and High Energy Astrophysics*, A&A Library – Springer, 3rd Edition, Berlin;
- Larsen, D.G., Holdaway, R. 2001, *The Astronomical Almanac*, The Stationary Office, London, UK;
- Larson, R.B. 2003, arXiv:astro-ph/0306595;
- Litvak, M.M. 1974, ARA&A, **12**, 97;
- Lo, K.Y., Burke, B.F., Haschick, A.D. 1975, ApJ, **202**, 81;
- Lockman, F.J., Brown, R.L. 1975, AJ, **201**, 134;
- Longair, M. 1992, *High Energy Astrophysics – vol. 1*, Cambridge University Press, Cambridge, U.K.;
- Menzel, D.H. 1937, ApJ, **85**, 330;
- Mezger, P.G., Palmer, P. 1968, Science, **160**, 29;
- Moran, J.M., Rodríguez, L.F. 1980, ApJ, **236**, L139;
- Noumaru, J., Ogura, K. 1993, PASP, **105**, 867;
- Novikov, I.D., Thorne, K.S. 1973, *Black Holes, Les Houches*, eds. C. DeWitt e B. DeWitt, Gordon & Breach, NY;
- Ockham, William of, “*Expositio Aurea et Admondum Utilis Super Totam Artem Veteram*”, 1357;
- Ortiz, R., Roman-Lopes, A., Abraham, Z. 2006, ApJ, *accepted*;
- Oster, L. 1961, Rev. Mod. Phys., **33**, 525;
- Oster, L. 1961, Phys. Rev., **121**, 961;
- Oster, L. 1961, ApJ, **134**, 1010;
- Otrupcek, R.E., Hartley, M., Wang, J.-S. 2000, Publ. Astron. Soc. Aust., **17**, 92;
- Ott, M. et al. 1994, A&A, **284**, 331;
- Pacholczyk, A.G. 1970, *Radio Astrophysics*, W.H. Freeman & Co., Steward Observatory, San Francisco, Arizona;
- Paladini, R. et al. 2003, A&A, **397**, 213;
- Peng, R.S., Whiteoak, J.B. 1992, MNRAS, **254**, 301;

- Penzias, A.A., Burrus, C.A. 1973, *ARA&A*, **11**, 51P;
- Reich, W. 1982, *A&AS*, **48**, 219R;
- Reich, P., Reich, W. 1986, *A&AS*, **63**, 205R;
- Reich, P., Testori, J.C., Reich, W. 2001, *A&A*, **376**, 861R;
- Reid, M.J., Moran, J.M. 1981, *ARA&A*, **19**, 231;
- Reid, M.J. et al. 1988, *ApJ*, **330**, 809;
- Reipurth, B. et al. 2005, *AJ*, **127**, 1736R;
- Rieke, G.H., Lebofsky, M.J. 1985, *ApJ*, **288**, 618;
- Rybicki, G.B., Lightman, A.P. 1979, *Radiative Processes in Astrophysics*, John Wiley & Sons, New York;
- Rodgers, A.W., Campbell, C.T., Whiteoak, J.B. 1960, *MNRAS*, **121**, 103;
- Rodríguez, L. et al. 1980, *ApJ*, **235**, 845;
- Rodríguez, L. et al. 2005, *ApJ*, **621**, 133R;
- Rodríguez, L. 2005, comunicação privada – *Latin-American Astrophysics Summer School*, Santiago de Chile, Chile.
- Rohlfs, K., Wilson, T.L. 1999, *Tools of Radio Astronomy*, *A&A Library* – Springer, 3rd Edition, Berlin;
- Roman-Lopes, A., Abraham, Z., Lèpine, J.R.D. 2003, *AJ*, **126**, 1896;
- Roman-Lopes, A. 2004, Tese de Doutorado, IAG-USP;
- Roman-Lopes, A., Abraham, Z. 2004a, *AJ*, **127**, 2817;
- Roman-Lopes, A., Abraham, Z. 2004b, *AJ*, **128**, 2364;
- Roman-Lopes, A., Abraham, Z. 2006, *A&A*, no prelo;
- Rubin, R.H. 1968a, *ApJ*, **153**, 761R;
- Rubin, R.H. 1968b, *ApJ*, **154**, 391R;
- Sandqvist, Aa 1977, *A&A*, **57**, 467;
- Shaver, P.A., Goss, W.M. 1970b, *AuJPA*, **14**, 77S;
- Schearer, D., de Koter, A. 1997, *A&A*, **322**, 598;
- Scheuer, P.A.G. 1960, *MNRAS*, **120**, 231;
- Schmidt-Kaler, T. 1982, *Physical Parameters of the Stars*, in *Landolt-Börstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology – Group VI, Volume 2B*, Springer-Verlag, New York;

- Schutte, A.J. et al. 1993, MNRAS, **261**, 783;
- Sharpless, S. 1959, ApJ Suppl., **4**, 257S;
- Shu, F.H. 1991, *The Physics of Astrophysics – Volume I: Radiation*, University Science Books, Mill Valley, California;
- Simpson, J.P., Rubin, R.H. 1990, ApJ, **354**, 165;
- Spitzer, L. 1968, *Diffuse Matter in Space*, Interscience Publishers, New York;
- Spitzer, L. 1977, *Physical Processes in the Interstellar Medium*, Wiley-Interscience Publications, John Wiley & Sons, New York;
- Stetson, P.B. 1987, PASP, **99**, 191S;
- Strelitski, V.S., Ponomarev, V.O., Smith, H.A. 1996, ApJ, **470**, 1118;
- Strömgren, B. 1948, ApJ, **108**, 242;
- Sullivan, W.T. 1973, ApJ Suppl., **25**, 393;
- Tenorio-Tagle, G. 1979, A&A, **71**, 59T;
- Torrelles et al. 1998a, ApJ, **505**, 756;
- Torrelles et al. 1998a, ApJ, **509**, 262;
- Torrelles et al. 2001, A&A Suppl., **199**, 3702T;
- Tucker, W.H. 1977, *Radiation Processes in Astrophysics*, MIT Press, Cambridge, Massachusetts;
- Val'tts, I.E. et al. 2000, MNRAS, **317**, 315;
- van der Walt, D.J., Gaylard, M.J., MacLeod, G.C. 1995, **110**, 81;
- Vilas-Boas, J.W.S., Abraham, Z. 2000, A&A, **355**, 1115;
- Viner, M.R., Valee, J.P., Hughes, V.A. 1979, AJSS, **39**, 405;
- Volk, K., Cohen, M. 1989, AJ, **98**, 931;
- Watson, A.M. et al. 1997, AJ, **487**, 818;
- Walmsley, C.M. 1990, A&A, **82**, 201;
- Walsh, A.J. et al. 1997, MNRAS, **291**, 261;
- Walsh, A.J. et al. 1998, MNRAS, **301**, 640;
- White, G.J., Phillips, J.P. 1983, MNRAS, **202**, 255;
- Whiteoak, J.B., Otrupcek, R.E. 1982, PASAu, **4**, 434;
- Wood, D.O.S., Churchwell, E. 1989a, ApJ, **69**, 831;
- Wood, D.O.S., Churchwell, E. 1989b, ApJ, **340**, 265.

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)