

## Propriedades Físicas dos Envelopes de Gigantes Vermelhas

**WALTER J. MACIEL**

*Departamento de Astronomia, Instituto Astronomico e Geofísico da Universidade de São Paulo, Caixa Postal 30627, São Paulo*

Recebido em 29 de Julho de 1977

In this work several model envelopes are calculated for cool giant stars with mass loss due to the action of stellar radiation pressure on molecules and grains. Molecular profiles as well as average values of some physical parameters of the envelopes are obtained.

Neste trabalho são calculados diversos modelos de envelopes de estrelas gigantes vermelhas com perda de massa causada pela ação da pressão da radiação estelar sobre moléculas e grãos sólidos. São obtidos valores médios de propriedades físicas dos envelopes e perfis moleculares de algumas espécies de interesse.

### 1. INTRODUÇÃO

As estrelas gigantes vermelhas apresentam frequentemente envelopes circumstelares extensos em expansão radial, o que é evidenciado principalmente por deslocamentos para o violeta de núcleos de absorção de linhas metálicas de baixa excitação. As velocidades indicadas pelos deslocamentos são da ordem de 2-25 Km/s, e, desde o trabalho pioneiro de Deutsch<sup>1</sup>, têm sido interpretadas como indicação de perda de massa pelas estrelas.

A taxa de perda de massa pode ser estimada através de diversos dados observacionais, como as linhas de absorção circumstelares, excessos de infravermelho, e, mais recentemente, linhas "maser" de OH e H<sub>2</sub>O associadas a estrelas do tipo Mira Ceti oxigenadas<sup>2,3</sup>. Os valores obtidos estão em um intervalo  $10^{-8} \leq \dot{M}/\dot{t} (M_{\odot}/\text{ano}) \leq 10^{-5}$ , sendo tipicamente de ordem de  $10^{-6} M_{\odot}/\text{ano}$  para as estrelas do tipo Mira C e t i 2, 4.

Entre os diversos mecanismos propostos para a explicação do fenômeno, os mais importantes para os objetos em questão podem ser englobados sob o nome de "ventos estelares". Em analogia ao vento solar, foi proposta a ejeção de matéria de gigantes vermelhas pela evaporação de uma coroa extensa aquecida por processos não térmicos<sup>5,6</sup>. Por outro lado, a abundância de energia disponível faz da pressão da radiação estelar um forte candidato a responsável pela ejeção. A ação indireta da pressão da radiação sobre o gás através da aceleração de uma camada de grãos sólidos tem sido considerada como um dos mecanismos mais importantes de perda de massa<sup>2,7</sup>. Mais recentemente, o papel da absorção da radiação em bandas moleculares infravermelhas foi inteiramente revisto<sup>8,9</sup>, revelando-se bastante promissor, principalmente em associação com o mecanismo envolvendo grãos.

As taxas de perda de massa e as velocidades de expansão do gás observadas podem ser utilizadas em modelos de envelopes com o objetivo de determinar parâmetros físicos dos mesmos. Neste trabalho, será considerado o efeito conjunto da pressão da radiação sobre grãos e moléculas como responsável pela ejeção de matéria observada. Em uma primeira fase, serão estimados valores médios de parâmetros do envelope, com a fração de material efetivamente condensado sob a forma de grãos, densidades na base do envelope, etc., bem como suas correlações. Em seguida, serão obtidos perfis moleculares de espécies como CH, H<sub>2</sub>O e SiO, através dos quais pode-se determinar limites inferiores para as densidades de coluna nos envelopes.

## 2. ESTRUTURA DOS MODELOS

De acordo com trabalhos anteriores, o gás no envelope atinge rapidamente a velocidade terminal  $V_t$ , seja acelerado pela pressão da radiação nos grãos<sup>7</sup> ou em moléculas<sup>8,9</sup>. Nestas condições é razoável admitir que, ao longo de todo o envelope

$$V(r) = \text{constante} = V_t \quad (1)$$

Adotando-se um modelo em estado estacionário com simetria esférica, a e-

equação de continuidade para o gás pode ser escrita

$$r^2 \rho(r) v_t = \frac{1}{4\pi} \frac{dM}{dt} \equiv \Psi \quad (2)$$

onde  $r$  é a distância ao centro da estrela. Para um processo contínuo de perda de massa a densidade  $\rho(r)$  a  $r^{-2}$ .

A equação do movimento para o gás reduz-se à equação de equilíbrio hidrostático

$$\frac{dP}{dr} = -\rho g_{ef} \quad (3)$$

onde  $P$  é a pressão do gás e  $g_{ef}$  sua gravidade efetiva média, compreendendo a) um termo devido à atração gravitacional da estrela (massa  $M_*$ , raio  $R$ ) b) a contribuição das bandas moleculares e c) a contribuição dos grãos:

$$g_{ef}(r) = GM_* r^{-2} - g_m - g_{gr} \quad (4)$$

Admitindo que a expansão é adiabática<sup>7,8,9</sup>, podemos escrever

$$g_{ef} = 2 C_s^2 r^{-1} \quad (5)$$

onde  $C_s$  é a velocidade adiabática do som,  $C_s = (\gamma kT / \mu m_H)^{1/2}$ , usando a equação dos gases perfeitos com o peso molecular  $\mu$  e o índice  $\gamma$  calculados a partir de uma mistura de H e H<sub>2</sub>.

A contribuição dos grãos na equação (4) pode ser escrita

$$g_{gr} = n_{gr} \rho^{-1} F(\text{rad}) \quad (6)$$

onde  $n_{gr}$  é a densidade numérica de grãos esféricos de raio  $a$ , densidade interna  $S_{gr}$ , e a força radiativa  $F(\text{rad})$  é

$$F(\text{rad}) = \frac{\pi a^2 \bar{Q} L_*}{4\pi c r^2} \quad (7)$$

onde  $L_*$  é a luminosidade da estrela e  $\bar{Q}$  um valor médio do fator eficiência à pressão da radiação<sup>7,10</sup>. Se  $V_{gr}$  é a velocidade dos grãos em relação à estrela e  $V_d$  sua velocidade de deriva em relação ao gás,

$$V_{gr} = V_d + V_t \quad ,$$

e

$$r^2 n_{gr} m_{gr} (V_d + V_t) = \phi \quad (8)$$

onde  $m_{gr}$  é a massa dos grãos e  $\phi$  mede essencialmente a taxa de perda de massa sob a forma sólida. A razão  $\phi/\psi$  pode ser escrita<sup>7</sup>

$$\frac{\phi}{\psi} = \frac{\mu_{gr} U f}{\mu} = \mu_{gr} U f \quad (9)$$

Nesta equação,  $\mu_{gr}$  é o peso molecular do material que constitui os grãos,  $U$  é a sua abundância mínima (por número de átomos, relativa ao H), e o parâmetro  $f$  é essencialmente a fração de material condensado na forma de grãos.

Usando (2), (8) e (9) podemos escrever

$$\frac{n_{gr}}{\rho} = \frac{\mu_{gr} U f}{m_{gr}} \frac{V_t}{V_t + V_d} \quad (10)$$

Para as condições físicas dos envelopes considerados, a força gravitacional sobre os grãos é tal que  $F(\text{rad})/F(\text{grav}) \gg 1$ , podendo esta razão atingir valores da ordem de virias centenas<sup>10</sup>. Nestas condições,  $F(\text{rad}) \approx F(\text{vis})$  para os grãos, onde a força "viscosa" causada pelas interações grão-gás pode ser escrita

$$F(\text{vis}) = \pi a^2 \rho V_d^2 \quad (11)$$

para velocidades de deriva maiores ou da ordem da velocidade térmica média do gás. De (7) e (11) obtemos

$$V_d = \left[ \frac{\bar{Q} L_*}{4 \pi c \rho r^2} \right]^{1/2} \quad (12)$$

A contribuição das bandas moleculares pode ser colocada na forma<sup>8</sup>

$$g_m = \frac{\pi^2 e^2 R_*^2}{m_e c^2 \rho r^2} \sum_i \alpha_i n_i(r) \quad (13)$$

onde  $n_i(r)$  é a concentração ( $\text{cm}^{-3}$ ) em  $r$  da espécie molecular  $i$ , efetuando-se a **somatória** sobre todas as espécies consideradas.

Os parâmetros  $\alpha_i$  são definidos por

$$\alpha_i \equiv \sum_j f_{ij} F_j \quad (14)$$

onde  $F_{ij}$  é a força de oscilador da transição  $j$  da molécula  $i$  e  $F_j$  é o **fluxo estelar** em  $R_*$  nas vizinhanças da região espectral  $j$ . Na equação (13) admite-se que<sup>8</sup> a) o fluxo varia inversamente com o quadrado da distância, b) a estrela emite como um corpo negro, c) praticamente todas as moléculas encontram-se nos estados fundamentais, de onde se originam as transições e d) é desprezível a redução do fluxo contínuo na região das bandas moleculares.

O cálculo das densidades moleculares implícito em (13) pode ser efetuado através do **equilíbrio** de dissociação<sup>8</sup>. Considerando-se o envelope **composto** por H, C, N, O, Si,  $\text{H}_2$ ,  $\text{C}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{Si}_2$ , CH, NH, CH, SiH, CN, CD, SiC, NO, SiN, SiO,  $\text{CO}_2$  e  $\text{H}_2\text{O}$ , 17 constantes de dissociação em função da temperatura  $T$  são necessárias, as quais foram determinadas por Tsujii<sup>11</sup>. As espécies mais abundantes nos envelopes são H e  $\text{H}_2$ , de modo que, aproximadamente,

$$\rho \approx m_H (n_H + 2 n_{\text{H}_2}) \approx m_H J_H \quad (15)$$

onde  $J_H$  é o número total de partículas de H. Usando esta expressão e as abundâncias relativas  $X, Y, Z$  e  $W$  de C, N, O e Si, respectivamente, podemos obter um sistema de 5 equações transcendentais acopladas, que permitem a determinação das concentrações  $n_H, n_C$ , etc., em função dos **parâmetros**  $\rho$  e  $T$ .

### 3. MÉTODO DE CÁLCULO E PARÂMETROS ENVOLVIDOS

O sistema de equações desenvolvido na seção anterior pode ser resolvido numericamente na base do envelope tomando como parâmetros "livres"  $\psi$ ,  $f$  e  $V_t$ . Como as velocidades terminais e taxas de perda de massa têm limites mais ou menos bem estabelecidos,  $60 \geq V_t$  (km/s)  $\geq 6$  e  $10^{-5} \geq \dot{M}/dt$  ( $M_\odot/\text{ano}$ )  $\geq 10^{-8}$ , resta na realidade o único parâmetro  $f < 1$ . Os limites de velocidades são determinados pelos deslocamentos das linhas espectrais e pela separação das linhas "maser" de  $\text{OH}^{3,9}$ . A base do envelope é caracterizada por  $R \approx R_* = 6,96 \times 10^{13}$  cm e  $T(R) \approx T_e = 2000$  K. Consideram-se as abundâncias dadas por Fix e Alexander<sup>12</sup>, e grãos de olivina ( $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ) com  $n = 1000$  A,  $S_{gr} = 3,32$  g  $\text{cm}^{-3}$ ,  $\bar{Q} = 0,021$  (Gilman<sup>13</sup>). As bandas moleculares são de CO (4,6  $\mu$ ; 2,3  $\mu$ ),  $\text{H}_2\text{O}$  (1,14  $\mu$ ; 1,38  $\mu$ ; 1,87  $\mu$ ; 2,7  $\mu$ ; 6,3  $\mu$ ) e OH (2,8  $\mu$ ; 1,4  $\mu$ ), com forças de oscilador dadas por Tsuji<sup>14</sup>.

Como a região de aceleração do gás não está sendo considerada, a estrutura detalhada dos perfis moleculares não pode ser obtida com precisão. Pode-se entretanto estudar a região de validade do equilíbrio de dissociação integrando-se o sistema de equações ao longo do envelope, estimando-se em seguida limites inferiores para as densidades de coluna de OH,  $\text{H}_2\text{O}$  e SiO. Estes dados são importantes no estabelecimento de modelos "cinemáticos" de envelopes de estrelas do tipo Mira Ceti com emissão "maser"<sup>3,9</sup>.

### 4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Foram calculados 18 modelos divididos de acordo com o valor da taxa de perda de massa,

Modelos 1 a 6	$\dot{M}/dt = 10^{-7} M_\odot/\text{ano}$	
Modelos 7 a 12	$\dot{M}/dt = 10^{-6} M_\odot/\text{ano}$	(16)
Modelos 13 a 18	$\dot{M}/dt = 10^{-5} M_\odot/\text{ano}$	

A Tabela 1 mostra os resultados obtidos de propriedades físicas do envelope para os modelos calculados. Para manter as taxas (16) vemos que

$0,100 \geq f \geq 0,026$ , se a velocidade terminal estiver no intervalo observado. De modo mais geral, para que os grãos tenham alguma importância na ejeção de matéria nas condições em estudo, devemos ter  $f > 0,001$ . Em caso contrário, a contribuição das bandas moleculares deve dominar a dos grãos no sentido de produzir uma apreciável perda de massa. As frações estimadas acima são menores que as normalmente encontradas na literatura<sup>7,15</sup>, e portanto mais plausíveis. Na realidade, é difícil produzir uma fração apreciável de grãos de silicato devido à grande abundância de moléculas de SiO.

	$dM/dt$	$f$	$V_t$	$V_d$	$\rho(R)$	$\rho_{gr}(R)$
1	$10^{-7}$	0,100	5,87(05)	1,90(06)	1,76(-16)	4,78(-20)
2		0,090	7,77(05)	2,18(06)	1,33(-16)	3,62(-20)
3		0,080	1,07(06)	2,57(06)	9,64(-17)	2,61(-20)
4		0,070	1,59(06)	3,12(06)	6,52(-17)	1,77(-20)
5		0,060	2,58(06)	3,98(06)	4,01(-17)	1,09(-20)
6		0,050	4,90(06)	5,48(06)	2,11(-17)	5,72(-21)
7	$10^{-6}$	0,048	5,76(05)	5,95(05)	1,80(-15)	4,87(-19)
8		0,045	7,49(05)	6,78(05)	1,38(-15)	3,75(-19)
9		0,042	1,01(06)	7,88(05)	1,02(-15)	2,77(-19)
10		0,039	1,45(06)	9,42(05)	7,16(-16)	1,94(-19)
11		0,035	2,64(06)	1,27(06)	3,92(-16)	1,06(-19)
12		0,032	4,87(06)	1,73(06)	2,13(-16)	5,76(-20)
13	$10^{-5}$	0,031	6,34(05)	1,97(05)	1,63(-14)	4,43(-18)
14		0,030	8,47(05)	2,28(05)	1,22(-14)	3,32(-18)
15		0,029	1,18(06)	2,69(05)	8,78(-15)	2,38(-18)
16		0,028	1,77(06)	3,30(05)	5,83(-15)	1,58(-18)
17		0,027	2,97(06)	4,27(05)	3,49(-15)	9,46(-19)
18		0,026	5,94(06)	6,04(05)	1,74(-15)	4,72(-19)

Tabela 1: Valores médios de propriedades físicas dos envelopes, ( $dM/dt$ ):  $M_0/\text{ano}$ ;  $V_t, V_d$ :  $\text{cm s}^{-1}$ ;  $\rho(R), \rho_{gr}(R)$ :  $\text{g cm}^{-3}$ ).

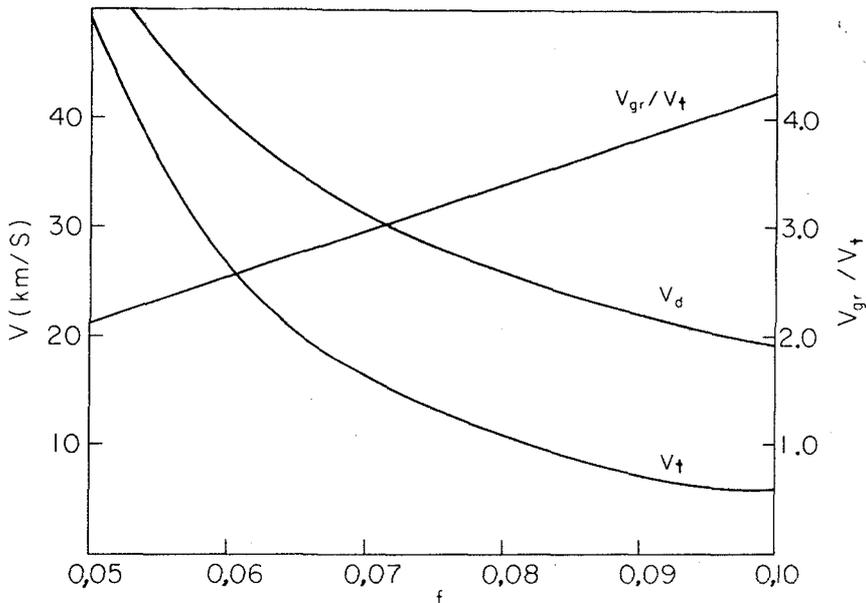


Fig.1 - Variação de  $V_t$ ,  $V_d$  e  $V_{gr}/V_t$  com a fração condensada  $f$  para o caso  $\dot{M}/\dot{M}_0 = 10^{-7}$   $M_\odot$ /ano (modelos 1 a 6).

Com relação à tabela 1, para uma dada  $\dot{M}/\dot{M}_0$ , um acréscimo em  $f$  implica em maior fluxo de grãos em relação ao gás. Como a temperatura  $T(R)$  permanece inalterada para os diversos modelos,  $g_{ef}$  será aproximadamente constante, assim como a razão  $n_{gr}/\rho$ . Nestas condições, a razão  $V_{gr}/V_t$  aumenta, e, preservando-se o acoplamento grão-gás, uma densidade maior será requerida para manter constante o fluxo de matéria. Desta forma, um acréscimo na fração condensada implica, em última análise, na ejeção de grãos com velocidades mais baixas, conforme indicado na figura 1 para  $\dot{M}/\dot{M}_0 = 10^{-7}$   $M_\odot$ /ano. Nesta figura estão também representadas a razão  $V_{gr}/V_t$ , que é aproximadamente proporcional a  $f$ , e a velocidade de deriva dos grãos.

Considerando agora variações na taxa  $\dot{M}/\dot{M}_0$ , e mantendo-se constante a velocidade terminal, por exemplo, acréscimos em  $f$  implicam na produção de grãos com maiores velocidades de deriva. Para que o acoplamento seja mantido, maiores densidades são requeridas, diminuindo a taxa total de perda de massa.

De acordo com a tabela 1, a velocidade de escape dos grãos é  $V_{\text{op}} \leq 100$  Km/s, confirmando as conclusões de um trabalho anterior<sup>10</sup>. Os valores obtidos são sensivelmente menores que os previstos por Wickramasinghe<sup>16</sup>, e coerentes com os resultados de Salpeter<sup>17</sup> para estrelas de alta luminosidade.

Através da integração das equações ao longo do envelope são obtidos os perfis moleculares mostrados na figura 2. Devido à aproximação (1) usada neste trabalho, a temperatura do gás não sofre uma queda mais pronunciada próximo à base do envelope, como em modelos anteriores<sup>8,10</sup>. Consequentemente, há um decréscimo contínuo na concentração de OH, SiO, etc., e as densidades de coluna obtidas para estas espécies são limites inferiores para o envelope (tabela 2). Estes números devem ser comparados com os calculados anteriormente<sup>9</sup>, considerando variações em  $V(r)$  e desprezando a ação dos grãos. Os valores obtidos então são da ordem de  $10^{17}$  cm<sup>-2</sup> (OH),  $10^{18}$  cm<sup>-2</sup> (H<sub>2</sub>O) e  $10^{19}$  cm<sup>-2</sup> (CO), com uma taxa de perda de massa da ordem de  $10^{-7}$  M<sub>☉</sub>/ano. De acordo com os resultados, essencialmente todo o vapor de H<sub>2</sub>O é formado na região de aceleração, ao contrário do CO, cuja estabilidade permite manter sua concentração mais ou menos uniforme em vastas regiões do envelope.

As linhas tracejadas na figura 2 indicam as concentrações em equilíbrio termodinâmico na região onde ocorre o "congelamento" das espécies moleculares, ou seja, onde o tempo de expansão do gás é menor que o tempo característico das reações moleculares. Este fato parece sugerir a necessidade de outros processos de formação de moléculas, como por exemplo a formação de OH na superfície de grãos.

De acordo com os resultados deste trabalho, a ação da pressão da radiação em bandas moleculares merece ser tratada em maiores detalhes, devido à sua eficiência como mecanismo responsável pela ejeção de matéria nas gigantes de tipo M das últimas subclasses espectrais. Um tratamento mais completo que o do presente trabalho deveria a) considerar um maior número de bandas e moléculas, b) levar em conta o efeito de redução do fluxo e c) investigar o comportamento de estrelas em diferentes posições no diagrama HR com relação a este mecanismo.

$\dot{M}/\dot{M}_\odot$	H	CO	H <sub>2</sub>	SiO	OH	H <sub>2</sub> O
10 <sup>-7</sup>	7,4(21)	7,1(18)	7,8(16)	5,0(17)	7,4(13)	7,6(09)
10 <sup>-6</sup>	7,5(22)	7,2(19)	8,1(18)	4,3(18)	7,6(15)	8,1(12)
10 <sup>-5</sup>	6,8(23)	6,5(20)	6,6(20)	6,3(19)	6,3(17)	6,0(15)

Tabela 2: Limites inferiores para as densidades de coluna (cm<sup>-2</sup>) de H<sub>2</sub>, SiO, OH e H<sub>2</sub>O. Valores médios das densidades de H e CO estão também incluídos para comparação. ( $\dot{M}/\dot{M}_\odot$ : M<sub>⊙</sub>/ano).

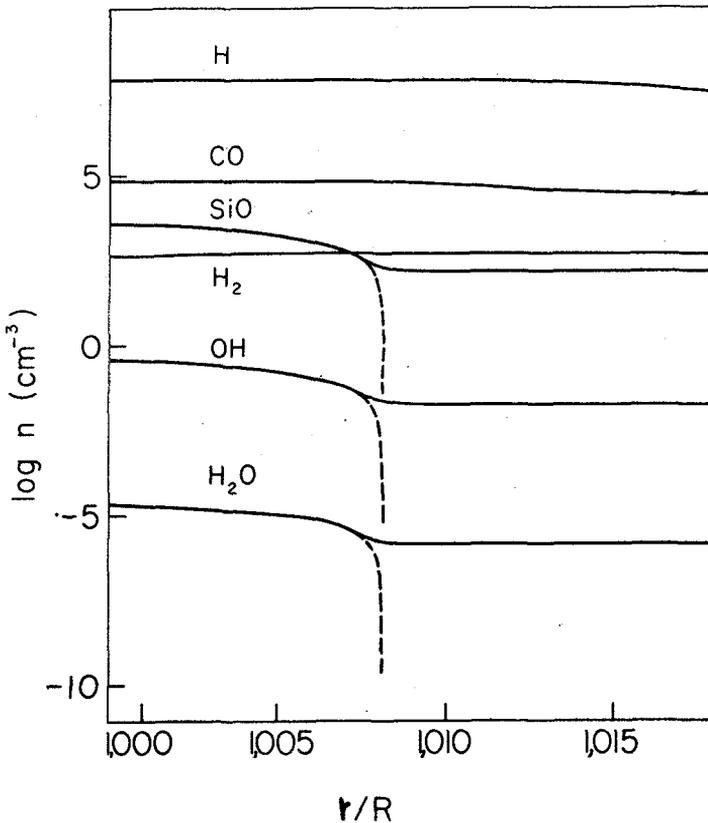


Fig.2 - Concentrações de algumas espécies nas regiões internas do envelope. As linhas tracejadas indicam as densidades obtidas em ETL (modelo 3 :  $\dot{M}/\dot{M}_\odot = 10^{-7}$  M<sub>⊙</sub>/ano,  $f = 0,080$ ).

## REFERÊNCIAS

1. A.J. Deutsch, *Astrophys. J.* 123, 210 (1956).
2. R.D. Gehrz, N.J. Woolf, *Astrophys. J.* 165, 285 (1971).
3. J.R.D. Lépine, M.H. Paes de Barros, *Astron. Astrophys.* 56, 219(1977).
4. D. Reimers, in *Problems in Stellar atmospheres and envelopes* ed. B. Baschek, W.H. Kegel, G. Traving, Springer-Verlag p. 229 (1975).
5. F. Fusi-Pecci, A. Renzini, *Astron. Astrophys.* 39, 413 (1975).
6. F. Fusi-Pecci, A. Renzini, *Astron. Astrophys.* 46, 447 (1976).
7. S. Kwok, *Astrophys. J.* 198, 583 (1975).
8. W.J. Maciel, *Astron. Astrophys.* 48, 27 (1976).
9. W.J. Maciel, *Astron. Astrophys.* Em publicação (1977).
10. W.J. Maciel, *Rev. Bras. Fís.* 6, 459 (1976).
11. T. Tsuji, *Astron. Astrophys.* 23, 411 (1973).
12. J.D. Fix, D.R. Alexander, *Astrophys. J.* 188, L91 (1974).
13. R.C. Gilman, *Astrophys. J. Suppl.* 28, 397 (1974).
14. T. Tsuji, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 18, 127 (1966).
15. F. Kamijo, T. de Jong, *Astron. Astrophys.* 25, 371 (1973).
16. N.C. Wickramasinghe, *Monthly Notices Roy. Astron.Soc.* 159, 269(1972).
17. E.E. Salpeter, *Astrophys. J.* 193, 585 (1974).