

MASERS ASTROFÍSICOS: I - SOLUÇÕES DA EQUAÇÃO DE TRANSFERÊNCIA RADIATIVA

GILBERTO C. SANZOVO^a
AMAURY A. ALMEIDA^b
PATAN D.SINGH^b

RESUMO

Masers astrofísicos são fontes em que o coeficiente de absorção da correspondente linha espectral é negativo e a radiação é amplificada ao invés de ser absorvida. Nas fontes não saturadas a amplificação é exponencial. Para as fontes saturadas ela pode crescer linearmente com a distância ou então, com o cubo do comprimento de saturação do maser.

PALAVRAS-CHAVE: *Masers astrofísicos; Fontes saturadas; Fontes não saturadas; Transferência radiativa; Meio interestelar.*

1 - INTRODUÇÃO

Um maser* astrofísico é uma fonte de emissão de radiação em microondas que apresenta uma população invertida, atribuída a transições rotacionais ou vibracionais de moléculas situadas nessas fontes. Essa inversão de população é alcançada por meio de um eficiente mecanismo de bombeamento que faz com que a emissão estimulada exceda a absorção. O coeficiente de absorção da correspondente linha espectral é negativo o que implica na amplificação da radiação que atravessa a fonte astrofísica.

As pesquisas sobre os masers astrofísicos começaram quando Weaver et al. (1965) e Gundermann (1965) observaram intensa emissão do radical oxidrila (OH) na direção da nuvem de Orion. Em 1963, Weinreb et al. já haviam detectado essa mesma molécula em absorção, na direção de Cassiopeia A. Cada um dos estados rotacionais do radical quebra-se em quatro níveis em virtude do desdobramento A e das interações hiperfinas. Dessas interações resultam quatro linhas em rádio, com comprimentos de onda $\lambda = 18$ cm. A Figura 1 mostra os níveis rotacionais do radical OH.

A segunda espécie molecular detectada como maser foi a de vapor de água (H₂O). A sua descoberta deu-se por Cheung et al (1969), na transição em rádio entre dois estados rotacionais excitados e muito próximos em energia (Figura 2).

Em 1974, Snyder e Buhl observaram a emissão maser da molécula de monóxido de silício (SiO), em Orion. Para essa molécula, a emissão maser parece ser proveniente de transições rotacionais envolvendo alguns estados vibracionais excitados. A Figura 3 mostra alguns níveis rotacionais dessa molécula.

O reconhecimento observacional de uma fonte maser é importante porque, na Galáxia, ela pode ser encontrada na direção de regiões de formação de estrelas e, também

acha-se associada a estrelas do Tipo Espectral M, muito evoluídas (Elitzur, 1982; Reid e Moran, 1988). Assim, o seu estudo pode fornecer importantes informações sobre os estágios inicial e final da evolução estelar.

Uma discussão de fundamental importância para o estudo da emissão maser é a da inversão de população. Como ela aparece na equação de transferência radiativa, a solução desta, em conjunto com as equações que descrevem a distribuição temporal das populações nos níveis maser, fornecem o comportamento da radiação que atravessa a fonte e permitem classificar o seu nível de saturação. O estudo da transferência radiativa em masers aparece em alguns trabalhos importantes e reconhecidos como os de Litvak (1973), Goldreich e Keeley (1972), Kegel (1975), Elitzur (1982), Western e Watson (1984), Alcock e Ross (1985) e Reid e Moran (1988).

Este é o primeiro de uma série de artigos sobre fontes masers. Ele se diferencia dos anteriormente citados pela forma de abordagem e simplicidade com que serão tratados os cálculos envolvendo a transferência radiativa. A Seção 2 mostra a importância da inversão de população e a sua dependência com a equação de transferência radiativa. As soluções desta, para masers não saturados e saturados aparecem na Seção 3 enquanto que as conclusões são mostradas na Seção 4.

2 - INVERSÃO DE POPULAÇÃO E TRANSFERÊNCIA RADIATIVA

A brilhância da radiação proveniente de um corpo negro que emite à temperatura T e frequência ν é dada pela distribuição de Planck

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}, \quad (1)$$

* Provém das iniciais de "Microwave Amplification through Stimulated Emission of Radiation".

a - Departamento de Física/CCE — Universidade Estadual de Londrina

b - Departamento de Astronomia do Instituto Astronômico e Geofísico da Universidade de São Paulo (IAG/USP)

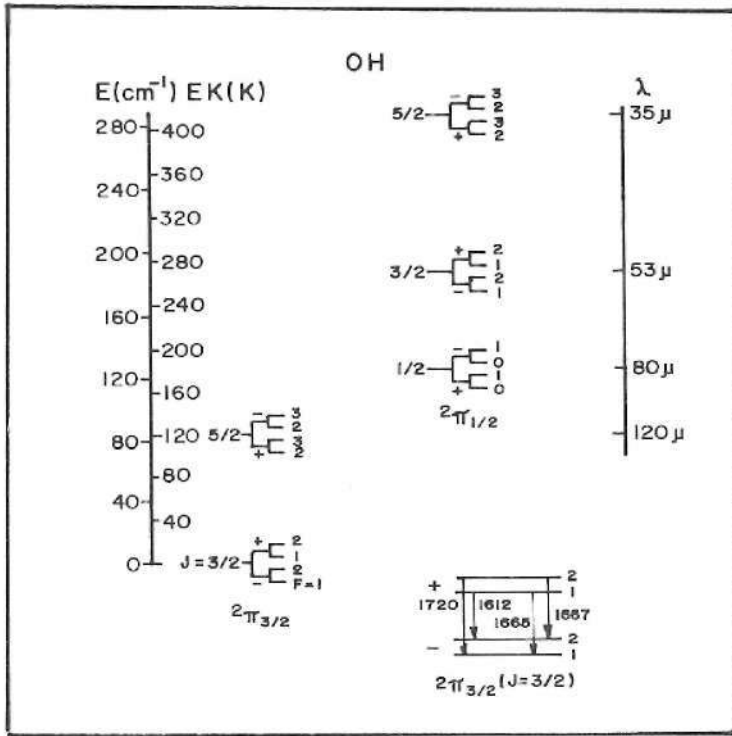


FIGURA 1 – Esquema do espectro rotacional do radical oxidrila (OH). Os desdobramentos Λ e as divisões hiperfinas que dividem cada nível rotacional em quatro subníveis não estão em escala. O número que aparece ao lado direito de cada nível de energia representa o momento angular total F e inclui o spin nuclear I . O estado fundamental do radical aparece em destaque em uma escala expandida com as frequências (em MHz) indicadas com flechas. Fonte: ELITZUR (1982).

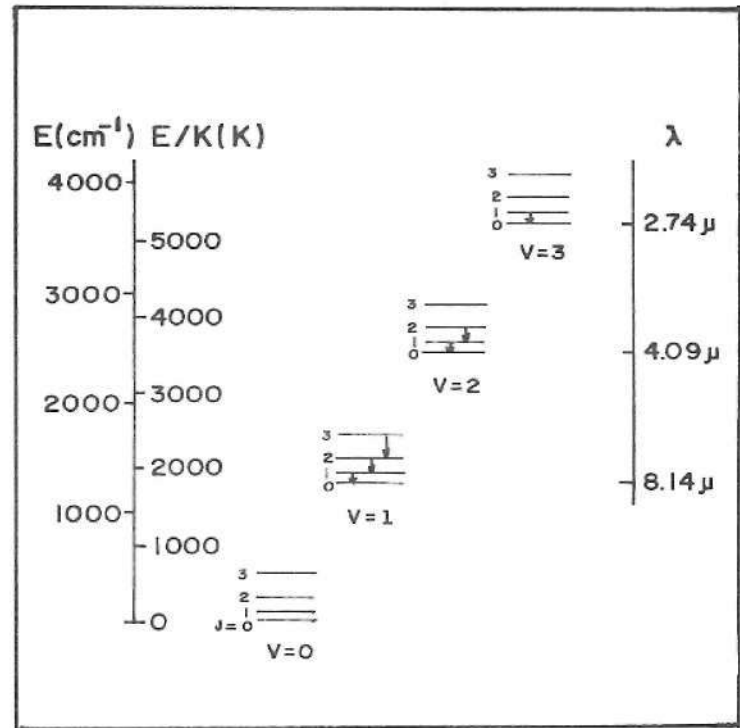


FIGURA 3 – Parte dos níveis de energia rotacional e vibracional da molécula de monóxido de silício (SiO). As transições para as quais as emissões maser foram detectadas aparecem analisadas com flechas. Fonte: ELITZUR (1982).

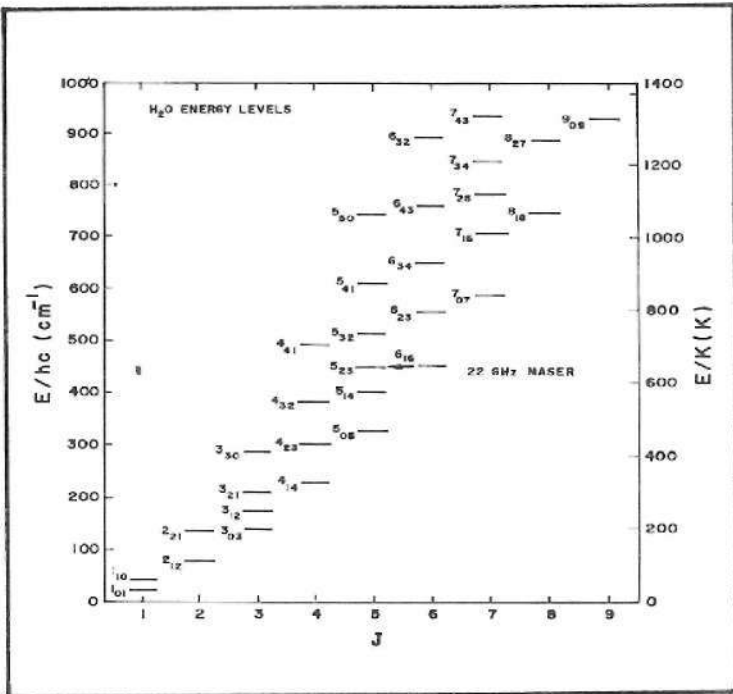


FIGURA 2 – Alguns níveis rotacionais excitados da molécula de vapor de água (H₂O) no ramo ortho ($K_{-1}, K_{+1} = i, p \leftrightarrow p, i$). A transição maser aparece assinalada com uma flecha entre os níveis 6₁₆ – 5₂₃. A figura foi ampliada para destacar a transição maser. Fonte: DOWNES (1985).

onde h é a constante de Planck ($\sim 6.62 \times 10^{-27}$ erg.s) e k é a constante de Boltzmann ($\sim 1.38 \times 10^{-16}$ erg.K⁻¹). A distribuição fornecida pela Equação 1 pode-se associar a temperatura de brilho, T_b , da fonte; ou seja, a temperatura de um corpo negro que emite a radiação espectral do maser na mesma frequência característica. Portanto,

$$I_\nu(z) = B_\nu(T_b) \tag{2}$$

Assume-se neste trabalho, que a radiação maser seja constituída por ondas eletromagnéticas planas que estão se propagando ao longo do eixo z . Tal suposição não tem apenas a finalidade de simplificar a abordagem do problema pois os resultados obtidos por Goldreich e Keeley (1972) e Litvak (1973) sugerem que a radiação proveniente da maioria das fontes é altamente direcional. Daí a razão de se escrever aqui, a intensidade da radiação em função de uma direção particular.

Para os masers, as temperaturas de brilho são relativamente altas. Reid e Moran (1988) determinaram valores tão elevados quanto $\sim 10^8$ K para algumas fontes estelares do radical OH e, $\sim 10^{14}$ K para alguns masers interestelares de vapor de água. Esses valores foram estimados de fontes relativamente pequenas, com dimensões angulares que variam entre 10^{-2} e 10^{-3} segundos de arcos, determinadas por VLBI** (Moran et al, 1968).

Na faixa espectral em rádio, onde é válida a aproximação de Rayleigh-Jeans, T_b e $I_\nu(z)$ ainda podem ser re-

** Provém das iniciais de "Very Long Base-Line Interferometry".

acionados mediante a expressão:

$$2k\nu^2 T_b = c^2 I_\nu(z) \quad (3)$$

Ao atravessar o espaço livre e o meio interestelar (MIE), a radiação apresenta comportamentos distintos. No vácuo, ela praticamente não sofre qualquer tipo de interação. No entanto, ao atravessar o MIE ela é afetada pela emissão e extinção (espalhamento + absorção) do meio. A equação de transferência radiativa descreve o comportamento da radiação em seu percurso. Se z medir a distância percorrida por $I_\nu(z)$ e, κ_ν for o coeficiente de absorção do meio, então

$$dI_\nu(z) = -\kappa_\nu I_\nu(z) + \epsilon_\nu dz \quad (4)$$

onde ϵ_ν será a taxa volumétrica de emissão. A Equação 4 pode também ser escrita como

$$dI_\nu(z) = -I_\nu(z) + S_\nu d\tau_\nu \quad (5)$$

onde $d\tau_\nu = \kappa_\nu dz$ é o elemento de profundidade ótica e $S_\nu \equiv \epsilon_\nu/\kappa_\nu$ é a razão entre o "ganho" e a "perda" da radiação; ou seja, é a função fonte.

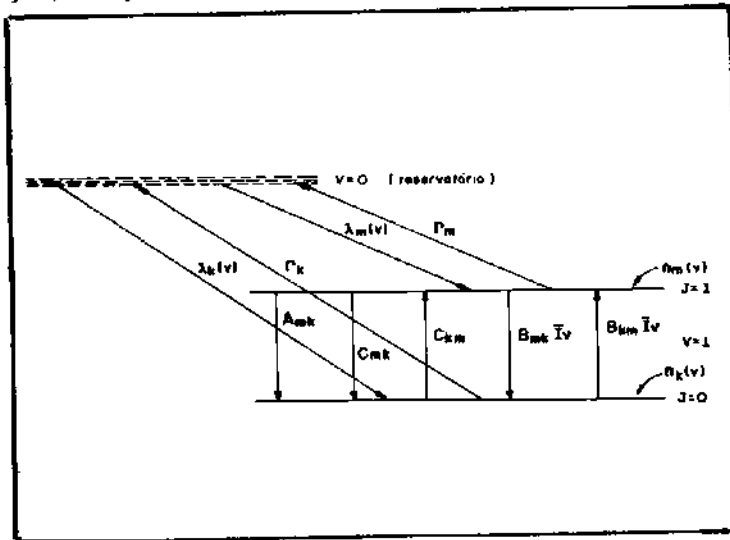


FIGURA 4 – Esquema do modelo maser com dois níveis de energia e um reservatório de energia. Ver explicações no texto. Fonte: REID e MORAN (1988).

Em um modelo maser simplificado (Figura 4), contendo os níveis de energia m (superior) e k (inferior) além de um reservatório que teoricamente pode comportar todos os demais níveis rotacionais (Reid e Moran, 1988), os coeficientes que aparecem em (4) são conhecidos. A emissividade vale (Kegel, 1975)

$$\epsilon_\nu = \frac{h\nu A_{mk}}{4\pi} \phi_e(\nu) n_m(\nu) \quad (6)$$

enquanto que o coeficiente de absorção pode ser escrito como

$$\kappa_\nu = -\frac{h\nu B_{mk}}{4\pi} \phi_e(\nu) n_m(\nu) + \frac{h\nu B_{km}}{4\pi} \phi_a(\nu) n_k(\nu) \quad (7)$$

onde A_{mk} , B_{mk} e B_{km} são os coeficientes de Einstein para os processos de emissão (espontânea e estimulada) e absorção, respectivamente. O coeficiente A mede a probabilidade de ocorrência da emissão espontânea enquanto que B mede a probabilidade da emissão estimulada (Elitzur, 1982). As densidades volumétricas de população dos níveis maser, por intervalo unitário de velocidade foram representados por $n_m(\nu)$ e $n_k(\nu)$, e os perfis de linha por $\phi_e(\nu)$ para a emissão, e $\phi_a(\nu)$ para a absorção, respectivamente. O primeiro termo que aparece na Equação 7 representa a emissão estimulada (ou "absorção negativa") enquanto que o segundo, a absorção propriamente dita. Assume-se, geralmente (Elitzur, 1982; Reid e Moran, 1988), que as funções perfis são iguais; ou seja

$$\phi_e(\nu) = \phi_a(\nu) \equiv \Phi(\nu) \quad (8)$$

onde

$$\Phi(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu_D} \exp\left[-\frac{4\ln 2(\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2}\right] \quad (9)$$

é o perfil gaussiano que leva em consideração um possível predomínio do movimento térmico entre as moléculas e ν e ν_0 são, respectivamente, as frequências de repouso e observada. A largura de linha à meia altura (Efeito Doppler), medida em $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$, é dada por Elitzur (1982).

$$\Delta\nu_D = 0,2 \left[2(\ln 2) \frac{KT}{m} \right]^{1/2} \quad (10)$$

onde m é o peso molecular e T é a temperatura cinética da fonte.

A condição colocada em (8) é, de certa maneira, questionável porque os efeitos de saturação da linha parecem influenciar diferentemente a distribuição das moléculas nos estados envolvidos. No entanto, assumindo-a como verdadeira, a equação de transferência radiativa para a linha de centro de transição maser transforma-se em

$$dI_\nu(z) = \frac{h\nu}{4\pi\Delta\nu_D} B_{km} n_m(\nu) \left\{ [B_{mk} n_k(\nu)] I_\nu(z) + n_m(\nu) A_{mk} \right\} dz \quad (11)$$

onde o termo da exponencial em (9) foi simplificado. Assumindo idênticos pesos estatísticos para os dois níveis da transição maser, a Equação 11 resultará em

$$dI_\nu(z) = \frac{h\nu}{4\pi\Delta\nu_D} [\Delta n(\nu) B I_\nu(z) + n_m(\nu) A] dz \quad (12)$$

onde $\Delta n(\nu) = n_m(\nu) - n_k(\nu)$ é a inversão de população.

A condição de estado estacionário impõe que o tempo característico para que as condições de bombeamento sofram significativas variações seja maior do que o tempo necessário para que as populações se ajustem a elas (Kegel, 1975). Em outras palavras, isso quer dizer que as variações

temporais de $n_m(v)$ e $n_k(v)$ são praticamente desprezíveis. Com o auxílio da figura 4, tem-se então, que

$$\begin{aligned} \frac{dn_m(v)}{dt} &= \lambda_{lm}(v) [n(v) - n_{km}(v)] - [n_m(v) - n_k(v)] B I_\nu + \\ &- n_m(v) A - n_m(v) C + n_k(v) C - n_m(v) \Gamma = \\ &= n_m(v) = 0 \end{aligned} \quad (13a)$$

e

$$\begin{aligned} \frac{dn_k(v)}{dt} &= \lambda_k(v) [n(v) - n_{km}(v)] - [n_k(v) - n_m(v)] B I_\nu + \\ &+ n_m(v) C - n_k(v) C - n_k(v) \Gamma = n_k(v) = 0 \end{aligned} \quad (13b)$$

onde $n(v)$ é a densidade total de população, $n_{km}(v) = n_k(v) + n_m(v)$ é a população total dos níveis e $\lambda_m(v)$ e $\lambda_k(v)$ são as taxas de bombeamento do reservatório para os níveis. $\Gamma_m = \Gamma_k \equiv \Gamma$ é a taxa de decaimento (ou perdas) dos níveis para o reservatório e I_ν é a intensidade média da radiação, associada a $I_\nu(z)$ através da relação

$$I_\nu = \int I_\nu(z) \frac{d\Omega}{4\pi} = I_\nu(z) \frac{\Omega}{4\pi}, \quad (14)$$

onde $\Omega \ll 1$ é o pequeno ângulo sólido do feixe de emissão em microondas da fonte. Segundo Elitzur (1982) e Downes (1985), alguns valores típicos para o coeficiente A são: SiO ($J = 1 \rightarrow 0$) $\sim 3 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, H₂O $\sim 2 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ e OH (estado fundamental) $\sim 10^{-11} \text{ s}^{-1}$. Para a excitação e desexcitação colisionais, Downes fornece os valores C(H₂O) $\sim 10^{-2}$ a 1 s^{-1} enquanto que as taxas de emissão estimulada para a molécula de vapor de água valem $\sim 10^3 \text{ s}^{-1}$ ($T_b \sim 10^{13} \text{ K}$) e $\sim 10^6 \text{ s}^{-1}$ ($T_b \sim 10^{16} \text{ K}$). Dessa forma, verifica-se que os valores de A são desprezíveis se comparados aos das demais taxas que aparecem nas Equações 13a e 13b. Levando em consideração esse fato e utilizando-se (14), estas equações podem ser reescritas como

$$\begin{aligned} \frac{dn_m(v)}{dt} &= n_m(v) = \lambda_m(v) [n(v) - n_{km}(v)] + \\ &- n_m(v) B I_\nu(z) \frac{\Omega}{4\pi} + n_k(v) B I_\nu(z) \frac{\Omega}{4\pi} + \\ &- n_m(v) C + n_k(v) C - n_m(v) \Gamma = 0 \end{aligned} \quad (15a)$$

e

$$\begin{aligned} \frac{dn_k(v)}{dt} &= n_k(v) = \lambda_k(v) [n(v) - n_{km}(v)] + \\ &- n_k(v) B I_\nu(z) \frac{\Omega}{4\pi} + n_m(v) B I_\nu(z) \frac{\Omega}{4\pi} + \\ &- n_k(v) C + n_m(v) C - n_k(v) \Gamma = 0 \end{aligned} \quad (15b)$$

Resolvendo-as para a inversão de população, encontra-se que

$$\Delta n(v) = \frac{n_{km}(v) [\lambda_m(v) - \lambda_k(v)]}{[\lambda_m(v) + \lambda_k(v)]} \frac{\Gamma}{[\Gamma + 2(B I_\nu(z) \frac{\Omega}{4\pi} + C)]} \quad (16)$$

de modo que a equação de transferência radiativa toma, finalmente a forma

$$\begin{aligned} \frac{dI_\nu(z)}{dz} &= \frac{h\nu}{4\pi\Delta\nu_D} \left\{ \frac{[n_k(v) + n_m(v)] [\lambda_m(v) - \lambda_k(v)]}{[\lambda_m(v) + \lambda_k(v)]} \right. \\ &\left. \frac{\Gamma}{\Gamma + 2(B I_\nu(z) \frac{\Omega}{4\pi} + C)} \right\} B I_\nu(z) \end{aligned} \quad (17)$$

onde, novamente desprezou-se a taxa de emissão espontânea.

3 - MASERS NÃO SATURADOS E SATURADOS

Nos masers não saturados, as perdas para o reservatório mais as colisões entre os níveis são superiores à taxa média das transições estimuladas (Downes, 1985). Portanto, a condição física de uma fonte não saturada é

$$\Gamma + 2C \gg 2B I_\nu(z) \frac{\Omega}{4\pi} \quad (18)$$

de modo que a inversão de população vale

$$\Delta n(v) = \frac{\Gamma [n_k(v) + n_m(v)] [\lambda_m(v) - \lambda_k(v)]}{(\Gamma + 2C) [\lambda_m(v) + \lambda_k(v)]} \quad (19)$$

Substituindo (19) na Equação 7, encontra-se que

$$\kappa_o = - \frac{h\nu_o B \Gamma [n_k(v) + n_m(v)] [\lambda_m(v) - \lambda_k(v)]}{4\pi\Delta\nu_D (\Gamma + 2C) [\lambda_m(v) + \lambda_k(v)]}, \quad (20)$$

para a transição da linha de centro. Para o caso unidimensional, tomando $I_\nu(z=0) = I_o$ como sendo a radiação de entrada no maser e $I_\nu(z) = I$, a solução de (17), com $S_o = \epsilon_o/\kappa_o$, será

$$I = I_o \exp(-\kappa_o z) + S_o [1 - \exp(-\kappa_o z)] \quad (21)$$

para a transição central. Como

$$\epsilon_o = \frac{h \nu_o A n_m(v)}{4\pi \Delta \nu_D} \quad (22)$$

então

$$I = I_o \exp \left\{ \frac{h \nu_o B \Gamma [n_k(v) + n_m(v)] [\lambda_m(v) - \lambda_k(v)] z}{4\pi \Delta \nu_D (\Gamma + 2C) [\lambda_k(v) + \lambda_m(v)]} \right\} + \frac{A n_m(v) n_m(v) (\Gamma + 2C) [\lambda_k(v) + \lambda_m(v)]}{B \Gamma [n_m(v) + n_k(v)] [\lambda_m(v) - \lambda_k(v)]} \left\{ 1 - \exp \left[\frac{h \nu_o B [n_k(v) + n_m(v)] [\lambda_m(v) - \lambda_k(v)] z}{4\pi \Delta \nu_D (\Gamma + 2C) [\lambda_k(v) + \lambda_m(v)]} \right] \right\} \quad (23)$$

Quando a taxa média da emissão estimulada supera a de decaimento para o reservatório; ou seja, quando as populações dos níveis passam a ser controladas pelas transições estimuladas (Downes, 1985), o maser encontra-se saturado. A condição de saturação é, portanto,

$$2 B I_\nu(z) \frac{\Omega}{4\pi} \gg \Gamma + 2C \quad (24)$$

Neste caso, o coeficiente de absorção também é fornecido por (7) mas a inversão de população passa a valer

$$n_m(v) - n_k(v) = \frac{\Gamma [n_k(v) + n_m(v)] [\lambda_m(v) - \lambda_k(v)]}{(2B I_\nu(z) \frac{\Omega}{4\pi}) [\lambda_m(v) + \lambda_k(v)]} \quad (25)$$

enquanto que

$$\kappa_\nu = - \frac{h \nu \Gamma [n_k(v) + n_m(v)] [\lambda_m(v) - \lambda_k(v)]}{4\pi \Delta \nu_D [2 I_\nu(z) \frac{\Omega}{4\pi}] [\lambda_m(v) + \lambda_k(v)]} \quad (26)$$

e a equação de transferência radiativa vale, portanto,

$$\frac{dI_\nu(z)}{dz} = \frac{h \nu \Gamma [n_k(v) + n_m(v)] [\lambda_m(v) - \lambda_k(v)]}{4\pi \Delta \nu_D [2 I_\nu(z) \frac{\Omega}{4\pi}] [\lambda_m(v) + \lambda_k(v)]}$$

ou, utilizando-se a aproximação fornecida por Reid e Moran (1988).

$$n_k(v) \simeq \frac{n_k(v) + n_m(v)}{2}$$

a equação de transferência valerá:

$$\frac{dI_\nu(z)}{dz} = \frac{n_k(v) \Gamma h \nu [\lambda_m(v) - \lambda_k(v)]}{\Delta \nu_D \Omega [\lambda_m(v) + \lambda_k(v)]} \quad (27)$$

cuja solução é

$$I_\nu(z) = \frac{\Gamma h \nu n_k(v) [\lambda_m(v) - \lambda_k(v)]}{\Delta \nu_D \Omega [\lambda_k(v) + \lambda_m(v)]} z \quad (28)$$

É de se esperar que esse comportamento de $I_\nu(z)$ com z não seja o mesmo considerando-se as demais dimensões da fonte. De fato, se a forma da fonte maser saturada for equivalente à de uma esfera de raio r ou de um cilindro longo, com raio r e comprimento z , o seu ângulo sólido será inversamente proporcional ao quadrado de z ; ou seja, $\Omega \propto (r/z)^2$ (Reid e Moran, 1988). Então, de (27), tem-se que

$$dI_\nu(z) = \frac{n_k(v) h \nu \Gamma [\lambda_m(v) - \lambda_k(v)] z^2}{\pi r^2 \Delta \nu_D [\lambda_m(v) + \lambda_k(v)]} dz$$

que, integrando-se até $z' = z$, fornecerá

$$I_\nu(z) = I_\nu(z_s) + \frac{h \nu n_k(v) \Gamma [\lambda_m(v) - \lambda_k(v)]}{3\pi r^2 \Delta \nu_D [\lambda_m(v) + \lambda_k(v)]} (z^3 - z_s^3) \quad (29)$$

onde, $z' = z_s$ é o comprimento da região de saturação da fonte maser.

4 - CONCLUSÕES

Para o caso de fontes não saturadas, a Equação 20 permite concluir que o coeficiente de absorção para a transição da linha central é invariante; ou seja, mantém-se constante ao longo do percurso da radiação. A profundidade ótica é negativa o que conduz a uma amplificação exponencial na radiação de entrada do maser (Equação 23).

Para as fontes saturadas, o coeficiente de absorção deixa de ser constante e passa a variar com o inverso da intensidade da radiação (Equação 26) e a solução da equação de transferência radiativa permite que se conclua que os eventos de bombeamento são linearmente convertidos em fótons maser. Ocorre então, a produção da radiação ao longo da linha de visada ao invés da amplificação exponencial. Se o ângulo sólido do feixe de radiação proveniente da fonte for constante e a geometria da mesma for plana, a intensidade crescerá linearmente com a distância (Equação 28). No entanto, se o maser saturado se apresentar sob a forma de uma esfera ou cilindro, ela variará com o cubo do comprimento de saturação (Equação 29).

ABSTRACT

Masers are astrophysical sources in which the absorption coefficient of the corresponding spectral line is negative and the radiation is amplified. For unsaturated sources, the amplification is exponential. For saturated sources, the intensity of radiation increases linearly with distance, or with the cube of the path length of saturation.

KEY-WORDS: Astrophysical masers: Saturated sources; Unsaturated sources; Radiative transfer; Interstellar medium.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 – ALCOCK, C.; ROSS, R.R. Saturation and beaming in Astrophysical masers. *Astrophys. J.* v. 290, p. 433, 1985
- 2 – CHEUNG, A.C.; RANK, O.M.; TOWNES, C.H.; THORNTON, D.D.; WELCH, W.J. Detection of water in interstellar regions by its microwave radiation. *Nature.* v. 221, p. 626, 1969
- 3 – DOWNES, D. H₂O masers in star-forming regions. In: R. Lucas; A. Omont; R. Stora (eds). *Birth and Infancy of Stars*, p. 557, Elsevier Science Publ., 1983.
- 4 – ELITEUR, M. Physical characteristics of astronomical masers. *Rev. Mod. Phys.* v. 54, n. 1, p. 1225, 1982
- 5 – GOLDREICH, P.; KEELEY, D.A. Astrophysical masers. I. Source size and saturation. *Astrophys. J.* v. 174, p. 517, 1972.
- 6 – GUNDERMANN, E.J. Observation of the interstellar hydroxyl radical. Ph. D. thesis, Harvard University, Cambridge, Massachusetts, 1965
- 7 – KEGEL, W.H. Cosmic masers. In: B. Bascheck (ed.), *Problems in stellar atmospheres and envelopes*, p. 257, Springer-Verlag, Berlin, 1975
- 8 – LITVAK, M.M. Radiative transport in interstellar masers. *Astrophys. J.* v. 182, p. 711, 1973
- 9 – MORAN, J.M.; BURKE, B.F.; BARRETT, A.H.; ROGERS, A.E.E.; BALL, J.A.; CARTER, J.C.; OUDABACK, D.D. The structure of the OH source in W3. *Astrophys. J. (lett.)* v. 152, p. L97, 1968
- 10 – REID, M.J.; MORAN, J.M. Astronomical masers. In: G. Verschuur and K.I. Kellermann (eds.) *Galactic and extragalactic radio astronomy*, p. 256, Springer-Verlag, 1988
- 11 – SNYDER, L.E.; BUHL, D. Detection of possible maser emission near 3.48 millimeters from an unidentified molecular species in Orion. *Astrophys. J. (lett.)* v. 189, p. L31, 1974
- 12 – WEAVER, H.; WILLIAMS, D.R.W.; DIETER, N.H.; LUM, W.T. Observations of a strong unidentified microwave line and of emission from the OH molecule. *Nature*, v. 208, p. 29, 1965
- 13 – WEINREB, S.; MEEKS, M.L.; CARTER, J.C.; BARRETT, A.H.; ROGERS, A.E.E. Observations of polarized OH emission. *Nature*, v. 208, p. 440, 1965
- 14 – WESTERN, L.R.; WATSON, W.D. Linear polarization of astronomical masers and magnetic fields. *Astrophys. J.* v. 285, p. 158, 1984

Recebido para publicação em 30/7/90

AGRADECIMENTOS

- * Os autores agradecem os comentários críticos do Dr. J. R.D. Lépine do IAG/USP. Este trabalho foi parcialmente financiado pela CAPES através do Programa PICD/CAPES/UEL.