電波天文学特論 II 2008-3

4　高輝度放射 その１：メーザー放射（続き）

4.4　メーザーを起こす輝線

以下に、これまでにメーザーが観測されている分子の中で、輝度が明るい代表的なものをあげる。

主なメーザー輝線

分子	周波数	典型低なガス温度	ガスの数密度	天体種族
OH	1.6 GHz	~ 100 K	10^5 cm^{-3}	AGB, SFR, AGN
CH_3OH	6.7 GHz	~ 150 K	10^5 cm^{-3}	SFR
H_2O	22 GHz	~ 500 K	10^9 cm^{-3}	AGB, SFR, AGN
SiO	43 GHz	~ 1500 K	10^9 cm^{-3}	AGB

AGN : Active Galactic Nuclei（活動銀河中心核）AGB : Asymptotic Giant Branch Star（漸近巨星分枝）SFR : Star Froming Region （星形成領域

4.5　メーザー放射をする領域

メーザー現象は反転分布という極めて特異な状況下で起こるので、メーザーが観測される領域は極めて限られたものとなる。これまでにメーザーが観測されているのは、主に以下の３つのケースである。

- 星形成領域：主に、原始星アウトフローが周囲のガスとぶつかって発生するショック領域でメーザーが見える。また、原始星周囲の降着円盤からもメーザーが出る可能性が指摘されているが、今のところ確証はない。
- 晩期型星：AGB 型星から質量放出によって出された星周ガスでメーザーが観測される。
- AGN 周辺領域：AGN 周囲の降着円盤やジェットに付随してメーザーが観測される。

5　高輝度放射 その２：シンクロトロン放射

5.1　磁場中の粒子の運動

磁場中を運動する荷電粒子は、磁場に沿ってらせん運動をすることが知られる。実際、磁場に垂直な成分についての運動方程式を書くと（電場はない

とする)、

$$m\frac{d\vec{v_\perp}}{dt} = q \times \vec{v_\perp} \times \vec{B}, \tag{1}$$

と書ける。ここで m は荷電粒子の質量、$\vec{v_\perp}$ は磁場に垂直な運動速度ベクトル、q は荷電粒子の電荷、$\vec{B}$ は磁場を表す。加速度ベクトル $d\vec{v_\perp}/dt$ は速度ベクトル $\vec{v_\perp}$ に垂直であり、磁場に垂直な成分の運動は円運動になる。この円運動の速度および加速度は、円運動半径 r および円運動角速度 ω を用いて、

$$v_\perp = r\omega \tag{2}$$

$$\frac{dv_\perp}{dt} = r\omega^2 \tag{3}$$

と書けるから、上記の運動方程式より、

$$mr\omega^2 = qr\omega B, \tag{4}$$

よって、

$$\omega = \frac{qB}{m} \tag{5}$$

を得る。この ω はジャイロ周波数と呼ばれ、具体的な値は以下で与えられる。

$$\omega = 17.6\ (\mathrm{MHz}) \times \left(\frac{B}{1\ \mathrm{Gauss}}\right) \tag{6}$$

あるいは、周波数 ν で表すと、

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} = 2.8\ (\mathrm{MHz}) \times \left(\frac{B}{1\ \mathrm{Gauss}}\right), \tag{7}$$

と書ける。ここで磁場の単位ガウスは 1 Gauss = 10^{-4} T(テスラ)、1T = 1 J/A m^2 である。この式の形状からわかるように、ジャイロ周波数は磁場強度のみに依存する。通常の星間空間では磁場は 1 Gauss よりもずっと弱く、ジャイロ周波数も KHz〜Hz のオーダーとなり、観測されるシンクロトロン放射の周波数 (MHz〜GHz) に比べてずっと小さい。シンクロトロン放射で観測されている高い周波数領域で高輝度の放射を出すためには、次に述べる特殊相対論的効果が重要である。

5.2 相対論的ビーム効果

今、観測者に対して相対論的($v/c \sim 1$)に運動している物体(粒子でも天体でもよい)からの放射を考えるために、物体と共に動く座標系 K で等方的に放射される放射が観測者の K' 系からどう見えるかを調べる。K 系で時刻 0 で物体から等方的なパルスを出したとして、時刻 t での放射の等位相面は、4 元座標上で

$$\begin{pmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \\ r\cos\phi \\ r\sin\phi \\ 0 \end{pmatrix} \tag{8}$$

にある。ただし、簡単のため、$z=0$ の成分のみを考えることとする。これを K' 系へローレンツ変換すると

$$\begin{pmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh\theta & \sinh\theta & 0 & 0 \\ \sinh\theta & \cosh\theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix} \tag{9}$$

これより、

$$ct' = \gamma(r + \beta r\cos\phi) \tag{10}$$

$$x' = \gamma(\beta r + r\cos\phi) \tag{11}$$

$$y' = y = r\sin\phi \tag{12}$$

以上より（x', y'）は、

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = r \begin{pmatrix} \gamma(\beta + \cos\phi) \\ \sin\phi \end{pmatrix}$$

となり、これは、（$r\gamma\beta, 0$）を中心とする、長軸 γr、短軸 r(軸比 γ) の楕円を表す。特に、K 系で視線に垂直に放射された成分 ($\phi = \pi/2$) は、K' 系では $\phi' = \arctan(1/\gamma\beta)$ の方向に放射されている。すなわち、相対論的な運動する物体からの放射は、その運動方向に著しくビーミングされる（相対論的ビーム効果)。

ビーミングの幅 δ は $\gamma \gg 1$（$\beta \approx 1$）のとき

$$\delta \approx \frac{1}{\gamma\beta} \sim \frac{1}{\gamma} \tag{13}$$

となる。このビーミングの効果により、観測者が受けとる輝度は運動がない状態に比べて $\sim \gamma^2$ 倍に増強される。

さらにドップラー効果により

$$\frac{\nu}{\nu_0} = \gamma^{-1}(1-\beta)^{-1} \tag{14}$$

$\gamma \gg 1$（$\beta \approx 1$）のとき

$$\gamma^2 = \frac{1}{1-\beta^2} = \frac{1}{1+\beta}\frac{1}{1-\beta} \tag{15}$$

より

$$(1-\beta) \approx \frac{1}{2\gamma^2} \tag{16}$$

これらの式より、

$$\frac{\nu}{\nu_0} \approx 2\gamma \tag{17}$$

単位時間あたりに受け取るエネルギーは 2γ 倍になるので、幾何学的なビーム効果と合わせて結局 $I_{\rm beam} \propto \gamma^3 (\gamma \gg 1)$ となり γ^3 に比例して輝度が明るくなることがわかる。

5.3　シンクロトロン放射

光速度近くまで加速された電子が磁場中を運動するとき、円運動加速によって電磁波を放射するが、上述の相対論的ビーム効果によって放射は電子の進行方向に集中する。そのため、個々の電子からの放射は、その運動ベクトルが観測者の方向を向いた時のみ、パルス状に観測される。このパルスの時間間隔 Δt はおおよそ、

$$\Delta t \sim \frac{2\pi}{\omega}\frac{1}{2\gamma^3}, \tag{18}$$

である。このような時間間隔の短い時間領域パルスを、周波数領域でスペクトル分解すると、広い周波にわたる連続波放射が含まれている。これは例えば、無限小の時間幅を持つディラックの δ 関数 $\delta(t)$ がフーリエ変換によって

$$\delta(t) = \int 1 \times e^{2\pi i\nu t} d\nu, \tag{19}$$

と書け、すべての周波数成分を等しい重み 1 で含んでいることに対応している（同様に、ものが壊れるとき等に発生するの短時間の衝撃音も、幅広い周波数の音波を含んでおり、このような音の「音程」を測定することは事実上不可能である)。このような短時間パルス放射を多数の電子について重ねあわせることで得られるのが、シンクロトロン放射である。

5.4　シンクロトロン放射の性質

シンクロトロン放射の重要な性質をいくつかまとめておく。

- 磁場＋光速近くに加速された電子から出される非熱的放射である。
- 熱的放射では有りえない高い輝度温度の放射も可能。そのため、メーザーと並んで、VLBI での超高分解観測が可能。
- 通常スペクトルはベキ関数で表される。すなわち $S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$。これは、高エネルギー電子のエネルギー分布がベキ関数に従うことによっている。
- AGN ジェットや超新星残骸など、高エネルギー現象に関連して観測されることが多い。