

連星と超新星爆発

齊藤 全弘

[1] 滋賀医科大学（2014年）の入試問題から本稿と関係がある部分だけを要約して以下に書き写す。

原点に固定された質量 M の物体 A のまわりを、万有引力により質量 m の物体 B が等速円運動している。その軌道半径は r である。

仮りに等速円運動している物体 B の速度は変わらずに質量だけが何らかの原因で突然変わったとすると、物体 B はその後どのような運動をするか。

正解は「半径 r の等速円運動」であるが、これではあまり面白味がないし、どのようにして質量を突然変化させるのか気になるので、問題文を少し変えてみる。

物体 A と物体 B が恒星で B が超新星爆発を起こしたとすれば、この問題に近い状況が生じる。ただし、恒星を固定することはできないので、 A は自由に動くことができるとしなければならない。このとき連星 AB がどのような力学的変化を被るのかを考えてみよう。

爆発後 A と B が連星として生き残るかどうかという問題は、次節で述べる軌道判別法⑩の知識があれば高校生でも解くことができる。簡単に解ける問題ではあるが、中性子星やブラックホールを構成員とする連星がどのようにして形成されたのかを解明しようとする最先端の研究と関わってくるのである。

[2] 準備として二体問題の復習をしておく。以下のことは力学の教科書に書かれていることなので、詳しい計算を省き結果だけを述べる。熟知されている読者は次節から読まれるとよい。

恒星 M_1, M_2 の質量を m_1, m_2 とし、重心 G から見た M_1, M_2 の位置ベクトルを \vec{r}_1, \vec{r}_2 とする。

これらの間には、

$$m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2 = \vec{0} \tag{①}$$

$$m_1 \dot{\vec{r}}_1 + m_2 \dot{\vec{r}}_2 = \vec{0} \tag{②}$$

が成り立つ。このとき M_1 と M_2 の運動方程式は、万有引力定数を G として、

$$m_1 \ddot{\vec{r}}_1 = G m_1 m_2 \frac{\vec{r}_2 - \vec{r}_1}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^3} \tag{③}$$

$$m_2 \ddot{\vec{r}}_2 = G m_1 m_2 \frac{\vec{r}_1 - \vec{r}_2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|^3} \tag{④}$$

と表される。まず、 $\vec{r}_1 \times \textcircled{③} + \vec{r}_2 \times \textcircled{④}$ (\times は外積)より、角運動量保存則:

$$m_1 \vec{r}_1 \times \dot{\vec{r}}_1 + m_2 \vec{r}_2 \times \dot{\vec{r}}_2 = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \vec{r} \times \vec{v} = \vec{l} \quad (\text{一定}) \tag{⑤}$$

が導かれる。ただし、 \vec{r} と \vec{v} は M_1 に対する M_2 の相対位置と相対速度、すなわち、

$$\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1, \quad \vec{v} = \dot{\vec{r}}_2 - \dot{\vec{r}}_1 \tag{⑥}$$

である。また、 $\dot{\vec{r}}_1 \cdot \textcircled{③} + \dot{\vec{r}}_2 \cdot \textcircled{④}$ (\cdot は内積)より、力学的エネルギー保存則:

$$\frac{1}{2} m_1 |\dot{\vec{r}}_1|^2 + \frac{1}{2} m_2 |\dot{\vec{r}}_2|^2 - \frac{G m_1 m_2}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|} = \frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} |\vec{v}|^2 - \frac{G m_1 m_2}{|\vec{r}|} = E_T \quad (\text{一定}) \tag{⑦}$$

が導かれる。

一方、 M_1 に対する M_2 の相対運動に着目すれば、 $(④/m_2) - (③/m_1)$ より、 \vec{r} に対する微分方程式：

$$\ddot{\vec{r}} = -G(m_1 + m_2) \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|^3} \quad (8)$$

を得る。図1のような極座標 (r, θ) を導入して、
⑧を書き換えれば、

$$\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = -\frac{G(m_1+m_2)}{r^2} \quad (9)$$

$$r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta} = 0 \quad (10)$$

となる。次に、⑩の両辺を $r\dot{\theta}$ で割って時間 t で積分すれば、

$$r^2\dot{\theta} = h \text{ (一定)} \quad (11)$$

を得る。 h は面積速度の 2 倍である。 $|\vec{l}|$ と h の間には、⑤と⑪より、

$$|\vec{l}| = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} h \quad (12)$$

の関係がある。さらに、⑨の両辺に \dot{r} を掛けて時間 t で積分すれば、

$$\frac{1}{2} \dot{r}^2 + \frac{h^2}{2r^2} - \frac{G(m_1+m_2)}{r} = E \text{ (一定)} \quad (13)$$

を得る。 E_T と E の間には、⑦と⑬より、

$$E_T = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} E \quad (14)$$

の関係がある。ここで常套的な変数変換 $u = 1/r$ を用いて、 $r(t)$ に対する微分方程式⑬を $u(\theta)$ に対する微分方程式に変換して解けば、

$$r = \frac{p}{1 + e \cos \theta} \quad (15)$$

$$e = \sqrt{1 + \frac{2h^2 E}{G^2(m_1+m_2)^2}} \quad (16)$$

$$p = \frac{h^2}{G(m_1+m_2)} \quad (17)$$

を得る。すなわち、軌道は 2 次曲線であり、

$$E \text{ が } \begin{cases} \text{負} \\ 0 \\ \text{正} \end{cases} \text{ のとき, } e \begin{cases} < \\ = \\ > \end{cases} 1 \text{ となり, 軌道は } \begin{cases} \text{楕円} \\ \text{放物線} \\ \text{双曲線} \end{cases} \quad (18)$$

となる。

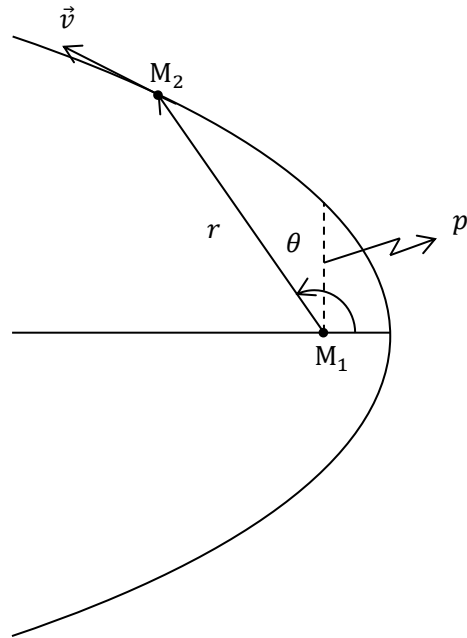


図 1

楕円軌道の場合には、⑬で $\dot{r} = 0$ としたときの r に対する 2 次方程式の解が近星点距離 r_p と遠星点距離 r_a であることから、楕円の長半径 $a = (r_p + r_a)/2$ が求まり、それを用いれば、

$$E = - \frac{G(m_1+m_2)}{2a} \quad (19)$$

を導くことができる。また、その周期は、

$$T = \frac{\pi a^2 \sqrt{1-e^2}}{h/2} = \frac{2\pi}{\sqrt{G(m_1+m_2)}} a^{3/2} \quad (20)$$

となる。

[3] 図 2-1 のように、恒星 M_1 と M_2 が重心 G のまわりに半径 r_1, r_2 、速さ v_1, v_2 の等速円運動をしているとする。このとき運動方程式より、

$$v_1 = m_2 \sqrt{\frac{G}{(m_1+m_2)r}}$$

$$v_2 = m_1 \sqrt{\frac{G}{(m_1+m_2)r}} \quad (21)$$

を得る。ただし、 $r = r_1 + r_2$ である。

いま、図 2-2 のように、 M_2 が x 軸を横切るときに超新星爆発を起こし、その外層が等方的に吹き飛ばされたとする。爆発の初期段階での膨張速度は光速の 5~10% もあるので、外層が M_1 に達するまでの時間は軌道周期に比べて充分小さい。したがってその間の M_1 の変位は無視することができる。外層が等方的に膨張すると仮定しているの、あとに残った天体 M_3 (質量 m_3) の速さは爆発まえの M_2 の速さ v_2 のままである。したがって、吹き飛ばされた外層が M_1 に達するまでの M_3 の変位も無視することができる。外層が M_1 に達するまでの間、 M_1 に働く力は爆発まえに M_2 がおよぼしていた万有引力と同じである。しかし、外層が M_1 を通り過ぎると、 M_1 に働く力は突然減少し、天体 M_3 がおよぼす万有引力だけとなる。一様な球殻がその内側にある物体におよぼす万有引力の合力は 0 だからである。このあと、図 2-3 を初期状態として、 M_1 と M_3 はたがいに万有引力をおよぼし合いながら新たな運動を始める。

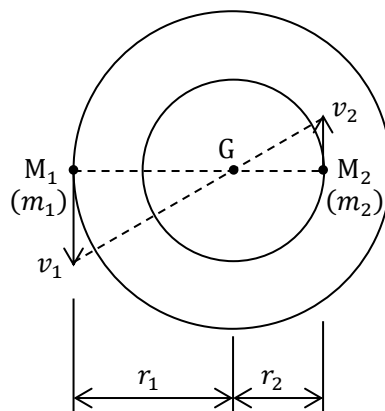


図 2-1

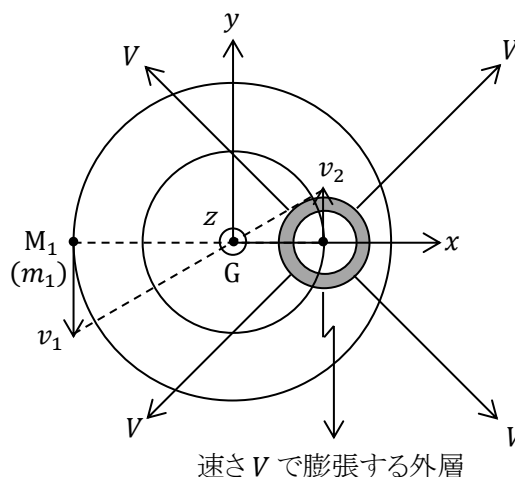


図 2-2

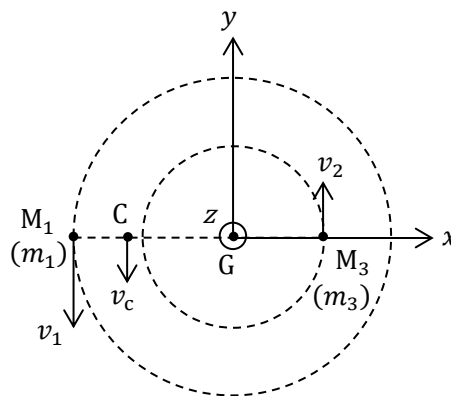


図 2-3

残された力学系 $M_1 M_3$ の重心 C は $-y$ 方向に等速度で動き始める。その速さは、

$$v_c = \frac{m_1 v_1 - m_3 v_2}{m_1 + m_3} \quad (22)$$

である。重心 C から M_1 と M_3 を見れば、爆発直後の M_1 と M_3 の速度は、

$$M_1 : -y \text{ 方向に速さ } u_1 = v_1 - v_c = \frac{m_3}{m_1 + m_3} (v_1 + v_2) \quad (23)$$

$$M_3 : +y \text{ 方向に速さ } u_3 = v_2 + v_c = \frac{m_1}{m_1 + m_3} (v_1 + v_2) \quad (24)$$

となる。したがって、重心 C から見たときの力学系 $M_1 M_3$ の力学的エネルギー E'_T は、

$$\begin{aligned} E'_T &= \frac{1}{2} m_1 u_1^2 + \frac{1}{2} m_3 u_3^2 - \frac{G m_1 m_3}{r} \\ &= \frac{G}{2r} \frac{m_1 m_3}{m_1 + m_3} (m_2 - m_1 - 2m_3) \end{aligned} \quad (25)$$

となる。 $\frac{1}{2} (m_2 - m_1 - 2m_3) = (m_2 - m_3) - \frac{1}{2} (m_1 + m_2)$ であるから、

$$m_2 - m_3 \left\{ \begin{array}{l} \geq \\ < \end{array} \right\} \frac{m_1 + m_2}{2} \text{ であれば, } E'_T \left\{ \begin{array}{l} \geq \\ < \end{array} \right\} 0 \quad (26)$$

となる。すなわち、爆発まえの全質量の半分以上が吹き飛ばされれば、あとに残った M_1 と M_3 は連星とはならない。連星となるためには、吹き飛ばされる質量が爆発まえの全質量の半分未満でなければならない。

力学系 $M_1 M_3$ の角運動量の大きさ l' は、

$$l' = m_1 u_1 \overline{CM_1} + m_3 u_3 \overline{CM_3} = \frac{m_1 m_3}{m_1 + m_3} r v \quad (27)$$

である。ただし、 $v = v_1 + v_2 = \sqrt{G(m_1 + m_2)/r}$ である。よって、 M_1 に対する M_3 の相対運動の h' ($2 \times$ 面積速度) と E' (エネルギー積分) は、

$$h' = l' \div \frac{m_1 m_3}{m_1 + m_3} = r v = \sqrt{G(m_1 + m_2)r} \quad (28)$$

$$E' = E'_T \div \frac{m_1 m_3}{m_1 + m_3} = \frac{G}{2r} (m_2 - m_1 - 2m_3) \quad (29)$$

となる。⑳, ㉑を用いて㉒より新しい軌道の離心率 e を求めれば、

$$e = \sqrt{1 + \frac{2h'^2 E'}{G^2 (m_1 + m_3)^2}} = \sqrt{1 + \frac{(m_1 + m_2)(m_2 - m_1 - 2m_3)}{(m_1 + m_3)^2}} \quad (30)$$

となる。

以上の結果はすべて「超新星爆発が等方的である」という仮定に基づいていることを忘れてはならない。等方的でない場合には、吹き飛ばされた外層の全運動量の向きと逆の向きに M_3 が反跳

(kick)を受ける。実際の超新星爆発ではこのような反跳を受けていると思われる観測的証拠がある。爆発は瞬間的であるとし、反跳速度の向きと大きさが与えられれば爆発後の h' と E' を求めることができる。図 2-2 の座標軸で反跳速度を

$$\vec{w} = (w_x, w_y, w_z) = (w \sin \theta \cos \varphi, w \sin \theta \sin \varphi, w \cos \theta) \quad (31)$$

とすれば、

$$h' = r \sqrt{(v + w \sin \theta \sin \varphi)^2 + (w \cos \theta)^2} \quad (32)$$

$$E' = \frac{G}{2r} (m_2 - m_1 - 2m_3) + \frac{1}{2} w^2 + v w \sin \theta \sin \varphi \quad (33)$$

となる。⑫, ⑬を⑩に代入すれば、等方的でない爆発をした後の軌道の e を得る。

[4] この節では、中性子星を構成員とする連星の観測結果と、そのような連星の形成に関する理論研究の総合報告から一つの具体例を紹介する。

質量が太陽質量 M_{\odot} の 8~10 倍より大きい単独星は、進化の最終段階で超新星爆発を起こす。そのとき中心核は爆縮によって中性子星かブラックホールになる。このようにして形成された中性子星は強い磁場を伴って高速で回転し、二つの磁極を通る対称軸方向に電磁波を放射する。その放射機構の詳細についてはまだよくわかっていないようである。一般的に磁場の対称軸は自転軸とは異なるので、放射方向は中性子星を頂点とする円錐面に沿って回転する。図 3 のように、地球がその円錐面上にあれば、中性子星は自転周期で点滅するパルサーとして観測される。

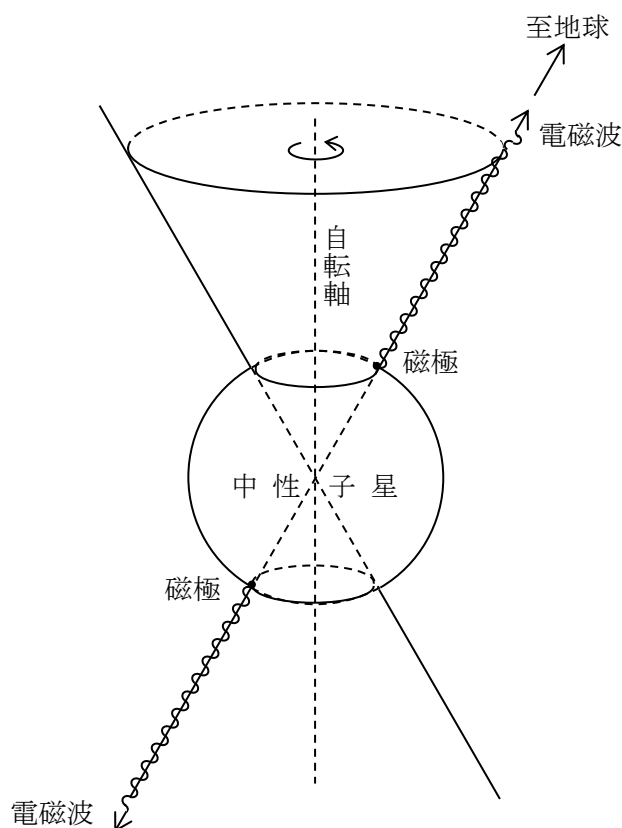


図 3

現在のところ約 2000 個の中性子星がパルサーとして発見されており、そのうち約 5 % が連星の構成員である。パルサーが連星の構成員である場合には、パルスの周期を長期間に亘って正確に測定することによって、パルサーの質量や連星の軌道要素を驚くべき精度で知ることができる。その解析では一般相対論的効果が重要な役割を果たす。周知のごとく、これによって重力波の存在が間接的に証明され、その功績によって 1993 年度のノーベル物理学賞が R.A.Hulse と J.H.Taylor に授与された。

一例を挙げると、最初に発見された 2 つのパルサーから成る連星 PSR J0737 – 3039A と PSR J0737 – 3039B の場合、

	PSR J0737-3039A	PSR J0737-3039B
パルスの周期	$P_A = 22.69937855615(6)\text{ms}$	$P_B = 2773.4607474(4)\text{ms}$
パルスの周期の時間変化率	$\dot{P}_A = 1.74(5) \times 10^{-18}$	$\dot{P}_B = 0.88(13) \times 10^{-15}$
質量	$m_A = 1.336(2)M_\odot$	$m_B = 1.251(2)M_\odot$
軌道周期	$T = 0.1022515629(4)\text{ day}$	
軌道の離心率	$e = 0.087778(1)$	

となっている(文献 1)。()内の数値はその前にある数値の最後の桁の誤差である。

\dot{P}_A, \dot{P}_B が正であるから、パルスの周期は長くなりつつある。これは放射エネルギーの源泉がパルサーの回転運動エネルギーであることを示唆している。 \dot{P} の時間変化がないとすれば、パルサーのおおよその寿命は P/\dot{P} であることが予測できる。

この連星では超新星爆発が 2 回起きている。質量が大きい 2 つの星が連星として誕生してからパルサーの連星になるまでの過程では、個々の星の物理的進化と連星の力学的進化が絡んでくる。質量の大きい星は進化の過程で大量の気体を放出する。その一部は連星の相手側に流れ込み、残りは系外へ出て行く。それに伴って連星の軌道角運動量が変化する。軌道角運動量の変化は、重力波の放出や強い磁場による制動力あるいは潮汐力を介しての軌道 – 自転相互作用などによっても生じる。その結果連星の軌道が劇的に変化し、それがまた星の物理的進化に影響を及ぼす。このような進化の過程を追跡した計算例が文献 (2) に載っている。ここでは最終的に質量が $1.4M_\odot$ の 2 つのパルサーから成る連星が形成される事例を紹介する。この事例は上記の連星パルサーとは別の PSR 1913 + 16 (Hulse-Taylor binary pulsar) の再現を目指したものである。論文に描かれている進化の流れ図を眺めるだけで大筋を読み取ることができるのだが、天体物理学に不案内な読者のために解説を付け加えておく。なお、年令 t の単位は Myr (10^6 年) であり、共通重心のまわりに円運動している 2 つの星の質量 m_1, m_2 の単位を M_\odot ($\equiv 2.0 \times 10^{30}\text{kg}$)、軌道周期 T の単位を yr ($\equiv 3.2 \times 10^7\text{s}$)、星間距離 r の単位を天文単位 AU ($\equiv 1.5 \times 10^{11}\text{m}$) とすれば、式②より、

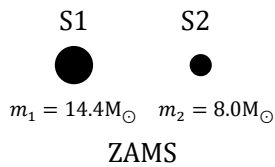
$$r^3 = (m_1 + m_2) T^2$$

が成り立つ。

～連星パルサー PSR 1913 + 16 の形成過程～

2 つの中性子星の質量は $m_1 = 1.4398(2)M_\odot$, $m_2 = 1.3886(2)M_\odot$, 軌道周期は $T = 0.322997448911(4)$ day, 軌道離心率は $e = 0.6171334(5)$ であることが観測の解析からわかっている (文献 3)。

- (1) $t = 0.0$ Myr 星間気体から 2 つの主系列星 (Zero Age Main Sequence stars)

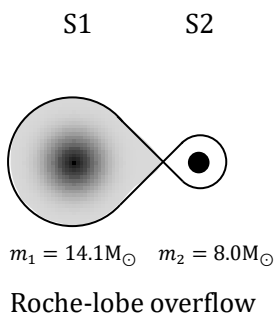


S1, S2 が連星として誕生し, 重心のまわりを等速円運動する。

$$T = 100 \text{ days} \quad r = 1.19 \text{ AU}$$

スペクトル型は両者とも B 型である。

- (2) $t = 13.3$ Myr

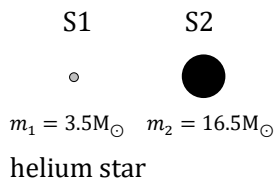


主星 S1 が先に赤色巨星となり, その外層大気がロッシュ・ローブから伴星 S2 へ溢れ始める([「ラグランジュ点について\(後篇\)」](#)の図 4, 5, 6 を参照)。

$$T = 102 \text{ days} \quad r = 1.20 \text{ AU}$$

溢れ始めるまでに S1 の質量が $0.3M_\odot$ だけ減少しているのは, その表面から吹き出す恒星風によって系外へ出て行くからである。B 型星の場合, 恒星風の速さは $1000\text{km/s} \sim 2000\text{km/s}$ にもなるので, S2 に流れ込む質量は無視できる。恒星風による質量の減少率 $-\dot{m}$ は星の質量と半径と明るさに依存し, 近似的な関係式が知られている。

- (3) $t = 13.3$ Myr

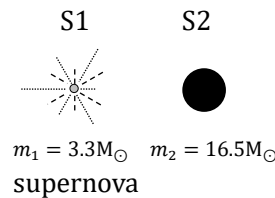


ロッシュ・ローブからの溢れ出しが始まると, 短時間で水素を主成分とする S1 の外層が失われ, 核融合で生じたヘリウムを主成分とする芯が残る。

$$T = 416 \text{ days} \quad r = 2.96 \text{ AU}$$

S1 が失った質量 $10.6M_\odot$ のうち $8.5M_\odot$ は S2 へ移り, 残りの $2.1M_\odot$ は系外へ出て行く。この間, 潮汐力によって円軌道を保ちながら, T と r が徐々に大きくなる。

- (4) $t = 15.0$ Myr

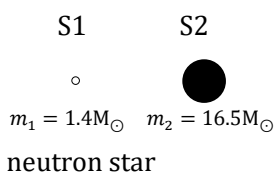


S1 が超新星爆発を起こす。その直前において,

$$T = 423 \text{ days} \quad r = 2.98 \text{ AU}$$

ヘリウム星となった S1 の表面からも恒星風によって気体の放出が続き, $0.2M_\odot$ の質量が系外へ出て行く。

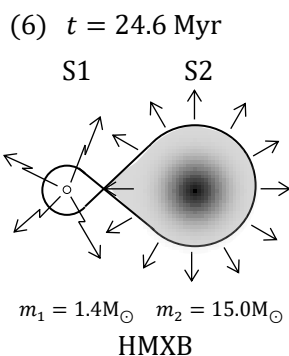
- (5) $t = 15.0$ Myr



爆発後 S1 は質量が $1.4M_\odot$ の中性子星となり, S1 と S2 は離心率が 0.81 の楕円軌道を描くようになる。

$$T = 5400 \text{ days} \quad \text{長半径 } a = 15.8 \text{ AU}$$

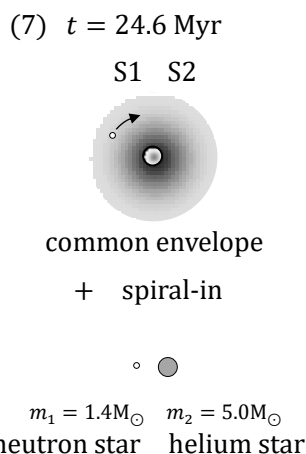
爆発で吹き飛ばされた質量は $1.9M_{\odot}$ であり、爆発まえの全質量 $19.8M_{\odot}$ の半分未満である。もし爆発が等方的であれば、式⑩より $e = 0.11$ となるのだが、 $e = 0.81$ となっているのは、等方的でない爆発による反跳を仮定しているからである。



S2 は赤色巨星に向かって進化する。それと同時に、軌道-自転相互作用のために S1 と S2 の軌道は楕円から円に近づいていく。

$$T = 1300 \text{ days} \quad r = 5.94 \text{ AU}$$

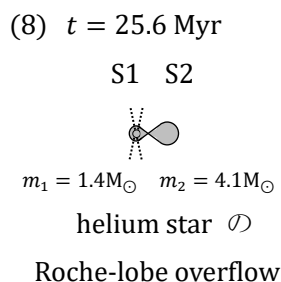
進化の途上において S2 は強い恒星風を伴う Be 型星となる。この型の星は高速自転のために赤道部の大気が膨らみ、そこから放出された気体は土星の輪のような円盤を形成する。そのスペクトルには水素の輝線(emission line)が見られることから添字の e が付けられている。恒星風の一部は中性子星に降り注ぎ、規則的な X 線のパルスを放射するようになる。このような連星を High Mass X-ray Binary といい、X 線パルサーのなかで一つの大きなグループを作っている。High Mass は中性子星に気体を供給する星の質量が大きいことに由来する。HMXB のなかには軌道離心率の大きいサブグループがあり、S1 の楕円軌道が S2 の円盤を通過する場合には、周期的に突発的な X 線放射(X-ray burst)が起こる。このような HMXB の形成を説明するのがこの論文の目的の一つであるのだが、そのためには等方的でない超新星爆発によって連星が反跳を受けると考えなければならない。



進化して赤色巨星となった S2 の外層大気が S1 の円軌道を包み込む(common envelope を持つ) ようになると、S1 はらせん軌道を描いて急激に S2 の中心核に近づく。この過程で S2 は外層を失い、芯が残ってヘリウム星となる。

$$T = 2.6 \text{ hrs} \quad r = 8.26 \times 10^{-3} \text{ AU} = 1.24 \times 10^6 \text{ km}$$

失われた外層の質量は系外へ出て行き、中性子星には蓄積されない。蓄積されるという説もあり、その場合には S1 がブラックホールになる可能性がある。また、このようならせん運動(spiral-in) によって 2 つの星が合体することもありうるが、この事例では合体しない。



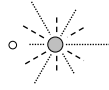
中性子星 S1 とヘリウム星 S2 から成る連星のロッシュ・ローブを S2 の大気が満たすようになり、S1 へ溢れ始める。

$$T = 3.5 \text{ hrs} \quad r = 9.58 \times 10^{-3} \text{ AU} = 1.44 \times 10^6 \text{ km}$$

この時点までにヘリウム星から恒星風として放出された $0.9M_{\odot}$ の質量は系外へ出て行く。

(9) $t = 25.6 \text{ Myr}$

S1 S2



$$m_1 = 1.4M_{\odot} \quad m_2 = 2.6M_{\odot}$$

supernova

S2 が超新星爆発を起こす。その直前において、

$$T = 1.5 \text{ hrs} \quad r = 4.92 \times 10^{-3} \text{ AU} = 7.35 \times 10^5 \text{ km}$$

≡太陽の半径

爆発するまでにS2 から溢れ出た $1.5M_{\odot}$ の気体は系外へ出て行く。

(10) $t = 25.6 \text{ Myr}$

S1 S2



$$m_1 = 1.4M_{\odot} \quad m_2 = 1.4M_{\odot}$$

binary pulsar

超新星爆発によって S2 は質量が $1.4M_{\odot}$ の中性子星となり、S1 と S2 は離心率が 0.62 の楕円軌道を描くパルサーの連星となる。

$$T = 7.8 \text{ hrs} \quad \text{長半径 } a = 1.30 \times 10^{-2} \text{ AU} = 1.96 \times 10^6 \text{ km}$$

爆発で吹き飛ばされた質量は $1.2M_{\odot}$ で、これは爆発直前の全質量 $4.0M_{\odot}$ の半分未満である。もし爆発が等方的であれば、式⑩より $e = 0.43$ となる。観測されている値 $e = 0.62$ となるためには、等方的でない爆発による反跳があると考えなければならない。

連星構成員の 2 つの中性子星あるいは中性子星とブラックホールあるいは 2 つのブラックホールは重力波を放出しながら互いに近づき、いずれは合体して 1 つのブラックホールになる。合体時に放出される重力波は地球に達し、重力波観測装置で検出される可能性がある。その可能性と検出頻度の予測については紹介論文の著者以外にも多くの人が論じていたのであるが、ついに 2015 年 9 月 14 日と 12 月 26 日に LIGO(Laser Interferometer Gravitational wave Observatory) によって検出された。合体したのは 2 つのブラックホールで、それらの質量は $36M_{\odot} - 29M_{\odot}$ と $14M_{\odot} - 8M_{\odot}$ であり、合体時に $3M_{\odot}$ と $1M_{\odot}$ の質量が失われ、重力波のエネルギーとして放出されたことがわかった。連星までの距離は両者とも約 14 億光年である。このような質量をもつブラックホール連星の存在は想定外であった。現在のところその形成過程についていくつかの仮説があり、その正否が議論されている。

文献

- (1) M.Kramer ; General relativity with double pulsars ,
in SLAC Summer Institute on Particle Physics (SSI04) Aug.2-13 , 2004
- (2) T.M.Tauris and E.P.J. van den Heuvel ;
Formation and evolution of compact stellar X-ray sources ,
in “Compact Stellar X-ray Sources”, Cambridge University Press 2006
- (3) J.M.Weisberg , D.J.Nice , and J.H.Taylor ;
Timing measurements of the relativistic binary pulsar PSR B1913+16 ,
Ap. J. , 722 : 1030-1034 , 2010

*

「熱中物理」に掲載されている論文の要約

は [こちらへ](#)