

銀河中心核文明（降着円盤文明）その3

# ソーラーセイルからフォトンサーファーへ

福江 純

〈大阪教育大学天文学研究室 〒582 大阪府柏原市旭ヶ丘 4-698-1〉  
 e-mail: fukue@cc.osaka-kyoiku.ac.jp

太陽からの光圧を利用して帆走する宇宙ヨット、太陽系内に設置されたレーザー光線発射装置からの強力なレーザーで推進されるレーザー推進型宇宙船、さらに、銀河中心核に高度宇宙文明が存在していれば、降着円盤系からの強烈な輻射圧を利用する光帆走が可能かもしれない。そのような降着円盤の放射を利用した光帆船〈フォトンサーファー〉の軌道力学について考察した。降着円盤系から十分遠方での光帆船ファースターの場合、ある臨界浮遊角度では、重力と輻射圧が釣り合って、セイルは浮遊するが、臨界浮遊角度より小さな角度領域では輻射圧の方が強くてファースターは吹き飛ばされ、大きな角度領域では重力の方が強くてファースターは落下する。また降着円盤直上の光帆船ニアサーファーの場合、ニアサーファーはある浮遊高度を挟んで上下方向に調和振動的な運動をする。動径方向に対してセイル面が傾いているインクラインドサーファーについても簡単に議論する。

## 1. 光の力

光の力は偉大です、なんていうとどっかの新興宗教みたいで少しアヤシイ感じがしますが、ここでいってるのは、光子あるいは光子の奔流である輻射の力のことです。人力や金力や重力に縛られた日常の世界では光の力はあまりわかりませんが、宇宙では光—輻射—はあちこちの場面でその力を誇示しています。たとえば、太陽の光圧—輻射圧—によって吹き飛ばされた彗星の塵の尾。観測される星の質量に上限(太陽質量の100倍程度)があるのは、あまりに質量が大きくなると、輻射圧が重力を上回って、まとまった星として存在することができなくなるためだと考えられています。宇宙の大噴水である宇宙ジェットの中には、光圧で吹き飛ばされているものもあるようです。活動銀河の中心核領域では、中心からの強烈な輻射の圧力によって、星間雲さえ吹き飛ばされている可能性があります。銀河のもととなる揺らぎが形成された時代には、宇宙のあらゆる場所で輻射

が物質と同じ勢力をもっていました。

宇宙において、かくも偉大な光の力は、当然……あまり必然性のない当然でしたが……宇宙航行にも利用されます。太陽からの光圧を利用して帆走する宇宙のヨット〈ソーラーセイル〉(クラークの『太陽からの風』<sup>1)</sup>が超有名でしょう。生物ヴァージョンである堀さんのトリニティ、その後はどうしてるのかなあ)。太陽系内に設置されたレーザー光線発射装置からの強力なレーザーで推進される〈ライトセイル〉(フォワードの『ロシュワールド』<sup>2)</sup>のレーザー推進船プロメテウス)(注1)。そして、高度宇宙文明が発展させている……かもしれない……降着円盤系からの光帆船【フォトンサーファー】(注2)。

今回は、銀河中心核文明(降着円盤文明)に関する考察の(一応の)最後として、降着円盤系から放射される強烈な光の流れに乗ってサーフィンをする光帆船について考えてみたいと思います(図1)。なお本稿の議論では、その1(福江1995 a)およびその2(福江1995 b)の結果を用います。

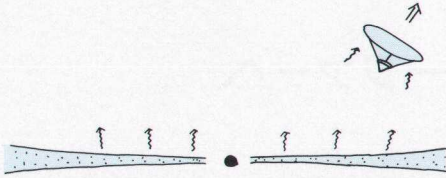


図1 フォトンサーファー

また、ソーラーセイルやライトセイルになじみのない方は、最近出版された『ソーラーセイル』が好著でした。

……………注1：本稿では、ソーラーセイル（太陽帆船）は太陽光のみを利用して帆走する船を意味するのに対し、ライトセイル（光帆船）は、レーザー推進船なども含め、より広い意味で使っています。

……………注2：これも何という名前がいいんでしょうね。ディスクセイル（CDのバーゲンみたい）；ライトサーファー（光剣に似ている）；フォトンサーファー（ここらへんかな、フォトンローターとの釣り合いもいいし）。

## 2. ソーラーセイルの科学

降着円盤系のセイルを考える前に、太陽系内の空間に置かれたセイル〈ソーラーセイル〉の力学を復習しておこう。前回（その2）考察したサンフックと同じく、ソーラーセイルには、太陽からの重力と輻射圧が働く。サンフックでは重力と輻射圧が相殺する条件を調べたが、相殺しない場合にはセイルは静止できないので運動をはじめめる。それがソーラーセイル（太陽帆）/ライトセイル（光帆）である。

### 2.1 ラジアルセイル

まず一番単純な場合として、図2上のように、太陽の方向に対してセイルの面を垂直に配置する（傾ける場合は次節で考える）。太陽の質量を $M$ 、光度を $L$ とする。またソーラーセイルの総質量を $m$ （セイルの質量 $m_s$ +ペイロードの質量 $m_p$ ）、セイルの断面積を $S$ 、セイルの物質のアルベド（反射能）を $A$ （0が完全吸収、1が完全反射）とす

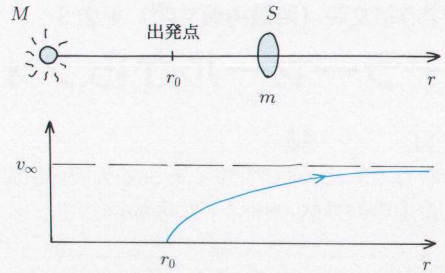


図2 ラジアルソーラーセイル

る。さらに太陽とセイルの距離を $r$ とする。

前回（その2）の結果より、セイルに働く加速度（単位質量当りの力）は、

$$a = -\frac{GM}{r^2} + (1+A)\frac{Sf}{mc} \quad (1)$$

である（右辺第1項が重力加速度、第2項が輻射圧）。太陽（光度 $L$ ）から距離 $r$ での輻射流束 $f$ は、

$$f = \frac{L}{4\pi r^2} \quad (2)$$

と表されるので、加速度 $a$ は、結局、

$$a = -\frac{GM}{r^2} \left[ -1 + (1+A)\frac{LS}{4\pi cGMm} \right] \quad (3)$$

と表される。右辺[ ]内の第2項は、重力に対する輻射圧の割合を示しているが、距離 $r$ に依存しない。天文の業界の慣例にしたがって、これを

$$\Gamma = (1+A)\frac{LS}{4\pi cGMm} \quad (4)$$

と置けば、上の(3)式は、

$$a = -\frac{GM(\Gamma-1)}{r^2} \quad (5)$$

となる（ソーラーセイルの場合は、この $\Gamma$ を**ライトネス数**と呼ぶそうだ）。重力と輻射圧が釣り合っているサンフックでは、 $\Gamma=1$ の場合を考えたわけだが、一般（ $\Gamma \neq 1$ ）には運動方程式を解かなければならない。

上の加速度 $a$ を用いると、動径方向の運動方程式は、

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{GM(\Gamma-1)}{r^2} \quad (6)$$

となる。これは中心対称な重力場中の自由落下の式と形式的には同じである。

上の運動方程式を時間に関して1階積分すると、いわゆる中間積分(エネルギー積分)が得られる:

$$\frac{1}{2} \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 = -\frac{GM(\Gamma-1)}{r} + \text{積分定数}$$

時刻  $t=0$  で距離  $r=r_0$  から速度  $dr/dt=0$  で出発したという初期条件を与えて積分定数を決めると、動径速度  $dr/dt=v$  は、結局、

$$\begin{aligned} \frac{v^2}{2} &= \frac{GM(\Gamma-1)}{r_0} - \frac{GM(\Gamma-1)}{r} \\ &= \frac{GM(\Gamma-1)}{r_0} \left[ 1 - \frac{r_0}{r} \right] \end{aligned} \quad (7)$$

となる。輻射圧が重力より大きい場合 ( $\Gamma > 1$ )、セーラーは次第に加速され、十分遠方 ( $r \gg r_0$ ) では一定の終末速度:

$$v_\infty = \sqrt{2GM(\Gamma-1)/r_0} \quad (8)$$

に近づく (図2下参照)。

## 2.2 インクラインドセーラー

つぎに、一般的な場合として、動径方向に対してセーラー面が傾いている場合を考えよう (図3)。このときには、太陽光の反射によって斜め方向の力を受けるので、セーラーが受けるネットな力には、動径方向の成分以外に回転角方向の成分が存在し、その結果、角運動量の授受が生じる。

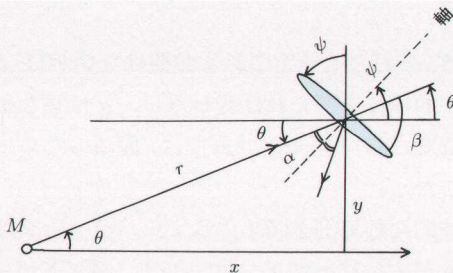


図3 インクラインドソーラーセーラー

運動方程式を書き表すための座標系として、図3のように、セーラーの位置の直角座標を  $(x, y)$ 、極座標を  $(r, \theta)$  とする。またセーラーの軸が  $x$  方向となす角度を  $\psi$  とする。そのとき、その他の角度については、光の入射方向(太陽の方向、動径方向)とセーラーの軸のなす角度を  $\alpha$  とすると、

$$\alpha = \psi - \theta \quad (9)$$

となり、動径方向とセーラー面のなす角度  $\beta$  は、

$$\beta = \pi/2 - \alpha \quad (10)$$

である(さきのラジアルセーラーの場合は  $\alpha=0$ )。

他の記号については、ラジアルセーラーと同様に、太陽の質量を  $M$ 、光度を  $L$ 、セーラーの総質量を  $m$ 、セーラーの断面積を  $S$  とする。力の計算を簡単にするために、セーラーの物質のアルベド(反射能)  $A$  は1とする。

さて、まずセーラーの面に垂直方向に働く力を求めよう。セーラーの面を動径方向に垂直に置いた場合(ラジアルセーラー)、セーラーに働く単位質量当りの輻射圧は、(1)式にもあったように、

$$2 \frac{Sf}{mc}$$

である ( $A=1$  とした)。ここで輻射流束  $f$  は  $f=L/4\pi r^2$  である。セーラーを傾けたために、光のあたる有効面積は、 $S$  でなく  $S \cos \alpha$  となる。また力の垂直方向の成分は、 $f \cos \alpha$  である。結局、セーラー面に垂直方向の(単位質量当りの)力は、

$$2 \frac{S \cos \alpha}{m} \frac{f \cos \alpha}{c}$$

である。

つぎにセーラーの運動方程式を極座標  $(r, \theta)$  で表してみよう。そのために、まず、上の加速度の大きさを用いて、直角座標  $(x, y)$  での加速度の成分  $(a_x, a_y)$  を表すと、 $x$  方向  $y$  方向それぞれについて、

$$a_x = -\frac{GM}{r^3}x + 2\frac{Sf}{mc}\cos^2\alpha\cos\psi \quad (11x)$$

$$a_r = \frac{GM}{r^2}[\Gamma\cos^3\alpha - 1] \quad (17r)$$

$$a_y = -\frac{GM}{r^3}y + 2\frac{Sf}{mc}\cos^2\alpha\sin\psi \quad (11y)$$

$$a_\theta = \frac{GM}{r^2}[\Gamma\cos^2\alpha\sin\alpha] \quad (17\theta)$$

と表される(輻射圧の  $x$  方向の成分には  $\cos\psi$ ,  $y$  方向の成分には  $\sin\psi$  がかかる). これらを,

$$a_r = a_x\cos\theta + a_y\sin\theta \quad (12r)$$

$$a_\theta = a_x\sin\theta - a_y\cos\theta \quad (12\theta)$$

を用いて, 極座標での加速度の成分( $a_r$ ,  $a_\theta$ )に変換する. すなわち,

$$\begin{aligned} a_r &= -\frac{GM}{r^2} \\ &+ 2\frac{Sf}{mc}\cos^2\alpha(\cos\psi\cos\theta + \sin\psi\sin\theta) \\ &= -\frac{GM}{r^2} + 2\frac{Sf}{mc}\cos^3\alpha \end{aligned} \quad (13r)$$

$$\begin{aligned} a_\theta &= +2\frac{Sf}{mc}\cos^2\alpha(-\cos\psi\sin\theta + \sin\psi\cos\theta) \\ &= +2\frac{Sf}{mc}\cos^2\alpha\sin\alpha \end{aligned} \quad (13\theta)$$

と変換される. なおここで,

$$\cos\alpha = \cos(\psi - \theta) = \cos\psi\cos\theta + \sin\psi\sin\theta \quad (14a)$$

$$\sin\alpha = \sin(\psi - \theta) = \sin\psi\cos\theta - \cos\psi\sin\theta \quad (14b)$$

を用いた.

上の(13)式に,  $f = L/4\pi r^2$  を代入して整理すると, 結局, 極座標での加速度として,

$$a_r = \frac{GM}{r^2} \left[ -1 + \frac{SL}{m2\pi cGM}\cos^3\alpha \right] \quad (15r)$$

$$a_\theta = \frac{GM}{r^2} \left[ \frac{SL}{m2\pi cGM}\cos^2\alpha\sin\alpha \right] \quad (15\theta)$$

が得られる.

さらに, ラジアルセルのときのように, 重力に対する輻射圧の割合を

$$\Gamma = \frac{LS}{2\pi cGMm} \quad (16)$$

と置けば (いまは  $A=1$ ), 上の(15)式は,

となる.

この加速度の表式をみたらわかるように,  $r$  方向については, ( $\cos^3\alpha$  がかかっていることを別にして) 基本的にはさきのラジアルセルと同じで, 重力加速度の項と輻射圧の項がある. しかし, 重要な点は,  $\theta$  方向については, 輻射圧の寄与しかないことである. そして  $\sin\alpha$  がプラスなら ( $\theta$  方向に) 加速されるし (角運動量を得る), マイナスなら減速される (角運動量を失う).

これらの加速度の表式を用いて, 極座標で運動方程式を書き下すと,

$$a_r = \frac{d^2r}{dt^2} - r\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = \frac{GM}{r^2}[\Gamma\cos^3\alpha - 1] \quad (18r)$$

$$a_\theta = \frac{1}{r}\frac{d}{dt}\left(r^2\frac{d\theta}{dt}\right) = \frac{GM}{r^2}[\Gamma\cos^2\alpha\sin\alpha] \quad (18\theta)$$

である. また極座標で表した速度成分は,

$$v_r = \frac{dr}{dt} \quad (19r)$$

$$v_\theta = r\frac{d\theta}{dt} \quad (19\theta)$$

である.

上の運動方程式を適当な初期条件を与えて数値積分すれば, 斜めに置いたセル〈インクラインドセル〉の軌道などが求まる (数値積分では, 初期半径や  $GM$  などを使って無次元化する). パラメータは,

$$\Gamma \text{ と } \alpha$$

である. どちらも一定である必要はないが ( $\Gamma$  はセルの面積  $S$  を変えれば変わるし,  $\alpha$  は傾きを変えれば変わる), 以下の計算では, 簡単のために一定とした.

具体的な計算例を図4に示す. パラメータは, 図4上が  $\Gamma=1$  ( $\alpha=10^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ ), 図4下が  $\alpha=30^\circ$  ( $\Gamma=10, 2, 1, 0.5$ ) である. 初期条件は,  $t=$

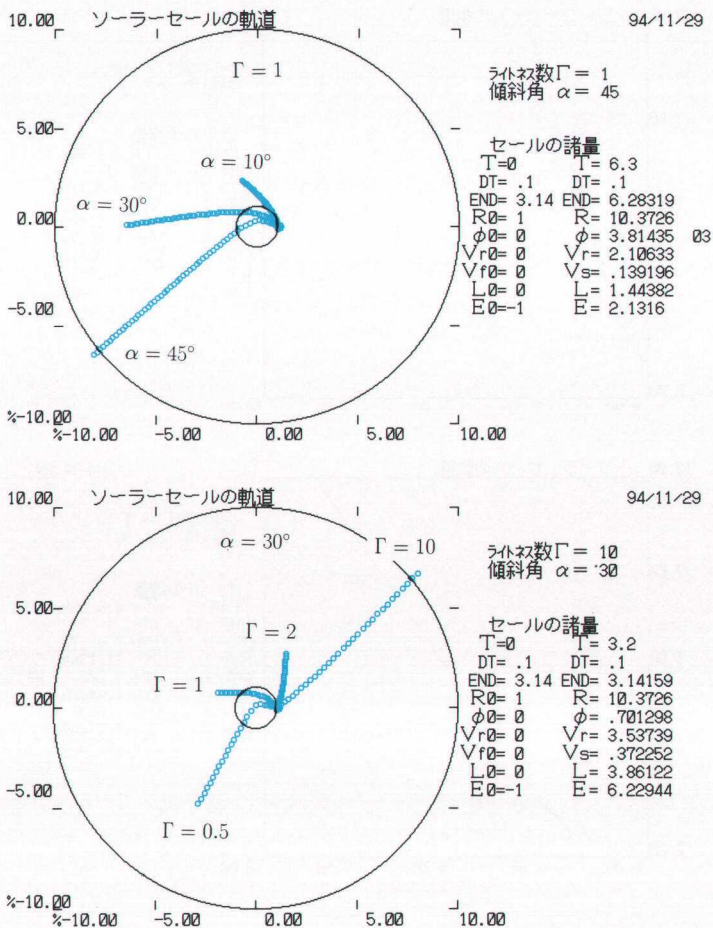


図4 インクラインドソーラーセールの軌道

0で、

$$r=1, \theta=0, v_r=0, v_\theta=0$$

である。

$\Gamma$ が大きいと(すなわち輻射圧が優勢だと)セーラーは動径方向に飛んでいくが、面白いのは、 $\Gamma$ が1あるいは1より小さくてもセーラーが落下せずに飛んでいくことである。これは、(もちろん  $\alpha$  によるのだが)、上でも触れたように、 $\sin\alpha$  がプラスだと、輻射圧によって回転角方向に駆動され角運動量を得るためである。

図5に、セーラーの半径  $r$ 、動径速度  $v_r$ 、そして角運動量  $L=rv_\theta$  を時間の関数として示してみた。図5上は、 $\Gamma=10, \alpha=30^\circ$  の場合、図5下は  $\Gamma=$

1,  $\alpha=30^\circ$  の場合である。実際、角運動量  $L$  が増加しているのがわかるだろう。

以上は、一番単純な場合のソーラーセーラーに関する話だが、地球周回軌道から出発する場合には、『ソーラーセイル』や『宇宙の旅』<sup>6)</sup>を参照していただきたい。またレーザー推進船については『SFを科学する』<sup>7)</sup>で考察してある。

### 3. フォトンサーファーの科学

さていよいよ、降着円盤の輻射圧で駆動されるライトセーラー【フォトンサーファー】の考察に移りたい(図1)。といっても、基本的な部分はすで

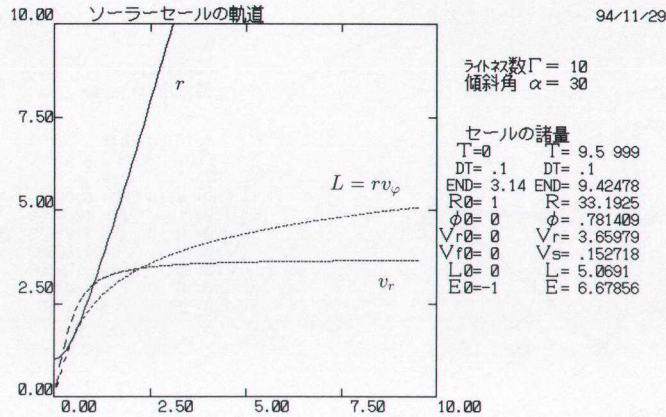
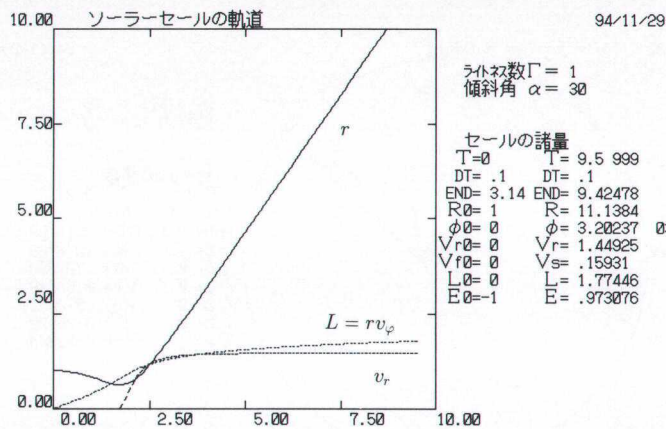


図5 ソーラーセールの物理量の変化



に2節のソーラーセイルに関する考察ですんでいるが、以下、前回(その2)のフォトンフローターの場合に対応して、いくつかの代表的な場合を考えていこう。

### 3.1 ラジアルサーファー

最初は単純な場合として、セイルの面が傾いてないとする。降着円盤中心の天体の質量を $M$ 、降着円盤の光度を $L_d$ 、ソーラーセイルの総質量を $m$ 、セイルの断面積を $S$ 、セイルの物質のアルベドを $A$ とする。

#### 3.1.1 ファーサーファー：降着円盤から離れている場合

まずフォトンサーファーが降着円盤から十分遠方にある場合—【ファーサーファー】—を考えてみ

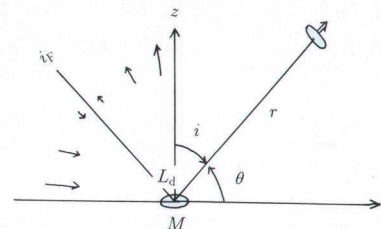


図6 ファーサーファー

よう(図6)。図6に示したように、ファーサーファアの(降着円盤の中心から測った)距離を $r$ 、(降着円盤の回転軸から測った)角度を $i$ とし、上で述べたように、簡単のためにセイルは、降着円盤からの光束を正面から受けるように、中心方向に向けて垂直に置く。このとき、前回(その2)の解析結果より、ファーサーファアのセイルが受ける加速度は、

$$a = \frac{GM}{r^2} \left[ -1 + (1+A) \frac{SL_a \cos i}{2\pi cGMm} \right] \quad (21)$$

である。やはり前回述べたことだが、ある特定の角度  $i_F$  で加速度  $a$  が 0 になる。すなわち、

$$\cos i_F = \frac{1}{(1+A)} \frac{m}{S} \frac{2\pi cGM}{L_d} \quad (22)$$

で決まる臨界浮遊角度  $i_F$  では、重力と輻射圧が釣り合っ、セーラーは浮遊する。しかし、図6に示したように、この臨界浮遊角度  $i_F$  より小さな角度領域では輻射圧の方が強くてファースターは吹き飛ばされ、 $i_F$  より大きな角度領域では重力の方が強くてファースターは落下する。

具体的な運動の仕方は、ソーラーセーラーでのラジアルセーラーの場合と同じなので、ここでは省略する。

### 3.1.2 ニアサーファー：降着円盤の表面近くにある場合

ファースターとは反対に、降着円盤版ライトセーラーである〈フォトンサーファー〉が、降着円盤の表面近くにある場合—【ニアサーファー】—はどうなるだろうか(図7)。降着円盤の回転軸を  $z$  軸とする円筒座標系で、ファースターの半径を  $r$ 、高度を  $z$ 、降着円盤の中心からの距離を  $R(=\sqrt{r^2+z^2})$  とする。

さてセーラーが回転していて重力の  $r$  方向の成分が遠心力で打ち消されていれば(その2でいうニアフローターI)、サーファーの鉛直方向の運動だけ考えればよい。このとき前回(その2)の結果より、サーファーが受ける鉛直方向の加速度は、

$$a_z = \frac{GM}{r^3} \left[ -z + (1+A) \frac{3MS}{8\pi cm} \right] \quad (23)$$

である。ただしここで  $M$  は質量降着率とする。

この場合も、先の臨界浮遊角度と似て、

$$z_F = (1+A) \frac{3MS}{8\pi cm} \quad (24)$$

で決まるある特定の高度—浮遊高度  $z_F$ —でのみ、セーラーに働く鉛直方向の重力と、セーラーを持ち上げる鉛直方向の輻射圧が釣り合う。

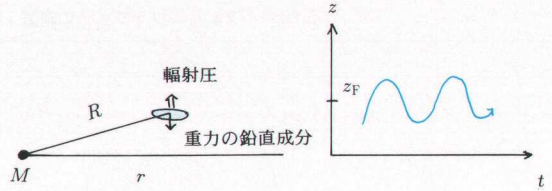


図7 アサーファー

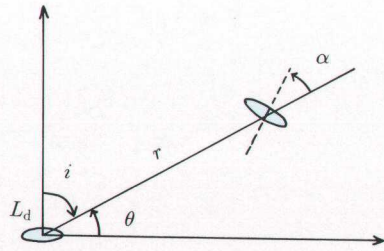


図8 インクラインドサーファー

前回(その2)述べたように、この浮遊高度  $z_F$  は安定な平衡点である。したがって、ニアサーファーはこの浮遊高度を挟んで上下方向に、調和振動的な運動をすることになる(図7)。すなわち降着円盤のごく表面近くからスタートしたニアサーファーは、輻射圧に押されて上昇するが、浮遊高度  $z_F$  を超えると重力の  $z$  成分の方が輻射圧より強くなるので減速され、やがて上昇はストップする。そして降着円盤に向かって落下を始めるが、浮遊高度  $z_F$  より降着円盤に近づくと今度は輻射圧の方が強くなって落下が止まり、ふたたび上昇に転じるのである。

以上のようなニアサーファーの振舞いは、円盤面に近いという大前提があるので、 $S/m$  が十分大きくて浮遊高度が高くなれば( $z \gg r$  になれば)、調和振動はせずに、サーファーは吹き飛ばされるはずである。

### 3.2 インクラインドサーファー

つぎに、一般的な場合として、動径方向に対してセーラー面が傾いている場合を考えよう(図8)。ただし簡単のために、セーラーは降着円盤から十分離れているとする(ファースター)。

ソーラーセーラー(インクラインド)の結果と、

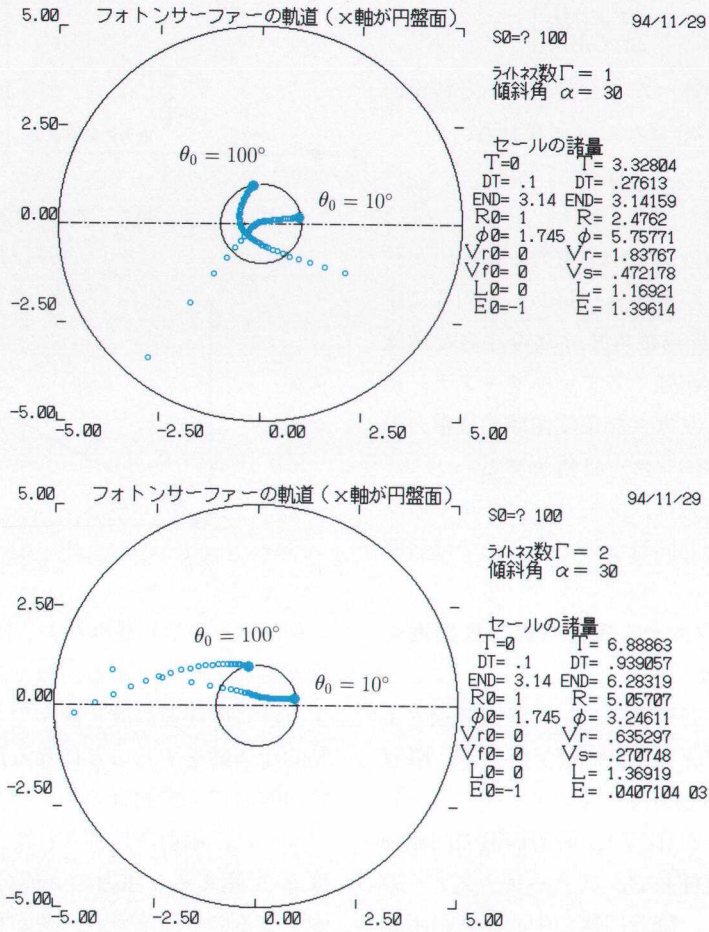


図9 フォトンサーファアの軌道

ファーサーファアの結果を用いると、セールに働く加速度の極座標成分は、

$$\begin{aligned}
 a_r &= -\frac{GM}{r^2} + 2\frac{Sf}{mc}\cos^3\alpha \\
 &= -\frac{GM}{r^2} + 2\frac{S}{m}\frac{L_d}{2\pi cr^2}\cos^3\alpha \cos i \\
 &= \frac{GM}{r^2}\left[-1 + \frac{SL}{m\pi cGM}\cos^3\alpha|\sin\theta|\right] \quad (25r)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 a_\theta &= +2\frac{Sf}{mc}\cos^2\alpha \sin\alpha \\
 &= +2\frac{S}{m}\frac{L_d}{2\pi cr^2}\cos^2\alpha \sin\alpha \cos i \\
 &= \frac{GM}{r^2}\left[\frac{SL}{m\pi cGM}\cos^2\alpha \sin\alpha|\sin\theta|\right] \quad (25\theta)
 \end{aligned}$$

と表される。ただしここで、

$$\cos i = |\sin\theta| \quad (26)$$

を用いた。

さらに、降着円盤の場合における、重力に対する輻射圧の割合を表すパラメータを、

$$\Gamma_d = \frac{L_d S}{\pi c G M m} \quad (27)$$

と置けば (いまは  $A=1$ )、極座標で表した運動方程式として、最終的に、

$$a_r = \frac{d^2 r}{dt^2} - r\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = \frac{GM}{r^2}[\Gamma\cos^3\alpha|\sin\theta| - 1] \quad (28r)$$



$$a_{\theta} = \frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left( r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) = \frac{GM}{r^2} [\Gamma \cos^2 \alpha \sin \alpha |\sin \theta|] \quad (28\theta)$$

が得られる。

パラメータは太陽のまわりの〈インクラインドセル〉と同じく

$\Gamma$ と $\alpha$

で、以下の計算では、簡単のために一定とした。具体的な計算例を図9に示す。破線が降着円盤の赤道面の方向を表す。

パラメータの値は、図9上が $\Gamma=1, \alpha=30^\circ$ で、図9下が $\Gamma=2, \alpha=30^\circ$ である。また計算の初期条件は、 $t=0$ で、

$$r=1, \theta=\theta_0 \text{ (図中に表記),}$$

$$v_r=0, v_{\theta}=0$$

である。

降着円盤からの放射量が、 $\cos i = |\sin \theta|$ に依存するため、比 $\Gamma$ や傾き角 $\alpha$ だけでなく、スタート宙点の方向 $\theta_0$ によっても軌道が変化する。降着円盤周辺のライトセル〈フォトンサーファー〉を操るのは、ソーラーセルよりさらに高度な技術を要しそうである。

...

以上、降着円盤系におけるライトセルの運動について簡単な考察を行ってみた。あまりいろいろなパラメータは試していないが、 $\Gamma$ や $\alpha$ や $\theta_0$ の組合せによってはいろいろ変わった軌道が得られるのではないかと思う。またここでは放射圧によるセーリング（フォトンサーフィン）だけを考慮したが、それ以外にも、降着円盤中心領域から吹き出すプラズマジェットに乗る【ジェットサーファイング】や、降着円盤を貫いて存在する可能性のある大局的な磁場で駆動される【マグネティックサーフィン】などが考えられるのではないだろうか？ 今後の研究を待ちたい。

...

本稿は、ハード SF 研究所公報 (非公開) に掲載された文章を書き直したものです。

### 参 考 文 献

A・C・クラーク, 1972, 『太陽からの風』 早川 SF 文庫  
 堀晃, 1981, 『太陽風交点』 徳間書店  
 ロバート・L・フォワード, 1984, 『ロシュワールド』 早川 SF 文庫  
 福江 純, 1995 a, 天文月報, 88, 199  
 福江 純, 1995 b, 天文月報, 88, 244  
 三浦公亮・長友信人, 1993, 『ソーラーセル』 丸善  
 福江 純・藤原隆男・岡田理佳, 1992, 『宇宙の旅』 アスキ  
 石原藤夫・福江 純, 1987, 『SF を科学する』 講談社

### Accretion Disk Civilization 3 : From Solar Sail to Photon Surfer

Jun FUKUE

*Astronomical Institute, Osaka Kyoiku University, Kasai-ku, Osaka 543*

Abstract: Similar to the solar sail driven by the sunlight pressure or the laser-driven spaceship via the laser-light pressure, if the light is possible sailing by means of the intense radiation pressure from an accretion disk at an active galactic nuclei. We investigate the orbital dynamics of such a PHOTON SURFER. In the case of the FAR-SURFER, which is located far from the disk, the sail is blown off by the radiation pressure when the inclination angle of the sail is smaller than the critical floating angle, and vice versa. In the case of the NEAR-SURFER, which is located very close to the disk, on the other hand, the sail moves up and down around the critical floating height, which is proved to be dynamically stable. The INCLINED-SURFER is also briefly discussed.