

# ガンマ線パルサーの磁気圏構造

木坂 将大

〈東京大学宇宙線研究所 〒277-8582 千葉県柏市柏の葉5-1-5〉

e-mail: kisaka@icrr.u-tokyo.ac.jp



パルサーは、強い磁場をもち高速で自転している中性子星です。その周囲はプラズマで満たされており、パルサー磁気圏として知られています。この磁気圏では、電子・陽電子が生成、加速され、電波からガンマ線の帯域にわたる光を放出していると考えられています。近年、フェルミ衛星による観測から、磁気圏での放射領域の構造が明らかになってきました。本稿では、まず観測されるパルスの波形がどのように形成されるのかについて概観します。その後、筆者が行った研究である、ガンマ線とX線のパルスの波形の最新の観測を組み合わせた理論的解析の結果を紹介します。この結果は、粒子の生成領域と磁場構造に対する制限を与えました。

## 1. はじめに

パルサーとは、およそ1ミリ秒から数秒の周期でパルス状の放射が観測されている天体です。パルス放射の周期の短さと正確さから、パルサーの正体は高速で自転する中性子星であるという考えが現在確立しています。なぜパルス状の放射が観測されるかに対しては、次のような説明が考えられています。まず、パルサー表面の磁場の大きさは典型的に1兆ガウス程度です。この強い磁場により、パルサー周囲に存在する荷電粒子の軌道は強く制限されます。また、磁場に拘束された荷電粒子は、相対論的速度まで加速されます。このような相対論的速度をもった荷電粒子からの放射の方向は、運動の方向に絞られます。つまり、荷電粒子から放射される光の方向は異方性をもつこととなります。もう一つ重要なことは、中性子星の回転軸と磁軸が一致していないということです。ここで、中性子星の近傍は双極磁場の成分が支配的と考えられているため、磁気双極子モーメントの方向を磁軸とします。二つの軸が一致していない場合、磁場の形状が星とともに回転します。そ

のため、自転を反映する周期で、異方性による放射強度の変動、つまりパルスが観測されることとなります。このことから、観測されるパルスの波形は、パルサーの磁場構造などを探るうえで重要な手段となっています。

パルサーは、自身のもつ回転エネルギーを使って荷電粒子の加速、生成、放射を行っていると考えられています。原理の類似から、パルサーはよく発電機にたとえられます<sup>1)</sup>。パルサーの作る磁気圏の概念図を図1に示します。パルサーは図1の中心に位置しています。パルサーが自転すると、その周囲に荷電粒子を加速させる電場が生じます。加速電場はそれ自身を遮蔽する方向に荷電粒子を運動させます。このため、大部分の領域においては、加速電場はプラズマの作る電場によって打ち消されていると考えられています。この遮蔽できているときの電荷密度の値は、Goldreich-Julianの仕事にちなんでGJ電荷密度と呼ばれています<sup>2)</sup>。加速電場が打ち消されていれば、粒子は星とともに剛体のように回転（共回転）することとなります<sup>3)</sup>。この共回転速度は外側ほど大きくなり、やがて光速に達することとなります。共

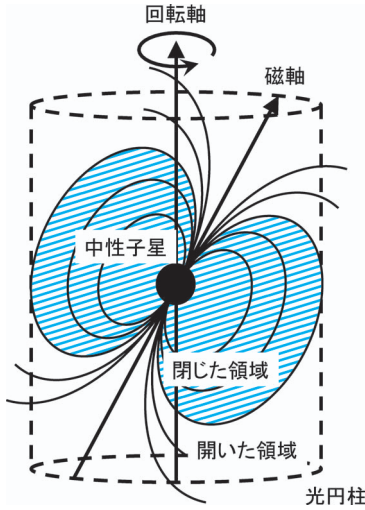


図1 パルサー磁気圏の概略図。中心の●が中性子星を表す。曲がった実線は磁力線、破線は光円柱を表す。光円柱の中で閉じた磁力線に囲まれた領域（斜線）が磁力線の閉じた領域、それ以外が磁力線の開いた領域に対応する。

回転速度が光速に達する位置は円柱状になるため、ここを光円柱と呼びます（図1の破線）。荷電粒子の速度は、光速を超えることができません。そのため、光円柱の内側で閉じている磁力線上（図1の斜線部分）と、光円柱の外側まで伸びる磁力線上では、荷電粒子の振る舞いが異なります。前者は閉じた領域内で共回転すると考えられていますが、後者はパルサー風として外側に流出してしまいます。よって、このままでは開いた領域の加速電場を遮蔽できなくなります。そこで、ある局所的な領域で荷電粒子を供給することで、大部分の加速電場を遮蔽するといったことが考えられています。この荷電粒子の供給メカニズムとしては、局所的な加速領域で加速された荷電粒子がガンマ線を放出し、これを利用して新たに荷電粒子を作るといったものです。このような加速領域が小さいという考えは、観測されているパルスの幅が周期に対して非常に狭いことから支持されています。しかし、どこでどのように荷電粒子の加速、生成が起きているのかといった具体的な描像は、まだ諸説ある状況です。

## 2. パルサーからのガンマ線放射

パルサー磁気圏内のある局所的な領域で、荷電粒子が加速されているとします。ここでの加速は、電場による力です。磁気圏では非常に磁場が強いため、粒子は磁力線に沿って運動します。磁力線は大局的に曲がっているため、この曲がり起因する曲率放射によって荷電粒子は光を放出します。光を放出すると、その反作用として荷電粒子は減速されます。減速させる力が電場による力を超えてしまうと、それ以上粒子を加速できません。このことから、荷電粒子の最高エネルギーは、電場による加速と放射の反作用による減速の釣り合いで決まります。この荷電粒子から放出される光のエネルギーは、典型的に1 GeV（10億電子ボルト）に対応します。実際、パルス放射のうち最大のエネルギーを占める領域は、GeV帯域のガンマ線であることがわかっています<sup>4)</sup>。以上のことから、ガンマ線の放射領域は粒子の加速領域に対応するということがわかります。よって、GeV帯域のガンマ線から得られる情報は、パルサーの磁気圏構造を理解するうえで非常に重要な役割を果たします。

近年、ガンマ線観測衛星フェルミにより、ガンマ線帯域の観測精度が飛躍的に向上しました。例えば、フェルミによる観測以前は、ガンマ線パルサーは7個しか検出されていませんでした。しかし、フェルミはすでに100個を超えるガンマ線パルサーを検出しています。このガンマ線観測の発展からパルサーに対する理解が進んだ一例を、ここで紹介します。ガンマ線がパルサー近傍の磁場が強い領域で放射された場合を考えます。このとき、光が磁場を介して電子・陽電子の対生成に変わるといったガンマ線の吸収が期待されます<sup>5)</sup>。観測的には、あるエネルギーより大きくなると急激に強度が減衰するといった形で見られるはずですが、しかしフェルミの観測の結果、この吸収の兆候は見られませんでした<sup>6)</sup>。フェルミの結果で特

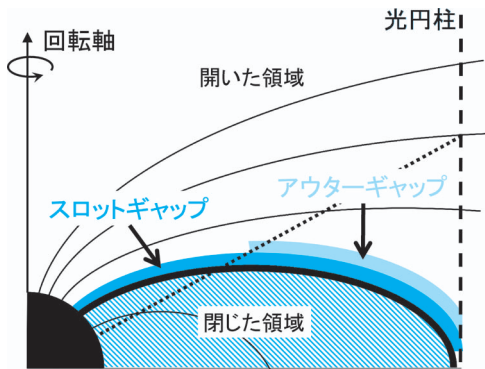


図2 パルサー磁気圏の概略図. 図1の4分の1に対応する. ただし簡単のため, 回転軸と磁場の軸が平行であるとした. 太い磁力線は閉じた領域と開いた領域の境界を表す. この磁力線上の, 相対的に濃い青色の領域がスロットギャップ, 薄い領域がアウターギャップを表す. 図では両方のモデルが共存しているように見えてしまっているが, たとえ二つのモデルが共存するとしても, このような共存のしかたは現実的ではない.

に重要な点は, この傾向がこれまでのガンマ線パルサーの数の10倍以上の天体に対して確認されたということです. パルサーは放射の異方性により, 同じ磁場の強さや回転周期をもつ天体であっても異なる天体のように振る舞います. よって, 多くのパルサーに対して同じ傾向が得られれば, たまたま地球からは兆候が見えない角度であるといった可能性が非常に小さくなるからです. このことなどから, ガンマ線を放射している領域は, パルサーの表面から十分離れた領域であることがあきらかになりました.

### 3. ガンマ線パルスの波形

前節で, 粒子の加速領域はガンマ線の放射領域に対応し, その放射領域は星から離れたところに存在することを述べました. 外側に粒子の加速領域が存在するモデルとしては, アウターギャップ, スロットギャップなどが提案されています(図2参照). 両方のモデルとも, 閉じた領域と開いた領域の境界となる磁力線上に位置します. た

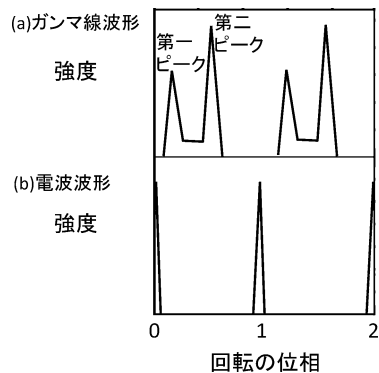


図3 パルスの波形の典型例. (a)はガンマ線, (b)は電波の波形を表す. 横軸は回転の位相で, 2周期示している.

だし, ギャップの内縁の位置が異なります. アウターギャップの場合, ギャップの内縁はGJ電荷密度の符号が反転する領域になります<sup>7)</sup>. 一方でスロットギャップの場合は, 内縁が星の表面にまで達しています<sup>8)</sup>. アウターギャップ, スロットギャップのどちらが正しいのか, はたまたどちらも正しくないのか, 今のところ結論は出ていません.

ガンマ線の放射領域の構造を探る方法として, 観測されるパルスの波形の再現性が提案されています<sup>9)</sup>. そこでまず, 観測される波形について説明します. 観測されるパルスの波形の典型例を図3に示します. 上の図がガンマ線, 下の図が電波の強度の変動を表しています. 図の横軸は回転の位相を表し, 1回転を1としています. つまり, 図3は2回転分のパルスの波形を表していることになっています. 横軸の原点は電波が明るい時刻とすることが多く, ここでも習慣に従っています. 一周期中で, 同時刻に多くの光が観測者に到着し, 強度が大きくなる時刻をピークと呼びます. ピークの数は一周期に一つとは限らず, 図3(a)のように二つのピークが観測されることもあります. ガンマ線で二つのピークが観測される場合, 図3(b)の電波のピークに近い位相から第一ピーク, 第二ピークと習慣的に呼ばれます.

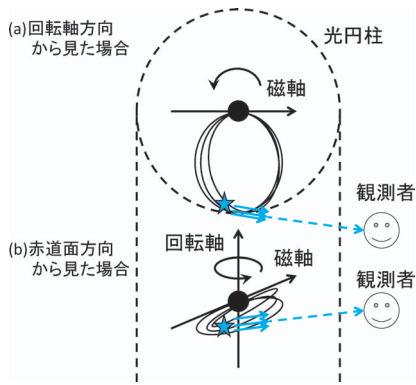


図4 (a)は回転軸方向から見た場合、(b)は赤道面方向から見た場合の概略図。黒丸がパルサーで、破線は光円柱を表す。★が放射領域で、青色の実線の矢印はある一つの領域から放射された光の方向を表す。伝播方向は青色の破線の矢印に対応。複数の領域からの光が同じ観測者の方向に放射されていることがわかる。

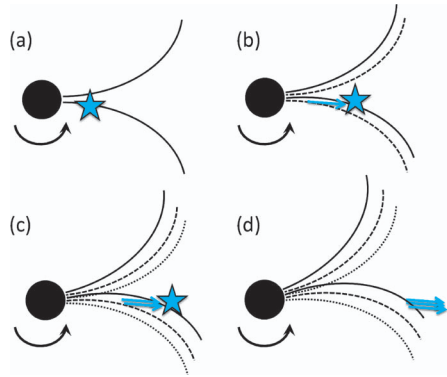


図5 回転軸方向から見た場合の概略図。(a)から(d)に向かって時間が進むとする。一つ前の時間の磁力線を破線、二つ前を点線で表す。★が放射領域で、矢印が光の伝播を表す。観測者は右側にいるとする。このように、観測者の方向に一致する領域の移動と光の伝播が重なることで、ピークとして観測される。

第一、第二ピーク間の位相では、橋と呼ばれる少し明るい放射が観測される場合があります。

次に、ガンマ線の第一ピーク、第二ピークができる原理について説明します。まずはアウターギャップを考えます。GJ電荷密度の符号が反転する領域では、回転軸と磁場の方向が垂直になっています。これより外側の磁力線上を運動して流出していく粒子は、図2でいう中性子星の南半球の天球面の方向しか向きません。このため、中性子星の北半球の天球面上に観測者がいるとすると、図2で示されているアウターギャップからの放射は観測できません。このように、アウターギャップの場合、ある片方の磁極から出ている磁力線からの放射のみを考えることになります。

図4に、アウターギャップにおいて第一ピークができる原理の概略図を示しました。図4(a)が回転軸方向から見た場合、図4(b)が赤道面方向から見た場合に対応しています。第一ピークを作る領域に対応する、一部の磁力線が実線で描かれています。ここでは、パルサーの回転軸に対して磁軸が垂直に近いところまで傾いていると仮定しました。第一ピーク形成プロセスで重要なこと

は、粒子は磁力線に沿った方向だけでなく星の回転方向にも速度をもっていることです。この二つの速度ベクトルの合成が、粒子の速度方向、つまり放射の方向になります。磁力線に沿った速度成分は、電場によって高エネルギーまで加速されているため、常にほぼ光速です。回転方向の速度成分は、中性子星近傍では無視できます。この場合、放射の方向は磁場の方向になります。しかし光円柱に近づいてくると、回転方向の成分もほぼ光速になります。このため外側において、磁力線の方向はそろっていないにもかかわらず、放射の方向は赤道方向にそろえられます。このようにして、複数の放射領域が同時に観測者の方向を向くということが起こります。これが第一ピークとして観測されます。

図5は、第二ピークができる原理を示しています。この領域では、光の経路差が重要になります。例えば、ある二つの異なる領域から同時に、観測者の方向に光を放出したとします。しかし、光の伝播速度は有限であるため、観測者は2カ所からの光を別々の時刻に受け取ることになります。これではピークになりません。逆に、この経



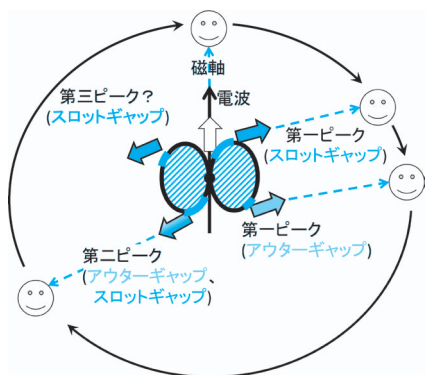


図6 回転軸方向から見た、回転軸と磁軸がほぼ垂直の場合のパルサーの概略図。ガンマ線のピークに対応する放射領域は、青色で上書きされた磁力線の部分。電波は磁極から放射されるとした。この図では、パルサーの回転の代わりに観測者が回るとした。簡単のために、図には2本の磁力線しか描いていない。実際は複数の磁力線から放射が観測される。また、厳密には二つの軸は垂直ではないとする。

路差を利用すると、観測者の方向に向かって光を放出するタイミングが別々であったとしても、同時に多くの光を観測者は受け取ることができる場合があります。それは、観測者の方向を向くタイミングが遅い領域ほど観測者との距離が近いという、相殺の効果がうまく起こる場合です。図5 (a)の時刻で、ある領域の粒子が観測者の方向に光を放出したとします。図5 (b)の時刻になったとき、図5 (a)で放出された光は直進しています。しかし磁場のパターンは回転するため、別の領域の粒子が観測者の方向に放射します。この領域と(a)で放出された光の位置が十分近ければ、二つの領域からの光がほぼ同時に観測されることになります。さらに (c), (d)の順で時刻が経過し、放射領域の移動が光の伝播とうまく相殺すれば、観測者は多くの領域からの放射を同時に観測することができます。これが第二ピークとして認識されます。厳密には、1本でなく複数の磁力線の組

み合わせとして、このようなことが起こります\*1。しかし、原理はほぼ同じと考えてください。以上をまとめると図6のようになります。この図は、回転軸と磁軸がほぼ垂直のパルサーを仮定し、回転軸方向から見た磁力線を表しています\*2。ここでは、パルサーが自転する代わりに観測者を回しています。

一方、スロットギャップはアウターギャップより内側も放射領域となっているモデルです(図2参照)。このため、たとえ観測者が中性子星の北半球の天球面上にいる場合であっても、北半球から出ている磁力線からの放射を観測することができます。この北半球からの放射におけるピークの形成プロセスですが、基本的には南半球のアウターギャップと同じです。つまり、スロットギャップの場合は、最大でピークが四つ見えることとなります。ただし、スロットギャップは外側では放射の強度が小さいことを仮定します<sup>10)</sup>。このため、アウターギャップの場合の第一ピークと図6の第三ピークの領域からは光が放出されません。よって、観測されるピークは1周期に二つまでとなります。

ピークは必ずしも二つ観測できるわけではありません。特に、アウターギャップの第一ピークは赤道方向にそろえられる効果であるため、ある程度赤道面に近い方向から観測しなければ見えません。実際に観測されているガンマ線パルスの波形は、ピークの数一つまたは二つとなっています<sup>11)</sup>。

二つのモデルの違いは第一ピークです。そこで、この点に注目して区別を試みた研究が、いくつかのグループによって行われています<sup>12), 13)</sup>。しかし、これだけでは十分な区別はできていないのが現状です。

\*1 遅延を含めた単極磁場構造であれば、厳密に1本の磁力線からの放射が同時に観測されることにはなりません。

\*2 厳密に垂直でないため、図6の観測者には電波が片方の極からしか見えません。

#### 4. 粒子の生成領域

現在、ガンマ線の波形の第一ピークの違いだけではモデルを区別できていないという問題があることを、前節で述べました。そこでわれわれは、粒子生成を起こす領域もモデルによって異なるという点に注目しました。

スロットギャップは、磁極付近で荷電粒子を生成し、磁気圏に供給するというモデルです。細長く伸びた加速領域でも荷電粒子の加速が起こるものの、電子・陽電子の対生成は非常に効率が悪くなります。これは磁場を介した対生成を行ううえで、星から離れると磁場が弱くなってしまうためです。これにより、粒子の流れはほとんどの領域で外側を向くことになり、星に戻る方向に進む荷電粒子は表面近傍にしか存在しません。よって、このような粒子からの放射も当然、外側方向を向くこととなります<sup>14)</sup>。

アウターギャップの場合も、ギャップの内縁付近で主に粒子生成を起こします<sup>15)</sup>。しかし、スロットギャップの粒子生成領域に比べてかなり外側に位置しています(図2参照)。このような外側でも荷電粒子を生成できる理由は、支配的な電子・陽電子対生成の機構が異なるためです。アウターギャップの中に、電子と陽電子ができたとしても、ギャップの中の加速電場の方向に応じて、電子と陽電子は別々の方向に加速されることになります。このとき、星の方向に進む荷電粒子からのガンマ線は、中性子星表面からのX線との衝突によって電子・陽電子を生成します。このようにして、アウターギャップでは磁力線に沿って二つの方向に粒子の流れが存在することになります。スロットギャップでは荷電粒子が外向きの一方方向のみに運動するため、このプロセスは効率的ではありません。

ただし、星の方向に進む粒子からのガンマ線がX線と衝突しやすいということは、内側を向いたガンマ線の検出が期待できません。よって、ガン

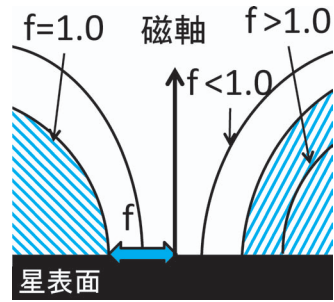


図7 パルサーの磁極領域の拡大図。放射領域に対応する磁力線を、パルサーの表面での磁極から磁力線の根元までの距離  $f$  で指定する。図は2次元のため、一つの  $f$  に対して2本の磁力線しか指定できていないが、実際には半径  $f$  の円状から出ている磁力線すべてを指定している。真空双極磁場での閉じた領域と開いた領域の境界を、 $f=1.0$  とする。

マ線だけでは二つのモデルの間にほとんど違いが現れません。しかし、ギャップ領域からはシンクロトロン放射がX線として放出されています。この光は星の方向に向かって放射されても吸収されません。星の方向に向かう放射についても、光円柱方向のときと同じ機構によりピークを形成します<sup>16)</sup>。そこでわれわれは、まずガンマ線とX線両方のパルスの波形が観測されている天体を選びました。そして、両方同時に説明するために星の方向の放射が必要なのかという点に注目しました。これにより二つのモデルを区別できる可能性があります。

ただし問題点として、磁場の形状は磁気圏を流れる電流によって変形を受ける可能性があります<sup>17)</sup>。これは放射領域となる磁力線を変えることとなります。そこでわれわれのモデルでは、放射領域に対応する磁力線を指定するパラメーター  $f$  を導入しました<sup>18)</sup>(図7)。1.0に対応する点が、真空双極磁場での閉じた領域と開いた領域の境界を表します。1.0を超える磁力線は電流により閉じた領域が小さくなってしまっていることを示しています。新たなパラメーターを導入できたのは、ガンマ線とX線を同時に説明するという強い

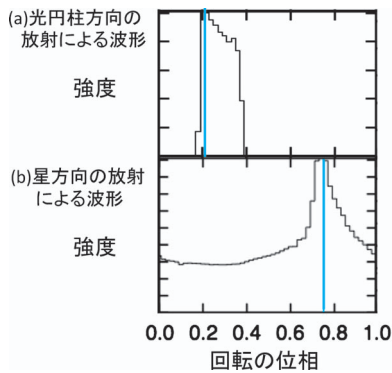


図8 あるパルサーの光度曲線の計算結果. 横軸は回転の位相で、1周期分を示している。(a)は光円柱方向の放射、(b)は星方向の放射による光度曲線. 青の実線は(a)がガンマ線、(b)がX線で観測されているピークの位置<sup>19)</sup>.

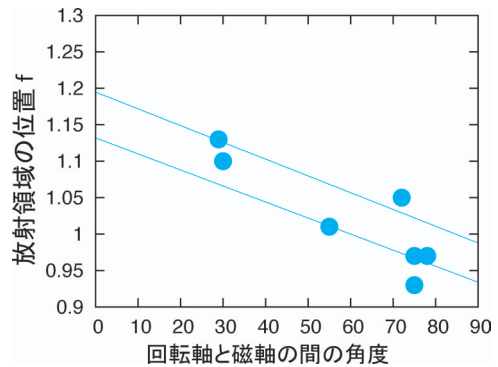


図9 放射領域の位置  $f$  と傾き角の関係. 解析で得られた値を●で示す. 実線で挟まれた領域は電磁場が十分強い極限 (force-free 近似) で得られた、電流が強く流れる領域. 解析結果とほぼ同じ傾向を示すことがわかる.

制限を課すことができたためです。また、フェルミの観測がおかげで検出された天体数が増加したため、ようやく議論できるようになりました。

結果の一例を図8に示しました。図8 (a), (b)は外側方向と星方向に放射された光によるそれぞれのパルス波形の計算結果です。観測されているガンマ線のピークの位置は図8 (a), X線は図8 (b)の青線で示しています。このように、X線のパルスの波形は星の方向の放射を考慮しなければ説明できないことがわかり、アウターギャップモデルを支持する結果となりました。

図9には、使用した天体の放射領域  $f$  と回転軸に対する磁軸の傾き角の関係を示しました。この図から、明らかに傾き角が小さいほど磁場の変形が大きくなっていることがわかります。さらに、電磁場が構造を決めるといったある極限 (force-free 近似) でのシミュレーション結果<sup>20)</sup>における、電流が強く流れている領域 (電流シート) を2本の線で示しました。すると、ガンマ線パルサーの放射領域は2本の線の間に来ていることがわかります。つまり、ガンマ線パルサーの磁場構造は電磁場の強い極限の場合に対応していることを示唆しています。これまで、現実的ではないと認識されながらも、自由度の高さからほぼすべて

真空の双極磁場構造でしかパルスの波形は調べられてきませんでした。しかし今回の結果は、電流による磁場の変形の効果が抽出でき、現実の磁気圏構造に一步近づいたものであると言えます。

## 5. 今後の展望

今回の解析の結果、パルサー磁気圏において、ガンマ線の放射領域だけでなく粒子の生成領域も中性子星表面から離れた領域に存在することがわかりました。これにより、アウターギャップモデルが支持されることとなります。また、磁場構造については電磁場が支配的な極限に一致するという示唆を与えました。この結果は、真空の磁場構造を仮定して行われていた研究、特にパルサーの統計的研究に大きく影響します<sup>21)</sup>。例えば、検出可能な幾何学パラメーターをもつパルサーの数は、磁場の修正を含めるとおよそ2倍になることがわかりました<sup>18)</sup>。スペクトルに見られるカットオフに対応するエネルギーなど、ほかの物理パラメーターへの影響が明らかになることが、今後期待されます。パルサーは見かけの角度に大きく依存してしまうため、このような研究は見かけによらない性質、例えば磁場やエネルギー損失率といった固有の性質に依存した振る舞いの情報を抜

き出すうえで、重要な役割を果たします。

また、若くて多くのエネルギーを放出している中性子星と比較的年老いて放出するエネルギーが弱くなった中性子星とで、磁場の変形の効果はほとんど変わりませんでした。このことはガンマ線で明るい中性子星と暗くて検出されない中性子星の間で、急に磁気圏の状態が遷移するといったことが考えられます。この中間の中性子星の存在の候補も見つかってきており<sup>12)</sup>、検証できれば磁気圏でガンマ線が放射される条件が明らかになる可能性があります<sup>22)</sup>。

ただし今回の解析では、まだ7天体でしか行っておらず、またピークの位置の情報しか利用していません。しかし現在X線での追観測が進んでおり<sup>23)</sup>、このことは単にサンプルの増加だけでなく、明るさの情報によってどれだけ粒子が加速、生成しているのかなどの詳細にも迫ることが期待できます。

また、今回の結果は中性子星の表面近傍で粒子の加速領域が存在しないという意味ではありません。実際、外側の加速領域で作られる粒子の数では、さらに外側に形成されるパルサー星雲の明るさを説明するために必要な粒子数を補えません<sup>24)</sup>。外側の加速領域について明らかにすることは、存在する可能性のある内側の加速領域への影響の情報も与えることになります。この効果を取り入れた研究はほとんど行われておらず、今後重要な役割を果たすものと期待しています。

## 謝 辞

本稿の内容は広島大学の小島康史教授との共同研究であり、筆者の博士論文の一部をもとにしています。また、本研究を進めるうえで有益なコメントをくださった山形大学の柴田晋平教授、香港大学の高田順平氏、国立天文台の和田智秀氏に感謝いたします。本研究は日本学術振興会の援助を受けていました。最後に、本稿を執筆する機会を与えていただいた山崎 了氏に感謝いたします。

## 参考文献

- 1) 柴田晋平, 1993, 天文月報 86(6), 250
- 2) Goldreich P., Julian W. H., 1969, ApJ 157, 869
- 3) 浅野勝晃, 2005, 天文月報 98(4), 250
- 4) Thompson D. J., et al., 1999, ApJ 516, 297
- 5) Daugherty J. K., Harding A. K., 1996, ApJ 458, 278
- 6) 中森健之, 河合誠之, 金井義和, 高橋弘充, 2010, 天文月報 103(5), 324
- 7) Cheng K. S., Ho C., Ruderman M. A., 1986, ApJ 300, 500
- 8) Arons J., Scharlemann E. T., 1979, ApJ 231, 854
- 9) Watters K. P., et al., 2009, ApJ 695, 1289
- 10) Dyks J., Rudak B., 2003, ApJ, 598, 1201
- 11) Abdo A. A., et al., 2010, ApJS 187, 460
- 12) Venter C., Harding A. K., Guillemot L., 2009, ApJ 707, 800
- 13) Romani R. W., Watters K. P., 2010, ApJ 714, 810
- 14) Harding A. K., et al., 2008, ApJ 680, 1378
- 15) Takata J., et al., 2006, MNRAS 366, 1310
- 16) Takata J., Chang H.-K., Shibata S., 2008, MNRAS 386, 748
- 17) Romani R. W., 1996, ApJ 470, 469
- 18) Kisaka S., Kojima Y., 2011, ApJ 739, 14
- 19) Weltevrede P., et al., 2010, ApJ 708, 1426
- 20) Bai X.-N., Spitkovsky A., 2010, ApJ 715, 1282
- 21) Takata J., Wang Y., Cheng K. S., 2011, MNRAS 415, 1827
- 22) Kisaka S., Kawanaka N., 2012, MNRAS 421, 3543
- 23) Marelli M., De Luca A., Caraveo, P. A., 2011, ApJ 733, 82
- 24) Hirokuni K., 2006, ApJ 652, 1475

## Magnetosphere of Gamma-Ray Pulsars

Shota KISAKA

*Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, 5-1-5 Kashiwa-no-ha, Kashiwa-shi, Chiba 277-8582, Japan*

Abstract: Pulsars are rapidly rotating, highly magnetized neutron stars. They have the plasma-filled surrounding, known as the pulsar magnetosphere. In the magnetosphere, electrons and positrons are created and accelerated, and emit electromagnetic waves over a wide range of energies from radio to gamma-rays. Recent observations by Fermi have revealed the structure of the emission region in the magnetosphere. In this article, I review how the observed pulse profiles are formed. I illustrate the results of our analysis using the observed gamma-ray and X-ray pulse profiles. The results place the limit on the region of the particle creation and the structure of the magnetic field in the magnetosphere.