

回転駆動型パルサーの電磁気学

浅野 勝晃

〈国立天文台理論研究部 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

e-mail: asano@th.nao.ac.jp

中性子星外部の磁場に沿った平行電場がプラズマ流（パルサー風）を実現すると考えられている。本稿では平行電場のある有限の領域を作るための理論モデルを構築する難しさを解説する。陽子の逆流を仮定すると、この平行電場を実現でき、かつ電波放射を説明するのも好都合であることを示す。

1. 反物質製造工場

人類は渡り鳥などとは異なり、磁場を感じる感覚器官を持ち合わせていませんので、自分が普段から 0.3 ガウスくらいの地磁気の中で生活していることを意識することはほとんどないでしょう。我々の銀河の平均磁場はせいぜい百万分の 1 ガウス程度ですので、私たちは宇宙で例外的に強い磁場にさらされて日々を過ごしているわけです。では、宇宙で最も強い磁場をもった天体は何でしょう？ 答えはパルサーで、少なくとも 1 兆ガウス、ものによっては千兆ガウスに達するものもあると考えられています。パルサーの正体は中性子星で、太陽と同じくらいの質量をもつにもかかわらず、半径が 10 km ほどしかありません。その内部密度は角砂糖 1 個分の体積で 10 億トンという凄まじさです。パルサーは千分の 1 秒から数秒くらいの周期で自転していて、その回転の様子は電波や X 線のパルスとして観測されています。

パルサーは、その回転エネルギーから仕事を取り出す発電機によくとえられます¹⁾。現実に電波、X 線、ガンマ線、プラズマ流（パルサー風）などの形でエネルギーを放出し、徐々に回転が遅くなっています。この発電機の詳細な仕組みはいまだ解明されていませんが、最近では、パルサー

が、電子とその反物質（電荷の符号だけが異なり、質量などの他の性質が同じ粒子）である陽電子を大量に生成し、この電子・陽電子プラズマが電波や X 線を放ち、パルサー風となって、噴き出していると考えられるようになってきました。では、実際にそのようなことが可能なのか考えてみましょう。

2. 電場ドリフト

パルサーの問題にとりかかる前に、少し電磁気学のおさらいをしておきましょう。特殊相対論によれば、電場や磁場の値は観測者によって異なる値をとります。以下で数式を使わずにこのことを示してみましょう。今 Z 軸方向に磁場が、それと垂直な方向の Y 軸に沿って弱い電場がある場合を考えてみます。電場がなければ、荷電粒子は Z 軸の周りでぐるくと等速の回転運動をします。電場もある場合には問題は複雑です。粒子は電場により加速されますが、磁場が粒子の軌道を曲げるので、Y 軸方向に加速され続けるわけにはいきません。粒子の速度が大きくなると、磁場による回転の軌道半径も大きくなりますので、図 1 にあるように、粒子は Y 軸方向に非対称な回転をします。結果として粒子は電場と磁場の両方に垂直な方向である X 軸方向へ回転しながらスライドし

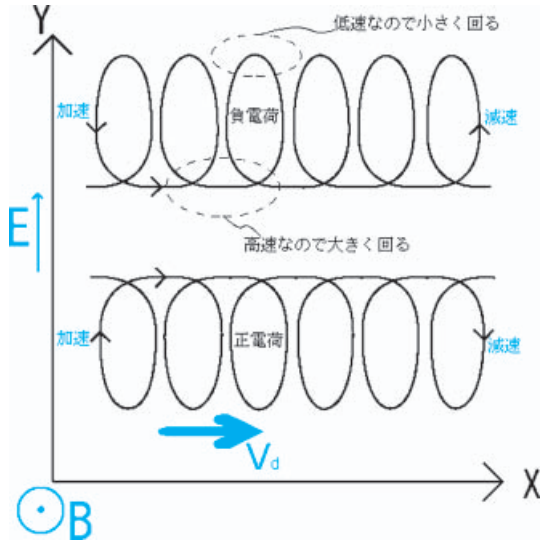


図 1 電場ドリフト. 磁場 (紙面に垂直) に垂直な電場があると, 荷電粒子は電荷や質量によらず, 速度 V_d で磁場と電場の両方に垂直な方向へスライドしていく.

ていきます. このような現象を電場ドリフトと呼びます. 磁場の強さを B , 電場の強さを E , 光の速度を C とすると, X 軸方向へスライドする平均速度 (ドリフト速度) は, $V_d = cE/B$ と書け, 興味深いことにこの速度は粒子の電荷や質量に依存しません.

それでは, 我々が X 軸方向にドリフト速度で動きながらこの現象を観測した場合, 粒子の軌道はどのようになるでしょう? 粒子はもはやスライドすることなく, くるくると等速の回転運動をします. 電場の効果 (電場ドリフト) が見えないということは, V_d で動く座標系では, 電場が消失し, 磁場だけが存在していることを示しています. 逆に言いますと, ある観測者から見て, 電場がなく, 磁場しかない状況でも, 動いている観測者から見ると磁場に垂直な電場があるように見えます. このように, 観測者によって電場と磁場の値は変化するので.

3. パルサー電池

中性子星は強い磁場をもった回転する完全導体球として扱えます. 星の内部や表面の電荷は常に電場を打ち消すように動きます. ですから, もし我々が中性子星の上 (星とともに回転している座標) に立っても, 星表面に電場は観測されません. しかし, 先ほど示したように, 回転する星を外側から観測した場合, 磁場に垂直な電場が存在することとなります. これは, 星とともに回転している電子が, 磁場からの力を受けて極方向に集まり, 分極することによって生じた電場です. 電場の存在は星表面に電位差をもたらします. つまり, 回転する中性子星は, 巨大な電池と同じなのです. 星の半径と回転角速度をそれぞれ R と Ω としますと, 電位差は $BR^2\Omega^2/c^2$ 程度になります. 市販の乾電池は 1.5 ボルトですが, パルサー電池は 1 兆ボルトで, 寿命は 1 千万年くらいでしょうか. パルサーのエネルギー放出過程は, この電位差を利用して, プラズマに仕事をしているのだと考えられています.

ここまではすべての研究者の一致した見解ですが, 実際のエネルギーの取り出し方, つまり電池に導線をつなぎ, モーターを取り付ける方法は未解明のままです. 特に導線がどのように配置されているかは困難な問題です. パルサーから流れ出した電流は, またパルサーに戻ってくる必要があります. 表面から電子が流れ出て, どこかで光を放つなどの仕事をして, また星へと戻っていくのでしょうか? あるいは電子はそのまま戻ってくることはなく, その代わりに星表面の別な場所から正の電荷をもった粒子が流れ出ることで, 星全体の電荷をゼロに保っているのでしょうか? このような電流閉鎖に関する大局的なパルサー磁気圏の問題は非常にやっかいですので, 今回はこれ以上踏み込まずに, もう少し局所的な問題について考えてみましょう.

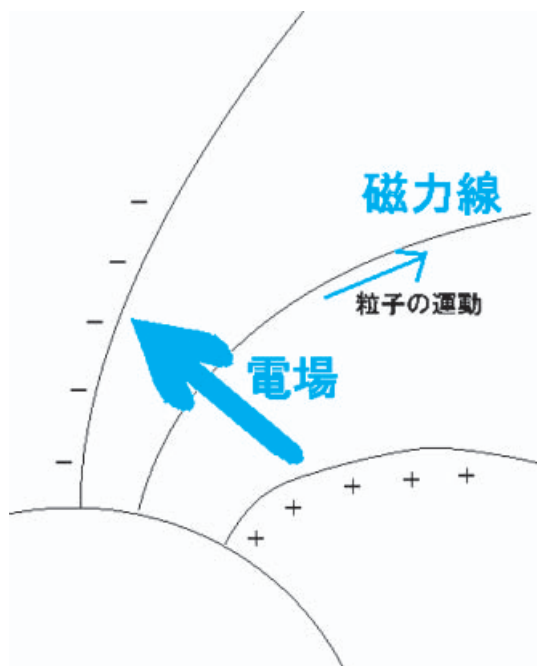


図 2 中性子星外部空間（磁気圏）の電荷密度が GJ 密度に完全に一致している場合の電場。電場は磁場に垂直。粒子は磁力線に沿ってしか運動できないので、電場による加速は受けない。電場ドリフトにより、プラズマは星の周りを回転する。プラズマとともに回転する座標系で見ると、電場は存在しない。

4. ポーラーキャップモデル

図 2 を見てください。パルサー外側の磁気圏に大量の荷電粒子がただよっている場合、パルサー表面と同様に、電場は磁場に垂直な方向を向いています。電場には勾配がありますので、ガウスの定理に従って、電荷が磁気圏に分布しています。磁場に垂直な電場しか存在しないときの電荷分布を Goldreich-Julian の仕事にちなみ、 GJ 密度分布と呼びます。磁気圏にある粒子は、この電場と磁場によって電場ドリフトし、星の周りを回転しています。電場は磁場に垂直なので、粒子が星の周りを回転しながら、磁力線に沿って運動する限り、粒子は加速されません。もし、荷電粒子が磁場を横切って、極あるいは赤道方向に移動できれ

ば、粒子は電場加速によりエネルギーを増すことができますが、パルサー磁気圏の強力な磁場によって、粒子がその磁力線の周りに拘束しますので、粒子が磁力線を横切って移動することはできません。これではせっかくの電位差を利用することもできません。

そこで、磁気圏のどこかに磁力線と平行な電場が必要となります。完全導体の近似では、先ほどから述べていますように、電場は磁場に垂直な成分しかもちません。つまり磁気圏の電荷密度が GJ 密度と異なるときだけ、磁場に平行な電場が生じます。そのようなことが可能なのでしょうか？パルサーの場合、荷電粒子は星表面から微小な電場によって引きずり出されると考えられます。 GJ 密度を満たすのにぴったり同じだけの数の電子が引きずり出されれば、平行電場は生まれません。しかし、 GJ 密度よりもわずかに多い電子が引きずり出された場合はどうなるでしょう？星の内部とは異なり、低密度な星の外側にはこの過剰な電荷を打ち消すだけの正電荷粒子は存在しないでしょう。この場合、電子が過剰な星の表面付近は、マイナスの電気を帯びた陰極とみなせ、平行電場ができます。この電場により引きずり出された電子はどんどん加速していきます。このように、星の北極、あるいは南極付近に平行電場が存在するモデルをポーラーキャップモデルと呼びます。

これに対し、平行電場が星から 10 万 km ほど離れた場所に存在することを仮定するモデルもあります。電流閉鎖を考えると平行電場のある領域は 2 カ所あった方が良くもかもしれませんが¹⁾、ここでは極付近での粒子加速についてのみ考えます。

5. 電場遮蔽の問題

原理的に、電子が得ることができる最大のエネルギーはパルサー電池の電位差で決まっていますので、星から引きずり出された電子はいつまでも

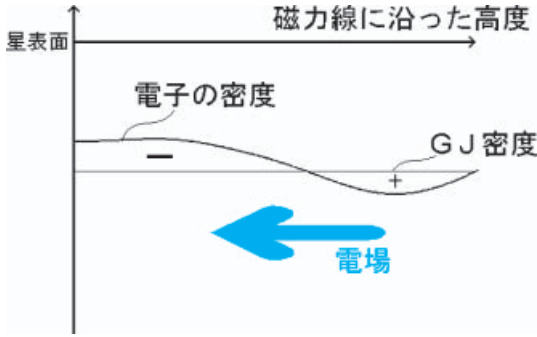


図 3 平行電場を実現するための理想的な電子の分布. GJ 密度からのズレが陰極と陽極を作る. この陰極と陽極の間のみ平行電場が存在する.

加速し続けるわけにはいきません. 図 3 にあるように, どこかで GJ 密度からの電荷のズレが, 正になる必要があります. このプラスの電気を帯びた陽極と陰極の間でのみ電子は加速され, 平行電場のない, 磁気圏へ飛び出していくのです. 図にあるように, 表面から流れ出た電子の数が徐々に減れば, 陽極を作ることができます. 一般に電子の密度と GJ 密度は高度とともに変化しますが, ここでは 1 次元の近似をしてみましょう. 星表面からの高度が磁力線の曲率半径 (100 km 程度) よりも十分低いときは良い近似となります. この近似のもとでは, GJ 密度も電子の密度もほぼ一定です. したがって, 流れ出た電子が途中で消えてなくなる限り, このような陽極を作ることができません.

ここで重要な役割を果たすのが, 電子・陽電子プラズマ (ペアプラズマ) です. 高エネルギーまで加速された電子は, 曲がった磁力線に沿って運動するので, 加速度 (向心力) を受け, ガンマ線を放ちます. この過程は曲率放射と呼ばれます. ガンマ線同士が衝突すると, 電子と陽電子のペアが生まれますが, 曲率放射で生まれたガンマ線は運動方向がそろっているために, お互いに衝突してペアを作ることができません. その代わりに, パルサー磁気圏ではガンマ線が強力な磁場と相互

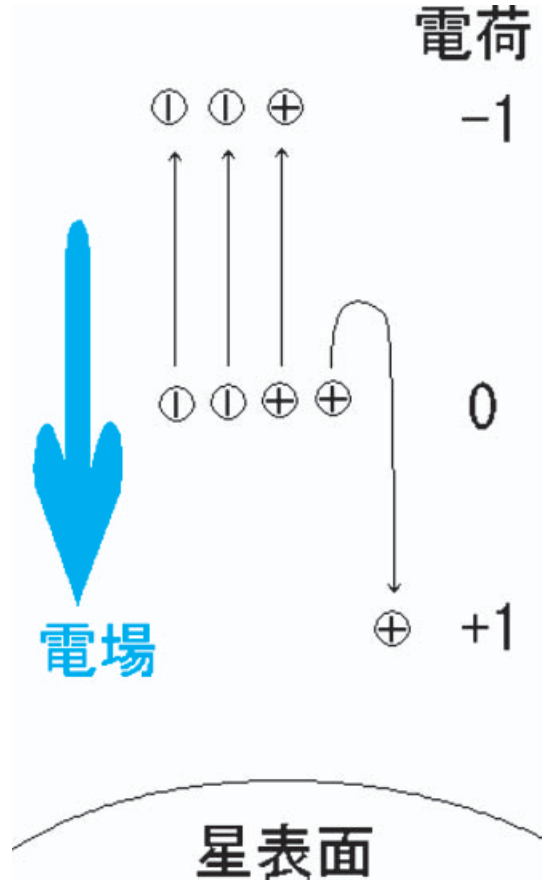


図 4 磁気圏で生まれた電子と陽電子の運動. 陽電子の一部は電場によって星表面へ戻っていく. 図 3 とは逆に, 外側に陰極が形成されてしまう.

作用して, ペアを作ることができます. 磁力線の周りで回転する電子からの放射をシンクロトロン放射と呼びますが, 磁場を介してペアを作る過程は, 量子論的にはシンクロトロン放射の逆反応と等価です.

多くの研究者は, 星表面から流れ出た電子が, 適当な高度でペアを作れば, 陽極が生成されるだろうと考えていました. 金属における静電遮蔽のように, 大量に供給される電子と陽電子が, ペアが生まれ始める高度より外側の領域の電場を消すと予想していました. しかし, この予想が正しくないことを山形大学の柴田晋平教授らが証明しました^{2), 3)}.

図4を見てください。ある高度で電子と陽電子が生まれたとします。電場中で電子は加速され、陽電子は減速を受けます。したがって陽電子の一部は、星表面に戻っていきます。この場合、図4から明らかなおり、ペアが生まれた場所より外側では、陽極よりもむしろ陰極が形成されてしまいます。このままでは電場を遮蔽することができません。陽電子が戻り出す前に電場が消えていけばうまくいくかもしれません。しかし、そのためには狭い領域の中に大量の陽電子を発生させる必要があります。現実的なモデルでは不可能です。

6. 二つの流れの安定性

電場遮蔽の問題はたいへん深刻で、簡単には解決しそうにありませんが、以下で我々の試みを紹介します。まず最初に考慮すべきことは、電子と陽電子の流れの安定性です。果たして前節で述べたように、陽電子は電子と逆方向へ流れていくのでしょうか？ たくさんの粒子を含むプラズマの運動を扱うときには、粒子の集団としての効果を考えなくてはなりません。

静止しているプラズマ流体中を別な流体（ビーム）が速度 V で運動している場合、二流体不安定性と呼ばれる現象が起きます。プラズマ中の微小な電場のゆらぎが、ビームの運動をエネルギー源として成長していきます。こうして強くなった電場のゆらぎ（波動）はビームに反作用し、あたかも粘性力のように働きます。電場中のペアプラズマにも同様のメカニズムが働けば、陽電子と電子の流れの間に粘性力を及ぼし、陽電子は逆流することなく、電子とともに外側へ押し出されるかもしれません。

今回の問題は電場が存在するために、初期状態に電場がない状況を考えている二流体不安定性の理論はそのままでは使えません。プラズマの分布が空間的に非一様になるために、解析的な研究はたいへん困難です。そこで我々は数値シミュレーションを用いて、電場の中で特有のペアプラズマ

の流れについて調べました⁴⁾。電場中特有のプラズマ不安定性があることを我々は発見しましたが、パルサーで考えている状況では、プラズマの密度が薄いために、粒子の集団としての効果は弱く、陽電子を押し戻すことはありませんでした。

7. 陽子逆流モデル

上記の議論から、星表面から加速される電子流とペアプラズマのみでの電場遮蔽は難しいことがはっきりしました。そこで我々は新たな自由度をこの系に付け加えることで、問題の解決を図りました⁵⁾。新たな自由度とは、陽子の逆流です。

赤道方向の磁気圏には、図5に示されているような、共回転磁気圏と呼ばれる閉じた磁力線の領域があります。中性子星が誕生したときに、一部のガスは共回転磁気圏に閉じ込められ、パルサーの周りを回転していると考えられます。我々はこの中のプラズマが陽子の供給源になると考えました。

共回転磁気圏とパルサー風の境界には、密度勾配があるでしょう。図6にあるように、プラズマに密度勾配があるときは、反磁性電流と呼ばれる電流が流れます。この電流をエネルギー源として、二流体不安定性のときと同様に、電流の流れる方向に進む電場の波動（ドリフト波）が成長し

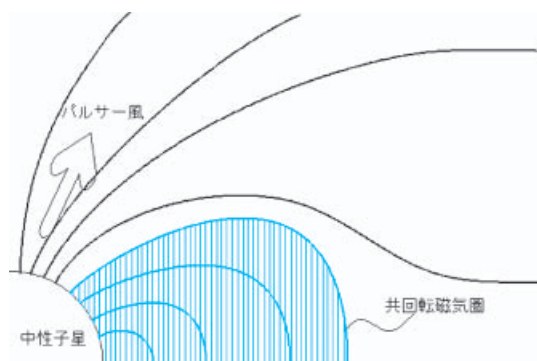


図5 パルサー風が吹く領域と、共回転磁気圏。共回転磁気圏中の粒子は磁力線によって閉じ込められている。

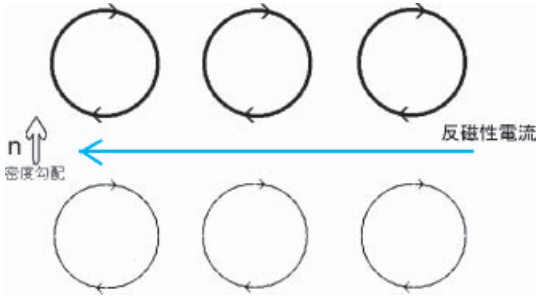


図 6 反磁性電流。磁場は紙面に垂直。磁力線の周りを粒子が回転するので、微視的に見ると円電流が流れている。密度が一定であれば、上下の領域で電流が打ち消し合うが、上の領域の密度が濃いと、左向きの電流が勝り、図のような電流が流れる。

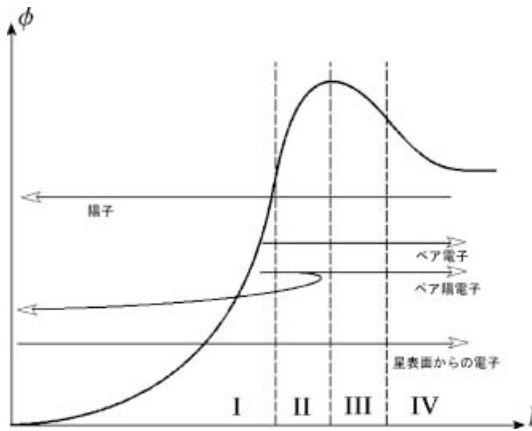


図 7 陽子逆流モデルにおける平行電場のポテンシャル ϕ (縦軸)。横軸 l は星の表面からの高度。 ϕ の傾きにマイナスを掛けたものが電場。低速の陽子が陽極を外側に作る。内側では電場で加速され、密度が下がり、電子過剰状態が維持される。ペアプラズマの流れは、ポテンシャルの形を非対称にし、外側のポテンシャルを十分高く保つ。

ます。この現象をドリフト波不安定性と呼びます。このようにして成長した電場は粒子の運動を乱すので、プラズマ中の粒子は密度の薄い方向に拡散していきます。以上の過程で、共回転磁気圏から染み出した陽子が、パルサーの北極に流れ込む場合を考えてみましょう。このモデルの概念図は図 7 にまとめられています。

1次元の近似では、粒子の密度は速度に反比例します。交通渋滞のときには車の間隔が狭まり、密度が高くなるのと同じです。外側での陽子の逆流は光速よりも十分遅いと仮定します。厳密には、この領域にも小さな振幅の電場の波があり、陽子は加減速を繰り返しているのですが、平均速度が光速よりも十分遅く、陽子による正の電荷は電子や陽電子と打ち消し合って、電荷密度は GJ 密度に一致しています。陽極が必要な位置では、陽子の速度が最も遅くなり、大きな正の電荷密度を実現します。陽子が平行電場のある領域に流れ込むと、電場により星の表面方向へ加速され、光速に近づきます。この結果、陽子逆流の密度が落ちるために、電子の電荷が勝り、陰極が形成されます。

一方、ペアプラズマの陽電子の一部は星表面に戻り、電子はすべて外側へ抜けていきます。この結果、ポテンシャルの形に非対称性が生まれ、図 7 にあるようなポテンシャルが実現されます。

陽子ではなく、陽電子の逆流でも同じことができますと考えるかもしれません。しかし、陽電子は軽いので、想定されている電場中ではすぐに加速され、速度を光速より遅く保つことがたいへん難しいのです。重い陽子は電場中でも速度がゆっくりと変化するので、結果として十分な陽極を作ることができるのです。

8. 電波放射

陽子の逆流は、電場を遮蔽できるだけではなく、パルサーからの電波放射を説明することもできます。パルサーから放たれる電波放射は非常に明るく、単純なシンクロトロン放射や曲率放射では説明できません。多くの研究者は、ここでもプラズマ粒子の集団の効果（コヒーレントな過程）が効いていると考えています。先ほど説明した、二流体不安定性などで、プラズマ中に波動が励起されると、その波長程度のスケールで、粒子の密度にムラムラが生じます。波が十分に成長でき

れば、粒子の塊がいくつもできるでしょう。1個の塊の中に N 個の粒子があるとき、それは電荷 Ne をもつ、巨大な一粒子とみなせます。この粒子群からの放射の明るさは N^2 に比例します。1個1個の粒子が独立に光った場合、明るさは N 倍にしかならないので、粒子群を束ねることにより、放射効率が上がることがわかります。

ほかにも電波放射をコヒーレントな過程で説明するモデルはいくつかありますが、上記のものが最も簡単なモデルでしょう。しかし、プラズマに波動を励起させる方法はよくわかっていません。

陽子の逆流があると、ペアプラズマとの二流体不安定性により、極めて短い時間スケールで波を励起させることができます。我々のモデルに対し、励起される波の波長を評価し、それを光の振動数に換算しますと、ちょうど 100 MHz となり、観測されている電波の特徴的な振動数と一致します。

9. おわりに

我々のモデルは、パルサーにおける電場の遮蔽と電波放射を説明できましたが、これが決定版だというわけにはいかないでしょう。ほかの可能性も探らなくてはなりません。いずれにせよ、パルサーの問題を解決するには大局的な磁気圏の構造をまじめに考えなくてはならないようです。極付近からパルサー風が吹く一方、電流を閉じさせるために、電子の一部は星表面に戻ってきているでしょう。このようにパルサー磁気圏のプラズマの流れはたいへん複雑でしょうから、陽子の逆流が実現できるかどうか、大局的な構造に関わって

きます。

パルサーの物理はたくさんの未解決問題を抱えています。一つ一つの物理はシンプルですが、その組み合わせがたいへん複雑ですし、プラズマ不安定性の物理などとも関連し、たいへん興味深い分野です。一見簡単そうな対象に潜む奥深さを感じていただけたら幸いです。

参考文献

- 1) 柴田晋平, 1993, 天文月報 86(6), 250
- 2) Shibata S., Miyazaki J., Takahara F., 1998, MNRAS 295, L53
- 3) Shibata S., Miyazaki J., Takahara F., 2002, MNRAS 336, 233
- 4) Asano K., Takahara F., 2004, A&A 416, 1139
- 5) Asano K., Takahara F., 2004, A&A 428, 139

Electromagnetics in Rotation-Powered Pulsar
Katsuaki ASANO
Division of Theoretical Astronomy, National Astronomical Observatory of Japan, 2-21-1 Osawa Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan

Abstract: An electric field parallel to the magnetic field line in the pulsar magnetosphere leads to the pulsar wind. We explain difficulties to establish a model with a consistent electric field. If there is a proton counterflow in the magnetosphere, it can provide an anode to make such an electric field. In addition, the proton counterflow is suitable for reproducing bright radio emission from pulsars.