

成果に関連して出版、もしくは印刷、投稿中の論文リスト

(1) このプロジェクト（同様の過去のプロジェクトも含む）での成果 学術論文

- "A Particle Simulation for the Global Pulsar Magnetosphere: the Pulsar Wind linked to the Outer Gaps"
Tomohide Wada and Shinpei Shibata
2007 MNRAS, 376, 1460W

(2) これまでのプロジェクトの今年度中の成果

成果の概要

1967年のパルサー発見以来、パルサーは強く磁化（表面磁場強度 10^{12} gauss）し、高速回転（ $\sim 10^{-2} - 0.1$ Hz）する中性子星であることがわかっている。しかしながら磁気圏内の粒子加速の仕組みは理解されていない。パルサーの回転エネルギーがどのようにガンマ線のビームと相対論的な電子陽電子プラズマに変換されているのかということが主要な問題である。粒子加速が生じるとガンマ線を放射し、ガンマ線は引き続いて豊富な電子陽電子プラズマを発生させるが、そのなかで磁力線に沿った電場が維持されていると考えられている。一方、生成された電子陽電子プラズマはパルサー風として磁気圏から流出する。これらの過程を追跡するには数万体以上の粒子を用いた磁気圏全体のグローバルシミュレーションが必要である。我々のモデルにおいて磁気圏は軸対称にとり、磁場は双極磁場を仮定する。磁気圏電流による磁場を考慮しない。これは電子陽電子プラズマが少ない場合に consistent である。グローバル粒子シミュレーションにより中緯度に定常的に電子陽電子対を持つ Gap を維持し、粒子のアウトフローを持つ磁気圏解を得た。

磁気圏モデル

我々のシミュレーションは粒子の運動と電磁場を交互に解いて self-consistent な構造を見つける。この方法は PIC に似ている。しかし、軸対称定常の解を見つけたいので電磁場は最初から定常の Maxwell 方程式 ($\partial/\partial t = 0$) の解を用いている。したがって iteration の途中過程は必ずしも時間発展を意味しない。最終的に電磁場と粒子の分布が self-consistent な状態がえられればそれが定常解である。したがって時間変動を無視した電場の計算は単にクーロン電場の重ね合わせである。我々のシミュレーションにおいて計算量が最も多くなるのは、磁気圏内の空間電荷密度から電場を計算する部分である。この問題を解決するために我々は重力多体問題専用機 (GRAPE) を用いる。GRAPE-6 では質量の記憶において負の符号ビットを持っているので、重力場のかわりに多数の粒子のクーロン場の重ね合わせを非常に高速に行うことが可能になり、電場の計算が高速に行えるというメリットを得る。

パルサーのグローバルな構造を我々は計算しようとする。その結果、通常の PIC によるプラズマの計算と違い、以下のふたつのプロセスで粒子の生成を考えなければならない。

計算領域の中央に中性子星を置き回転させる。このとき導体表面に現れた表面電荷には非常に強い電気力が働き、仕事関数のポテンシャルバリアを破って回りの空間に荷電粒子が飛び出して行く。このように星表面からの粒子の放出を扱わなければならない。もうひとつの過程は電子陽電子対生成である。磁気圏で粒子が高いエネルギーに加速されると制動放射によって高エネルギーの光子が放出される。この光子は中性子星の強い磁場か中性子星から出る低エネルギーの光子と相互作用をして電子陽電子対を発生する。

シミュレーションの初期条件として、真空中に置かれた一様に磁化した導体球を計算領域の中央に置く。

我々の磁気圏モデルにおいて磁気圏の磁場は dipole を仮定する。

$$\mathbf{B} = B_0 \left(\frac{R}{r} \right)^3 (\cos \theta \mathbf{e}_r + \frac{1}{2} \sin \theta \mathbf{e}_\theta) \quad (1)$$

ここで θ は colatitude である。この論文では磁場の変形は無視し、磁気圏全体に渡って dipole であるとする。また導体の仮定によって星表面は共回転ポテンシャルになる。

$$\phi_{\text{co}}(\mathbf{R}) = \frac{B_0 \Omega R^2}{2c} \sin^2 \theta + \text{constant} \quad (2)$$

ここで R は星表面の位置ベクトルを表し、 $R = |\mathbf{R}|$ は星の半径である。定数は系の正味の帯電量を表すフリーパラメータである。Jackson のモデルに沿うならば真空中において $Q_{\text{sys}} = B_0 \Omega R^3 / (3c)$ となる。磁気圏内の静電ポテンシャルは星表面で連続でこの値になるように決定する。真空中において境界条件 (2) を満たすラプラス方程式の解は

$$\phi_v = \phi_1 + \phi_4 \quad (3)$$

$$\phi_1 = \frac{Q_{\text{sys}}}{r} \quad (4)$$

$$\phi_4 = -\frac{B_0 \Omega R^5}{6cr^3} (3 \cos^2 \theta - 1) \quad (5)$$

である。これにより電場は

$$\mathbf{E}_v(\mathbf{r}) = -\nabla \phi_v = \mathbf{E}_4(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) \quad (6)$$

$$\mathbf{E}_4(\mathbf{r}) = -\frac{B_0 \Omega R^5}{2cr^4} (3 \cos^2 \theta - 1) \mathbf{e}_r - \frac{B_0 \Omega R^5 \sin \theta \cos \theta}{cr^4} \mathbf{e}_\theta \quad (7)$$

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) = \frac{Q_{\text{sys}}}{r^2} \mathbf{e}_r \quad (8)$$

である。磁場と電場の内積は

$$\mathbf{E}_v \cdot \mathbf{B}_d = -\left(\frac{\Omega R}{c} \right) \left(\frac{R}{r} \right)^7 \cos^3 \theta + \frac{B_0 R^3 Q_{\text{sys}}}{r^5} \cos \theta \quad (9)$$

星表面では電荷を引き出すような磁力線に沿った電場がある。星表面で荷電粒子の自由放射を仮定するとこの沿磁電場によってプラズマは星表面から引き出される。引き出された粒子は磁力線にトラップされながら加速し、星の持つ誘導起電場をシールドしようとする

る。もし、星表面で沿磁電場がシールドされると粒子の放出は止まる。このとき表面電荷密度は

$$\sigma_{\text{GJ}} = \frac{3}{8\pi} \frac{B_0 \Omega R}{c} \sin^2 \theta \quad (10)$$

になる。

以上のスキームにしたがって、粒子の運動と粒子による電場の決定を反復的に計算し、定常解を求めた。数値計算は $Q_{\text{sys}} = B_0 \Omega R^3 / (3c)$ 、 $Q_m = 0$ の真空から出発し、適当な時間ステップ毎に表面電荷を粒子に置き換える。我々のシミュレーションでは星表面において実際の表面電荷密度が ρ_{GJ} にたいして持つずれの分を粒子に置き換えている。磁気圏粒子の電荷と質量は (1) 必要な総電荷を計算可能な粒子数で実現し、(2) ジャイロ半径を十分小さくする、(3) 計算時間を現実的なものに抑える、という条件から決められる。国立天文台 GRAPE-6 を用いた我々の計算では規格化された値で粒子の単位電荷量 $q = 10^{-5}$ 、質量 $m = 10^{-10}$ であった。さらに粒子数を増やした $q = 10^{-6}$ 、質量 $m = 10^{-11}$ の場合の結果についてもテスト計算を行った。規格化はパルサーの表面磁場強度 B_0 、パルサーの半径 R 、光速 c で行う。シミュレーションにおける典型的な粒子数は 10^5 であった。

今回の計算ではペアクリエーションのプロセスを解くことはしない。ペアクリエーションの平均自由行程が磁気圏サイズに比べ十分小さいことから、近似として計算領域内の沿磁電場の強さが E_{cr} を超える領域には電子陽電子を生成させ、磁気圏が定常になるまで計算を進めた。

以下の計算で電子陽電子対を抑制した場合、正電荷の赤道ディスクと負電荷の極ドームを持つ静的な磁気圏解 (Krause et al 1985a [2]、Krause et al 1985b [3]) を再現するだろう。ヌル面の周りに形成されたギャップは電子陽電子対生成に対して不安定である：ギャップに侵入した粒子は沿磁電場により加速され、曲率放射によるガンマ線を放射し、放射されたガンマ線は磁気対生成または星表面からの X 線光子との衝突によって電子陽電子対を生成する。発生した電子陽電子対は静的な電荷雲を成長させる。成長した電荷雲が光円柱に到達すると放射の反作用による $F_{\text{rad}} \times B$ ドリフトが起こり、正電荷は磁力線を横切って外へアウトフローとなり、負電荷は内へ入り込んで循環する。正電荷の損失によって系の帯電量は中性なり、正負のアウトフローが生じて定常になるだろう。

粒子の運動の解法

各粒子の運動は相対論的な運動方程式

$$\frac{d\mathbf{p}_i}{dt} = q_i [\mathbf{E}(\mathbf{r}_i) + \boldsymbol{\beta}_i \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_i)] - \frac{2}{3} \frac{q_i^2}{R_c^2} \gamma^4 \mathbf{p}_i \quad (11)$$

を Runge-Kutta 法により数値積分することによって容易に計算できる。ここで第三項は曲率放射の反作用である。我々のシミュレーションでは磁力線に沿って加速された粒子の放射による反作用を考えている。双極磁場の磁力線に沿った曲率半径は

$$R_c = \frac{[4 - (\varpi/r)^{3/2}] r^2}{3[2 - (\varpi/r)^2] \varpi} \quad (12)$$

である。ひとつの磁力線に沿って

$$\frac{\varpi^2}{r^3} = \frac{1}{r_{\text{eq}}} = \text{const} \quad (13)$$

であるから (r_{eq} は赤道と交わる半径)、これを代入すると

$$R_c = f \frac{r^2}{3\varpi}, \quad \text{with } f = \frac{(4 - 3r/r_{\text{eq}})^{3/2}}{2 - r/r_{\text{eq}}} \quad (14)$$

ここで $r/r_{\text{eq}} \in [0, 1]$ について高々 $1 \leq f \leq 4$ しか変化しないから我々のシミュレーションでは粒子の曲率半径は近似として $R_c = 4r^2/(3\varpi)$ で与えた。ここで注意しなければならないのはこの力はシミュレーションで用いられる super particle に対する力である点である。光円柱付近でローレンツ力と放射の反力がつりあうようなローレンツ因子を評価すると

$$\gamma = \left(\frac{3 B_0 \Omega R^3}{4 qc} \right)^{-1/4} \quad (15)$$

である。これがパルサーの有効起電力に相当するローレンツ因子

$$\gamma_{\text{max}} = \frac{q \Delta \phi_{\text{eff}}}{mc^2} = \frac{q}{mc^2} \frac{B_0 \Omega^2 R^3}{2c^2} \quad (16)$$

に対してどれくらいの割合になっているかを評価すると周期 0.1s のパルサー磁気圏で電子に対して $\gamma/\gamma_{\text{max}} = 0.05$ を得る。つまり有効起電圧の 5% 程度の加速で放射の反作用は重要となる。我々の粒子シミュレーションでは $q = 10^{-5}$ 、 $m = 10^{-10}$ 、星の回転角速度を $\Omega = 0.2$ にとった。このパラメータ選定に対して $\gamma/\gamma_{\text{max}} = 0.008$ である。放射の反作用はこのパラメータではやや過大評価されていることになる。

電場の解法

我々の計算では、磁気圏内の空間電荷は多数の粒子によって表される。つまり、シミュレーションに用いる荷電粒子の位置を \mathbf{r}_i 、電荷を q_i としたとき、空間電荷密度は

$$\rho_m(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^n q_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \quad (17)$$

で表される。ここで n は粒子の総数である。この空間電荷が磁気圏に作りだす電場で (2) の条件を満たすものは、磁場も回転もない導体球の回りに空間電荷密度 ρ_m があつた場合の電場とパルサー磁気圏が真空であつたときの電場の重ね合わせで得られる。つまり、磁気圏内のスカラーポテンシャルおよび電場は

$$\phi = \phi_m + \phi_v \quad (18)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m + \mathbf{E}_v \quad (19)$$

ここで $r \geq R$ に対し磁気圏の電荷分布の寄与は

$$\phi_m(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^n q_i \left[\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|} - \frac{R/r_i}{|\mathbf{r} - (R/r_i)^2 \mathbf{r}_i|} - \left(1 - \frac{R}{r_i}\right) \frac{1}{r} \right] \quad (20)$$

$$\mathbf{E}_m(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^n q_i \left[\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|^3} - \frac{R}{r_i} \frac{\mathbf{r} - (R/r_i)^2 \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r} - (R/r_i)^2 \mathbf{r}_i|^3} - \left(1 - \frac{R}{r_i}\right) \frac{\mathbf{r}}{r^3} \right] \quad (21)$$

である。それぞれ第一項目は空間電荷による項、第二項は鏡像電荷による項、第三項は $\nabla \cdot \mathbf{E}_m$ より生じる全電荷を 0 にするためのミラー電荷による項である。

磁気圏内に電荷が分布するとき、

$$Q_m = \sum_{i=1}^n q_i \quad (22)$$

磁気圏 (計算領域) の総電荷である。

ポテンシャルは星の表面で

$$\phi(R) = \frac{B_0 \Omega R^2}{2c} \left(\sin^2 \theta - \frac{2}{3} \right) + \frac{Q_{\text{sys}}}{R} - \frac{Q_m}{R} + \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{r_i} \quad (23)$$

となり境界条件 (2) を満たす。

一般にこの解は星表面に表面電荷を持つ、それは次式で与えられる。

$$\sigma = \sigma_m + \sigma_v \quad (24)$$

ここで

$$\sigma_v = \frac{B_0 \Omega R^3}{8\pi c R^2} (3 - 5 \cos^2 \theta) + \frac{Q_{\text{sys}}}{4\pi R^2} \quad (25)$$

$$\sigma_m = \sum_{i=1}^n q_i \left[\frac{1}{4\pi R} \frac{R^2 - r_i^2}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}_i|^3} - \frac{1}{4\pi R^2} \left(1 - \frac{R}{r_i}\right) \right] \quad (26)$$

である。

結果

磁気圏が定常にいたるまでの子午面内で電荷分布の変化のする様子を figure 1-3 で描いた。赤い点は正電荷、青い点は負電荷である。点線は双極磁場の磁力線を表す。我々のシミュレーションでは光円柱は $R_1 = 5R$ になるようにしている。図のベクトルは正負の電荷によって作られる荷電粒子の流れのパターンを表している。

figure 4 は定常状態における赤道面付近の拡大図である。phase 1: Outer gap から出た陽電子は、計算の初期の段階では、赤道ディスクに蓄積しディスクを光円柱に向かって成長させる。成長した電荷雲が光円柱へ到達する。この赤道ディスクは super-rotation を示し、光円柱に達する前にローレンツ因子が増加する ($\sim 0.8R_1$)。ローレンツ因子が増大し放射の反作用が効くような値 (15) に達すると方位各方向の放射反作用に対して、半径方向のドリフトが起こり、閉じた磁場を横切った outflow が起こる。一方、Outer gap から

出た電子は星に達し吸収されるが、同等の電子が polar cap 領域から放射されることになる。このため電子ドームは上方に向かって成長し、外縁部は光円柱に達する。負電荷の雲は星近傍では共回転を示すが、光円柱近傍では $\beta_\phi = 0.5$ 程度の方位各方向の速度を持ち、 $1.5R_1$ まで広がると方位角方向の加速 (E_\perp 加速) の効果でローレンツ因子が増大し、放射の反作用が重要になってくる。方位角方向の放射の反作用によるドリフトにより磁場を横切り赤道方向に向かって運動する。磁場を横切った運動によりさらにエネルギーを獲得する。この運動は Rylov([4]) によって解析された電子の trajectory とよく一致する。我々のシミュレーションでは電子は赤道面近くまで広がってから戻ってきている。

phase 2: 正電荷のアウトフローにより系の帯電量は中性に近付き、負電荷のドームはさらに成長する。成長した負電荷のドームは計算外部領域まで到達し極軸付近からは負電荷のアウトフローも生じる。中緯度では正負の電荷の混合したポロイダル電流ループができる。

phase 3: 磁場は閉じたままであるが磁気面を横切った際に得るエネルギーによって、遠方では粒子の運動エネルギーは位置エネルギーよりも大きくなる。外部境界付近で粒子の速度は外向きであり、エネルギー的にも無限遠に到達可能になっている。最終的に正負の電荷のアウトフローがつり合い系は定常となる。またこのとき、定常にペアを発生するギャップが維持されている。

定常状態における粒子のトロイダル方向の速さとローレンツ因子を figure 5 で描いている。

定常状態になるとヌル面近傍のギャップでの電場強度は光円柱磁場強度の 20% 程度になる。このときの沿磁電場強度分布は figure 6 に描かれている。ギャップでは定常的に電子陽電子対が生成されるが、ギャップの電場は完全にはスクリーンされず維持されている。この領域は、電場と対生成プロセスを矛盾なく解いた Outer gap model(Takata) に同定される。電子陽電子対がオンセットすると、ギャップはサイズ・電場強度ともに縮小する。星の表面近傍のギャップは埋められ、沿磁力線電場のピーク位置は $\sim (0.5R_1, 0.3R_1)$ に位置する。

極領域の電子の内、約半分は高緯度側の磁場に沿って outflow となって系から抜けていくが、残りの低緯度側の電子は赤道方向にドリフトしやがて星に戻っていく。この運動は Jackson([1]) によって指摘されている。

赤道領域から出た陽電子の一部は磁場を横切ったドリフトをしながら高緯度に移動し、極の負電荷のドームに侵入し星に到る。極領域では電子と陽電子の対抗した流れが結果的に生じる。極軸付近の動径方向に沿った電位は figure 7 に描かれている。極軸に沿ったドーム領域の電場は、ほとんどシールドされている: 極軸付近の電位はドーム内ではほとんどゼロである。ただし、電子が無限遠に流れでるため、極軸付近の電位はわずかに負であり、ごくわずかの内向きの電場が電子を外に押し出している。

定常解では $Q_{\text{sys}} \sim 0$ なので、極の電位は

$$\phi = - \left(\frac{B_0 \Omega R^2}{3c} \right) - \frac{Q_m}{R_m} \quad (27)$$

になる。定常状態では、 $R_m \sim R$ で $Q_m \sim -B_0 \Omega R^2 / 3c$ 、つまり、磁気圏は電子過剰になっており、結果的にはほぼ極上の電位がゼロになっている。上記からのごくわずかのバランスのずれが、わずかの極の負電位を作っている。

定常状態の星表面における電位を figure 8 で描いた。極のすぐ上に電位のドロップを見出した。粒子サイズの有限性からでてくる人工的なギャップについては定量的に評価でき、対応する現象も確認しているが、この電位差はそれより数倍大きく、かつ、極冠 ($\theta \sim 10^\circ$) だけに生じる。

figure 9 は定常磁気圏の子午面内の E/B 強度分布と電磁場のベクトルマップである。光円柱の内側 ($\sim 0.8R_1$) の赤道面付近に $E > B$ の領域が表れた。この領域は系の正味の帯電量には依存せず、グローバルな電荷分布に依る。

我々のシミュレーションで得た磁気圏の Gap の構造は計算手法に大きく依存していると考えられる。今後も粒子シミュレーションを推し進めより詳細な磁気圏構造の解明を行いたい。

参考文献

- [1] Jackson, E. A., “A NEW PULSAR ATMOSPHERIC MODEL. I. ALIGNED MAGNETIC AND ROTATIONAL AXIES”, 1976, ApJ, 206, 831.
- [2] Krause-Polstorff J., Michel F. C., “Pulsar space charging”, 1985a, A& A, 144, 72
- [3] Krause-Polstorff J., Michel F. C., “Electrosphere of an aligned magnetized neutron star”, 1985b, MNRAS, 213, 43
- [4] Rylov Yu. A., “ON THE ELECTRON CAP SHAPE OF A ROTATING NEUTRON STAR WITH A STRONG MAGNETIC FIELD”, 1977, AA& SS, 51, 59

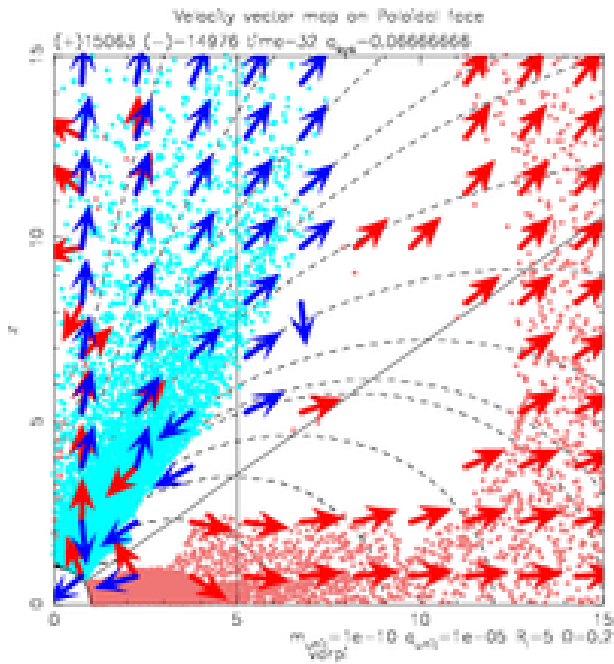


図 1: phase 1

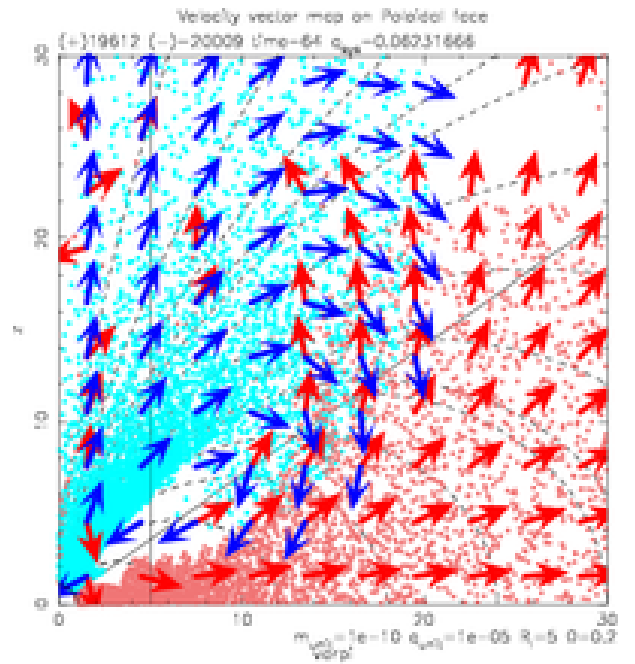


図 2: phase 2

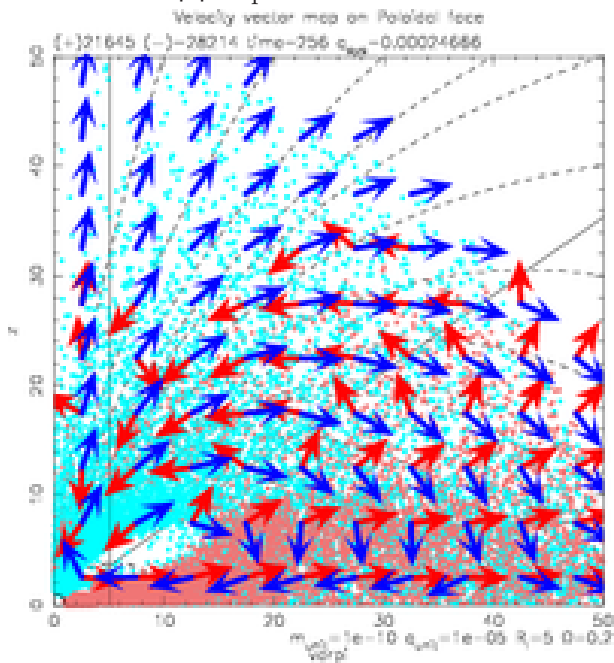


図 3: phase 3

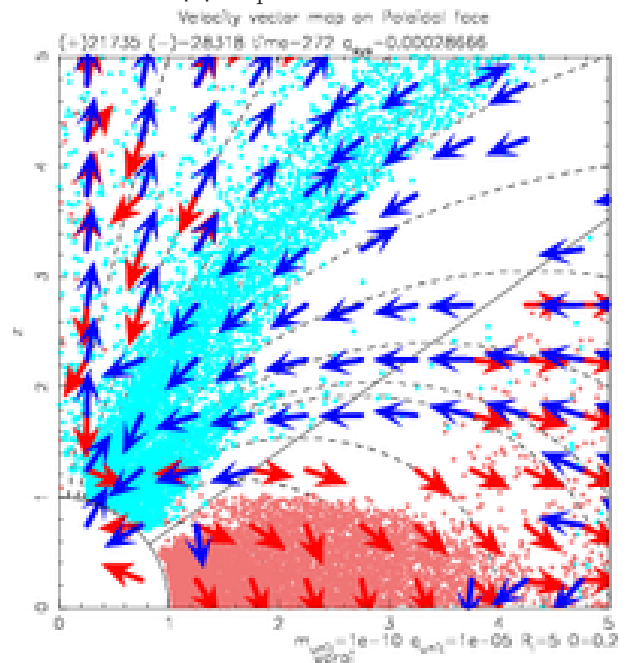


図 4: phase 3 の拡大図

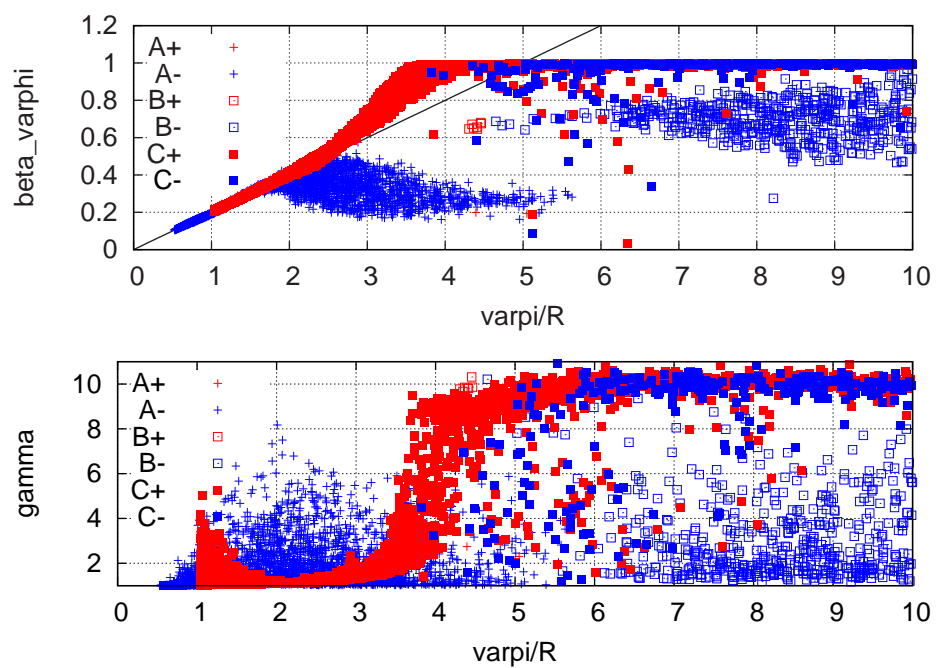


図 5: 定常状態の粒子のトロイダル方向の速さ (上段) とローレンツ因子 (下段)。横軸は粒子の円柱座標の動径を表す。粒子を取り出した領域は A: $\theta = 30^\circ\text{-}35^\circ$ 、 $r = 1\text{-}10$ B: $\theta = 45^\circ\text{-}60^\circ$ 、 $r = 5\text{-}50$ C: $\theta = 85^\circ\text{-}90^\circ$ 、 $r = 1\text{-}50$ である。

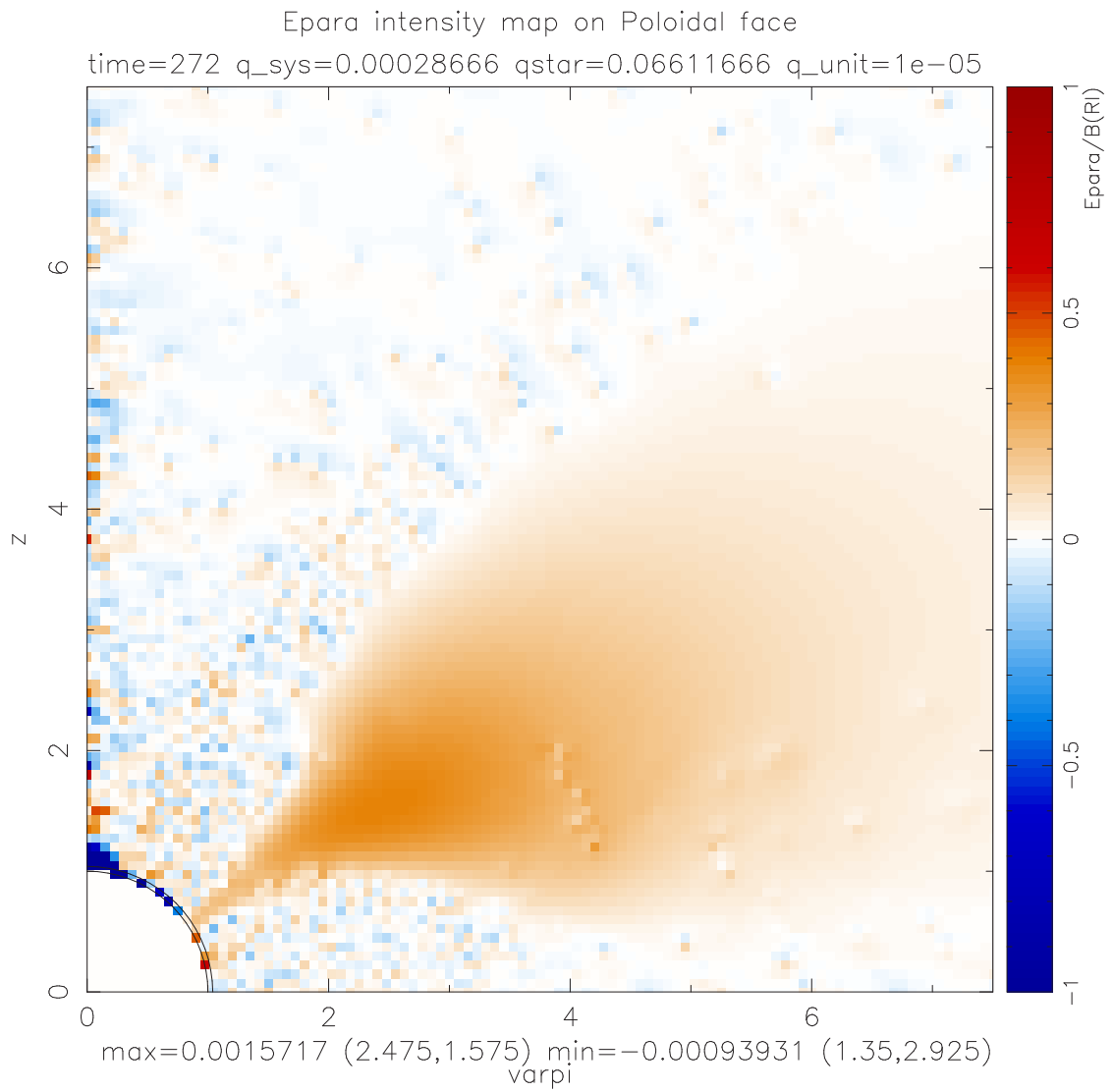


図 6: 定常状態における沿磁電場強度分布。赤は $E_{\text{parallel}} > 0$ 、青は $E_{\text{parallel}} < 0$ を表す。強度は光円柱磁場強度で規格化されている。

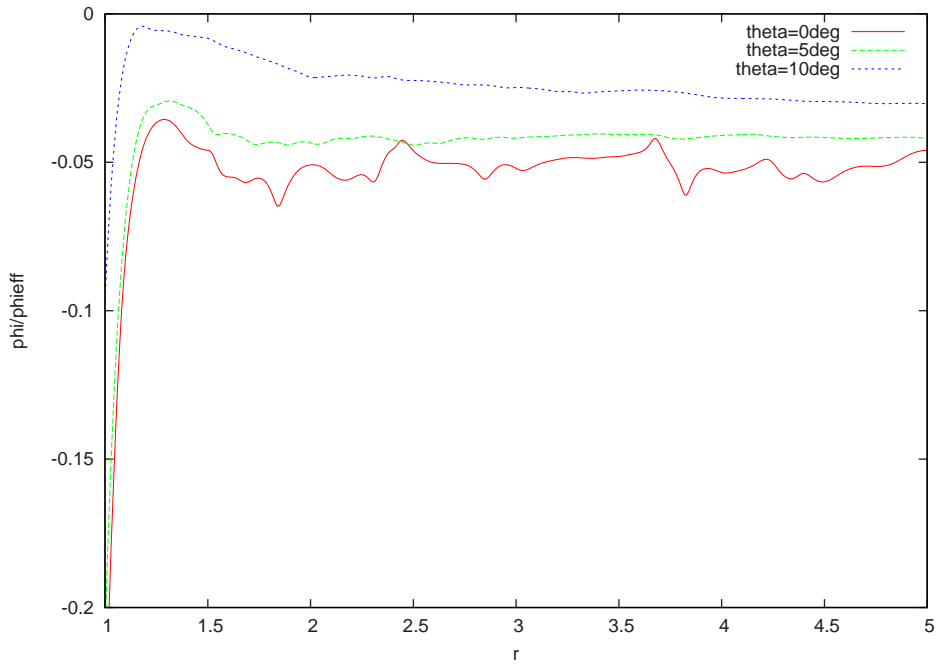


図 7: 極軸付近の $\theta = 0^\circ$ 、 $\theta = 5^\circ$ 、 $\theta = 10^\circ$ 動径方向に沿った電位。横軸に星の半径で規格化された動径の長さ、縦軸に有効電位差で規格化した電位をプロットしてある。

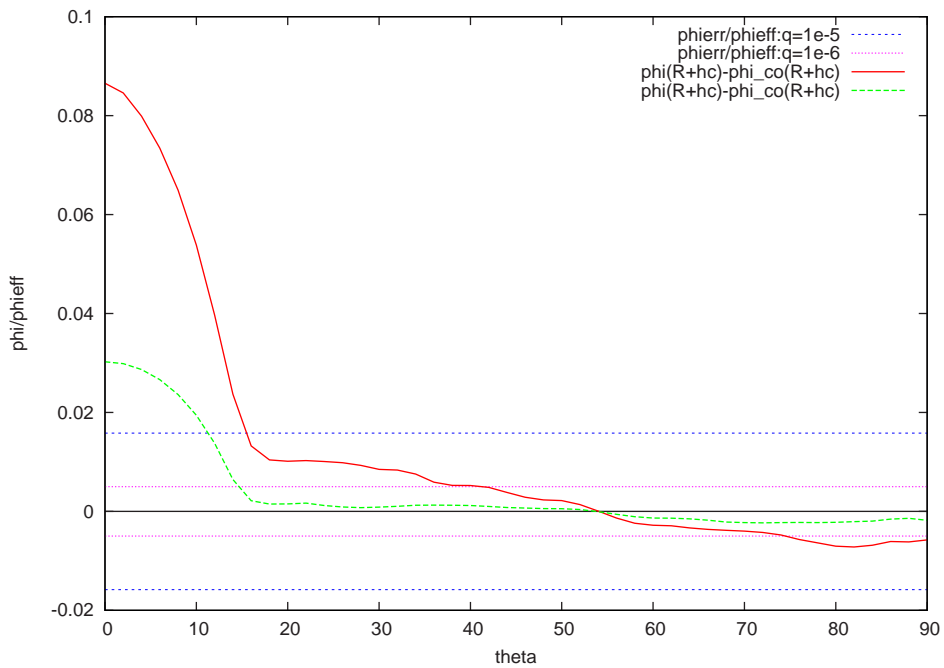


図 8: 定常状態の星表面における電位。横軸は colatitude で縦軸は有効電位差で規格化した電位である。青線とピンクの線は $q = 10^{-5}$ 、 $q = 10^{-6}$ の場合における誤差を表す。赤は $q = 10^{-5}$ の場合の電位、緑は $q = 10^{-6}$ の場合の電位である。

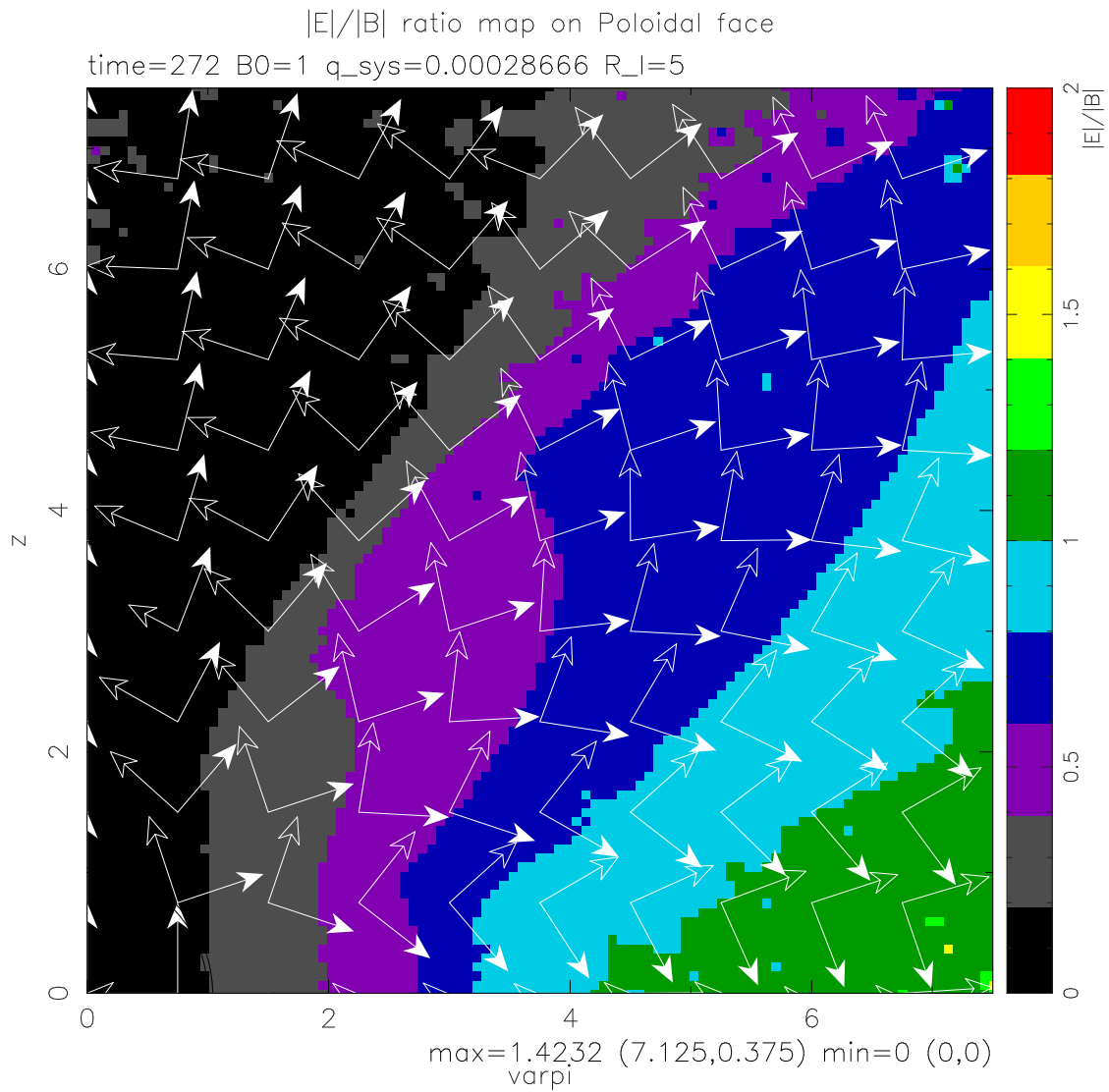


図 9: 定常磁気圏の子午面内の E/B 強度分布と電磁場のベクトルマップ。カラーは E/B の強度比を表す。白抜きは矢印は電場の向き、白矢印は磁場の向きを表す。