多重極磁場と強力な内部磁場を伴ったマグネターの磁場構造

藤澤幸太郎* 東京大学総合文科研究科(東大駒場)

2012年8月2日

Abstract

中性子星の定常的な磁場構造の計算の解を系統的に解析し,中性子星が星の内部に強力なトロイダル磁場 を持てる条件を探った.その結果,いままで求められていたいずれの解においても,大局的なポロイダル磁場 を作るトロイダル電流とは逆向きの電流が星の表面付近に存在する時,星の内部のトロイダル磁場が特に強く なっていることが明かになった.

この結果を元に考えると、トロイダル磁場が卓越している原始中性子星の定常状態は、表面付近に逆向き の電流を伴っていることになる.この逆向きの部分がやがてクラストとなりコアよりも早く磁場が散逸すると 考えると、クラスト底面に逆向きの表面電流が発生する.このことはクラスト底部に大きな力が加わっている ことを示しており、クラストがこの力を支え切れなくなると主にコア部分のトロイダル磁場を放出しバースト を行うと考えられる.一方で、トロイダル磁場が弱い原始中性子星は逆向きの電流はなく、コア部分にトロイ ダル磁場もほとんどなくこのようなことは起きない.通常の中性子星とマグネターの違いは、星の内部の磁場 構造の違いであると考えることができる.

1 Introduction

中性子星はパルサーとして観測される.パルサーの周期は極めて正確であるが,さらに精密に観測することに よってその周期の減少を求めることができる.この回転周期の減少を,磁気双極子放射によるものであると仮定 すると,パルスの周期(P)とその減少(P)から,中性子星表面での磁場の強さが分かる(Harding & Lai 2006).

$$B_s = \left(\frac{3Ic^3 P\dot{P}}{2\pi^2 R^6}\right)^{1/2} \sim 2.0 \times 10^{12} \mathrm{G} \left(\frac{\mathrm{P}}{\mathrm{1s}}\right)^{1/2} \left(\frac{\dot{\mathrm{P}}}{10^{-15} \mathrm{s}}\right)^{1/2}.$$
 (1)

ここで, R は星の半径, I は慣性モーメント, B_s は星の表面での磁場である.しかしながら,この方法で分かるのは磁場の双極子成分だけである.さらに高次の磁場成分による磁気放射は双極子放射に比べれば弱いため (cf. Kojima & Kato (2011)), 星表面付近には双極子よりも高次で強力な磁場が存在してる可能性がある.また,星内部に強力なトロイダル磁場が存在している可能性もある.最近見つかったマグネター SGR 0418+5729(Rea et al. 2010)は,この磁気双極子放射から見積もられる磁場が最大でも 7.5×10^{12} G 程度と弱い.そのため,マグネター的なバーストのエネルギーをまかなうために,磁気放射にそれほど寄与しない,高次の成分の磁場が,星内部のトロイダル磁場が存在してると考えられる.そこでここでは,星内部に強力なトロイダル磁場が存在してると考えられる.そこでここでは,星内部に強力なトロイダル磁場が存在してると考えられる.

軸対称を仮定すると,定常的な磁場構造を求めるためには,Grad-Shafranov (GS)方程式を解く必要がある.この方程式は磁力線関数に関する2階の楕円型方程式である(cf. Fujisawa et al. 2012).数多くの研究グループがそれぞれ独立にこのGS方程式を計算して,ポロイダル,トロイダル両方の磁場が入った定常解を計算しているが,磁場が星の内側から外側までなめらかに存在しているような状況の時には,トロイダル磁場が強くなるような解が求まっていない(Lander & Jones 2009; Ciolfi et al. 2009).そこでここでは,これらの先行研究の解を系統的に分類,解析し,星の内部でトロイダル磁場が強くなるために必要な条件を探る.

2 Result

まずは先行研究を解の特徴から 3 つに分類し,実際に解を求めて系統的な解析を行う.定常的な解は,主に摂動 的で一般相対論的な計算(Ioka & Sasaki 2004; Ciolfi et al. 2009)と非摂動的でニュートン的な計算(Tomimura

^{*}fujisawa @ ea.c.u-tokyo.ac.jp



Figure 1: それぞれの解のポロイダル磁場 (曲線) とトロイダル磁場 (色) を表している. 左から TE 解, GAL 解, IS 解である. トロイダル磁場は無次元化された値となっている. 全磁場エネルギー M とトロイダル磁場 のエネルギー M_t に比はそれぞれ $M_t/M \sim 0.01, \sim 0.2, \sim 0.66$ となっている.



Figure 2: それぞれの解のトロイダル電流密度 j_{φ} を表している.左から TE 解, GAL 解, IS 解である.GAL 解の表面の青い曲線は負 (逆向き)の表面電流を表している.

& Eriguchi 2005; Lander & Jones 2009) がなどあるが,ここではこれらの区別は行わず,境界条件と解の構造のみによって解を3つに分類する.それぞれの代表的な解を著者の名前を元に,TE解(Tomimura & Eriguchi (2005)), IS 解 (Ioka & Sasaki 2004), GAL 解 (Glampedakis et al. 2012) と呼ぶ.ここでは摂動的な方法 (cf. Ciolfi et al. (2009)) で,ニュートン重力,ポリトロープ N = 1 で双極子成分 $\ell = 1$ のみのものでそれぞれの解を計算した.また,いずれの解もトロイダル磁場が星の内側にのみ存在し,星の外側は真空であるとしている.それぞれの解は図 1 のようになる.

ここで,トロイダル磁場エネルギーを \mathcal{M}_t ,全磁場エネルギーを \mathcal{M} とすると,その比 $\mathcal{M}_t/\mathcal{M}$ はそれぞれ ~ 0.01 (TE 解),~0.2 (GAL 解),~0.67(IS 解)となった.

TE 解は,星の内側から外側まで磁場がなめらかに分布し,星の表面でも何の不連続も無い.一方の GAL 解は星の表面に磁場の不連続が生じており,表面電流が存在してる.IS 解は磁場が全ての領域でなめらかに なっているが,磁力線が星の内側で閉じている.Glampedakis et al. (2012) はこの解を IS 解と TE 解の中間 的な解であると指摘しているが,その理由については述べていない.そこで,ここではこのような大局的な磁 場を作っているトロイダル電流密度 J_o に着目する.

図2は、それぞれの解のトロイダル電流密度 j_{φ} である.赤が正の電流密度,青が負の電流密度である.今、 それぞれの解の大局的な磁場は、この正の電流によって生み出されている.TE解は電流密度が負になる領域 が存在していない.一方で、GAL解は星の表面に負の電流密度が存在している.IS解は、星の表面付近に負 の電流密度層が存在している.この結果から、星が内部に強いトロイダル磁場を持つためには、星の表面付近 に大局的な磁場を構成するトロイダル電流とは逆向きの、負のトロイダル電流が必要であることが分かった.

3 Discussion & Conclusions

今回の結果から,トロイダル磁場が強い定常解は,星の表面付近に逆向きの電流が存在していることが分かった.ここからマグネターの磁場構造に関して考えてみる.

マグネターの強力な磁場は,原始中性子星の時の強力な作動回転で増幅されたトロイダル磁場であると考え られる(Duncan & Thompson 1992; Thompson & Duncan 2001; Spruit 1999; Spruit 2002).よって,原始中 性子星の磁場はトロイダル磁場が優勢であると考えることができる.この原始中性子星の磁場が定常的な構造 にまで落ち着いたとすると,IS 解のような構造になっていると考えられる.一方で,それほど作動回転が強く ない通常の中性子星の磁場構造は,TE 解のような構造になっていると考えられる.原始中性子星が冷え,ク ラストが固まるとやがて磁場は長いタイムスケールで拡散していくと考えられている.特にクラスト部分では ホール効果がよく効き,磁場を効率よく減少させる(cf. Kojima & Kisaka 2012).

そこで,原始中性子星の磁場構造が IS 解のようなものであったとすると,クラスト部分の磁場はコア部分 磁場よりも早く拡散することになる.その結果,星の表面付近の逆向きの電流層が失われ,クラストとコアの 境界付近に,逆向きの表面電流の層が形成され,GAL 解のような構造となる.これは,クラスト底部にロー レンツ力がかかっていることを表している.やがてクラストがローレンツ力を支え切れなくなると,星の内側 に存在してるトロイダル磁場を支えることできなくなり,クラストが破壊されて主にトロイダル成分である磁 場が星の外に放出され,バーストを行うと考えられる.一方で,TE 解ではこのようなことは起きず,バース トもしないと考えることができる.このことから,通常の中性子星とマグネターの違いは,星表面での磁場の 強さだけではなく,星の内部の磁場構造の違いと考えることができる.

References

Ciolfi R., Ferrari V., Gualtieri L., Pons J. A., 2009, MNRAS, 397, 913

- Duncan R. C., Thompson C., 1992, ApJ, 392, L9
- Fujisawa K., Yoshida S., Eriguchi Y., 2012, MNRAS, 422, 434
- Glampedakis K., Andersson N., Lander S. K., 2012, MNRAS, 420, 1263
- Harding A. K., Lai D., 2006, Reports on Progress in Physics, 69, 2631
- Ioka K., Sasaki M., 2004, ApJ, 600, 296
- Kojima Y., Kato Y. E., 2011, ApJ, 728, 75
- Kojima Y., Kisaka S., 2012, MNRAS, 421, 2722
- Lander S. K., Jones D. I., 2009, MNRAS, 395, 2162
- Rea N., Esposito P., Turolla R., Israel G. L., Zane S., Stella L., Mereghetti S., Tiengo A., Götz D., Göğüş E., Kouveliotou C., 2010, Science, 330, 944
- Spruit H. C., 1999, A&A, 349, 189

-, 2002, A&A, 381, 923

- Thompson C., Duncan R. C., 2001, ApJ, 561, 980
- Tomimura Y., Eriguchi Y., 2005, MNRAS, 359, 1117