

(دریافت مقاله: ۱۳۸۹/۱۱/۲۳؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۰/۶/۲۴)

جدا از هم هستند، انتقال جرم نیز نمی‌تواند سبب تغییرات دوره تناوب مداری در همه دو تایی‌های نزدیک باشد. به دلایل مطرح شده محققین پیشنهاد کرده‌اند که فعالیت مغناطیسی حداقل یکی از همدم‌ها می‌تواند عامل تغییرات دوره تناوب باشد. یکی از مهم‌ترین تحقیقات در این زمینه توسط هال [۲] ارائه گردید. او ۱۰۱ سیستم نوع Algol را مورد مطالعه قرار داد و مشخص کرد که ۳۱ سیستم دارای تغییر دوره تناوب مداری حداقل دارای یک همدم با ناحیه همرفتی می‌باشند. از آنجا که همه ستارگان نوع Algol سرعت چرخش زاویه‌ای بالا دارند، می‌توان وجود چرخه دیناموی مغناطیسی را در این سیستم‌ها حدس زد [۲]. اپلیگیتا و پاترسون^۱ در سال ۱۹۷۸ بیان کردند که چون اندازه حرکت زاویه‌ای و نیروی لورنتس داخل ستاره همراه با چرخه مغناطیسی تغییر می‌کند، بنابراین گشتاور چهار قطبی

سیستم‌های دوتایی گرفتی جزء اجرام آسمانی هستند که به دقت می‌توان خصوصیات فیزیکی آنها را از طریق رصد به دست آورد. یکی از خصوصیات مهم قابل رصد در ستارگان دو تایی تغییر دوره تناوب مداری آنها است. بیشتر دوتایی‌های نزدیک فعال دارای تغییرات دوره تناوب هستند. تغییرات دوره تناوبی از مرتبه $\frac{\Delta p}{p} \approx 10^{-5}$ در ستارگان نوع Algol، در ستارگان دوتایی دسته RSCVn، ۷۴۷۱ Tauri و WUMa رصد شده است. الگوهای مختلفی برای توجیه این تغییرات پیشنهاد شده است. ساده‌ترین الگوها علل تغییرات دوره تناوب مداری را حرکت قطر بلند یا حضور جرم سوم می‌دانند. هر دوی این نظریه‌ها در رابطه با سیستم‌های نام برده با مشکلاتی مواجه می‌شود [۳]. مدل‌هایی نیز انتقال جرم بین دو همدم را عامل تغییرات دوره تناوب دانسته‌اند. به دلیل اینکه اکثر دوتایی‌های مذکور

۱. Applegate & Patterson

گرانشی نیز تغییر می‌کند [۶].

می‌نویسیم:

$$\Phi_{gr}^1 = -\frac{GM_1}{R} \left(1 + \left(\frac{2}{3} f - j_2 \right) P_2(\cos \theta) \right) \quad (4)$$

روش اپلیگیت میدان مغناطیسی را به صورت ثابت در سطح ستاره فعال در نظر می‌گیرد. در این تحقیق میدان مغناطیسی را در ستاره فعال بر اساس تئوری‌های دینامو به صورت دو قطبی-چنبره‌ای در نظر گرفته‌ایم و با استفاده از تغییر دوره تناوب، رابطه‌ای برای میدان برحسب زاویه قطبی به دست آورده‌ایم.

گرانش همدم دوم در سیستم‌های دو تایی بر تغییر شکل همدم اول اثر بسیاری دارد. این اثر را به صورت انرژی پتانسیل نوشته‌ایم:

$$\Phi_{gr}^2 = \frac{GM_2}{a} \sum_p \left(\frac{r}{a} \right)^n P_n(\cos \theta), \quad (5)$$

در رابطه بالا a شعاع مداری سیستم و M_2 جرم همدم دوم می‌باشد [۵].

تغییر دوره مداری سیستم‌های دو تایی در اثر تغییر چهار قطبی گرانشی رخ می‌دهد. عوامل فیزیکی که باعث این تغییر است را به صورت انرژی‌های پتانسیل معرفی می‌کنیم:

با توجه به اینکه انرژی پتانسیل چرخشی به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\Phi_{rot} = -\int_{r \sin \theta}^{\omega} \omega r \sin \theta d(r \sin \theta) \quad (6)$$

خواهیم داشت:

$$\Phi_{rot} = -\frac{1}{2} \omega^2 R^2 (1 - P_2(\cos \theta)). \quad (7)$$

انرژی پتانسیل گرانشی همدم فعال را با توجه به اینکه این انرژی دارای خاصیت بسط پذیری به شکل چند جمله‌های لژاندر می‌باشد، می‌توان آن را به شکل زیر نوشت:

$$\Phi_{gr}^1 = -G \frac{M_1}{r} \left[1 - \sum_p \left(\frac{R}{r} \right)^n j_n P_n(\cos \theta) \right], \quad (1)$$

در این رابطه M_1 جرم همدم اول، P_n چند جمله‌ای لژاندر و J_n گشتاور گرانشی چند قطبی مرتبه n می‌باشد. گشتاورهای گرانشی در واقع میزان اختلالات حاصله در پتانسیل گرانشی را به دست می‌دهد.

با فرض اینکه همدم فعال نسبت به صفحه استوا متقارن است جملات مرتبه فرد حذف خواهد شد.

به کمک هندسه بیضوی شعاع ستاره را با توجه به اینکه ستاره کرووی نیست، می‌توانیم به شکل زیر بنویسیم [۵].

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{R} \left(1 - \frac{2}{3} P_2(\cos \theta) \right) + O(f^2). \quad (2)$$

کمیت f پارامتر تخت بودن ستاره می‌باشد که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$f = \frac{R_{eq} - R_{pol}}{R_{eq}}$$

در این رابطه R_{eq} شعاع استوایی و R_{pol} شعاع قطبی است.

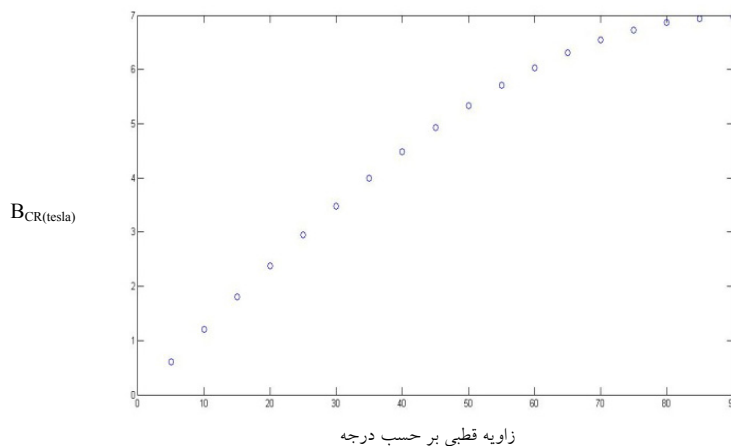
با استفاده از این رابطه انرژی پتانسیل گرانشی همدم اول را با در نظر نگرفتن جملات بالاتر از مرتبه ۲، به صورت زیر

مولفه شعاعی و چنبره‌ای میدان مغناطیسی قابل تبدیل به یکدیگرند. مولفه سمتی در اثر نیروهای شناوری به سطح صعود می‌کند با رسیدن به یک مقدار بحرانی (B_{crit}) منفجر شده مولفه قطبی را تولید می‌کند [۴]. با استفاده الگوی دینامو، پتانسیل را به شکل $A = (A_0 \cos \theta)$ در نظر می‌گیریم و ضرایب بسط میدان مغناطیسی را از طریق انتگرال‌گیری از رابطه زیر [۴].

$$C_l = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi B \sqrt{l+1} P_l(\cos \theta), \quad (8)$$

در بازه $\left[-\frac{\pi}{3}, \frac{\pi}{3} \right]$ به دست می‌آوریم (طبق نمودار پروانه‌ای) و به خاطر چهار قطبی گرانشی جملات مرتبه دوم را در نظر می‌گیریم. با توجه به تعریف انرژی پتانسیل مغناطیسی و با در نظر گرفتن یک ناحیه دو قطبی مغناطیسی در سطح ستاره و

استفاده از رابطه $\Phi_{mag} = -\mu \frac{A_\phi}{R}$ خواهیم داشت:



نمودار ۱. تغییرات میدان مغناطیسی برحسب زاویه قطبی برای سیستم CG Cyg.

برای اینکه این معادله مستقل از (θ) باشد، ضرایب $P_2(\cos \theta)$ را مساوی صفر قرار می‌دهیم، در این صورت گشتاور چهار قطبی گرانشی به صورت زیر در می‌آید:

$$j_2 = \frac{2}{3} f(1-m') - \frac{1}{3} m - \frac{M_2}{M_1} \frac{R}{a} \left(\frac{r}{a} \right)^2, \quad (12)$$

از رابطه فوق دیفرانسیل می‌گیریم تا تغییرات چهار قطبی گرانشی را به دست آوریم. فرض می‌کنیم قبل از شروع فعالیت مغناطیسی اثرات میدان مغناطیسی در تغییرات چهار قطبی گرانشی، نا چیز است:

$$\Delta j_2 = \frac{2}{3} f m' - \frac{1}{3} \Delta m - \frac{M_2}{M_1} \frac{R}{a} \left(\frac{r \Delta r}{a^2} \right), \quad (13)$$

با استفاده از روش اپلیگیت [۶] طبق رابطه زیر تغییرات چهار قطبی گرانشی به تغییر دوره تناوب مداری مربوط می‌شود:

$$\Delta p = \left(\frac{R}{A} \right)^2 \frac{12\pi}{\omega} \Delta j_2 P_2(\cos \theta), \quad (14)$$

در این رابطه Δp تغییر دوره تناوب مداری است.

با مرتب کردن رابطه (۱۴) می‌توانیم رابطه‌ای را برای B_{cr} (میدان مغناطیسی) به دست آوریم:

$$B_{cr} = \frac{3GM_1}{2fR\mu} \frac{16}{9\sqrt{3}} \left[\Delta p \frac{a^2}{r^2} \frac{\omega}{12\pi} \frac{2 \sin \theta}{3 \cos^2 \theta - 1} \right. \quad (15)$$

$$\left. - \left(\dots - \frac{1}{3} \Delta m + \frac{M_2}{M_1} \frac{R}{a} \left(\frac{r \Delta r}{a^2} \right) \right) \sin \theta \right]$$

رابطه فوق وابستگی زاویه‌ای میدان مغناطیسی را تعیین می‌کند.

به عنوان نمونه نمودار تغییرات میدان مغناطیسی را برای سیستم CG Syg رسم نموده‌ایم (نمودار ۱).

$$\Phi_{mag} = -\mu \left(\frac{9\sqrt{3} B_{cr}}{16 \sin \theta} \right) \left(1 - \frac{2}{3} f P_2(\cos \theta) \right) \quad (9)$$

در روابط بالا μ ، گشتاور مغناطیسی واحد جرم است.

از دیدگاه نظری هرگاه در معادلات مربوط به پتانسیل گرانشی به جای مولفه شعاعی (r) ، شعاع متوسط ستاره قرار داده شود منجر به تعریف یک سطح آزاد خواهد گردید، اما چنین سطح آزادی (سطح در تعادل هیدرو دینامیکی) در واقع به هیچ وجه منطبق بر یک بیضیوار نیست. سطح آزاد بایستی به گونه‌ای تعریف شود که در آن انرژی پتانسیل گرانشی دارای مقدار ثابتی فرض شود [۵]. تعریف سطح آزاد برای سطح ستاره ایجاد می‌کند که مجموع انرژی‌های پتانسیل، مستقل از (θ) باشد. این روش را رزلو و لغبور برای به دست آوردن گشتاور چهار قطبی گرانشی j_2 برای خورشید از طریق پتانسیل گرانشی و چرخشی استفاده کرده‌اند [۵]. در این صورت مجموع انرژی‌های پتانسیل گرانشی همدم اول، گرانشی همدم دوم، مغناطیسی و چرخشی به شکل زیر در می‌آیند:

$$\Phi_{tot} = -\frac{GM_1}{R} \left[\left(1 + \frac{2}{3} m + \frac{2}{3} m' \right) + \dots \right], \quad (10)$$

$$\left(\frac{2}{3} f - j_2 - \frac{2}{3} m' f - \frac{M_2}{M_1} \frac{R}{a} \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right) P_2(\cos \theta) \Big] \text{ در روابط بالا}$$

برای سهولت از روابط زیر استفاده کرده‌ایم:

$$m' = \mu \left(\frac{9\sqrt{3}}{16} \sin \theta \right) \frac{R}{GM_1}, \quad m = \frac{R}{GM_1} \omega^2 \quad (11)$$

جدول ۱. مقایسه میدان مغناطیسی یکنواخت و غیر یکنواخت در سیستم‌های دوتایی نزدیک.

نام سیستم	متوسط میدان مغناطیسی غیر یکنواخت (تسلا) در کمربندی حول استوا به پهنای ۶۰ درجه	میدان مغناطیسی یکنواخت (تسلا)	ستاره فعال
Sv cam	۱۲/۵۳	۰/۹۴	همدم اول
Cg syg	۷/۸۰	۱/۰۶	همدم اول
Xy uma	۱۵/۲۹	۱/۰۱	همدم اول
Wy cne	۶/۱۵	۰/۶۹۹	همدم اول
Er vul	۱۱/۲۴	۰/۷۱	همدم اول
Bx and	۱۶/۵۵	۱/۵۵	همدم اول

با بررسی جدول ۱ ملاحظه می‌گردد که مقدار متوسط میدان مغناطیسی غیر یکنواخت حداقل ۱۰ برابر بزرگتر از میدان یکنواخت می‌باشد. علت این امر یکسان فرض کردن میدان مغناطیسی در سطح ستاره در ساز و کار اپلیگیت می‌باشد. همچنین میدان مغناطیسی غیر یکنواخت را طبق نمودار پروانه‌ای در ناحیه‌ای که لک‌ها بیشتر دیده می‌شوند، میانگین‌گیری کرده‌ایم که موجب بزرگتر بودن متوسط میدان مغناطیسی غیر یکنواخت نسبت به میدان مغناطیسی یکنواخت شده است. نظر بر اینکه لک‌های ستاره‌ای می‌تواند لک‌های قطبی یا استوایی باشد لذا برای مقایسه میدان مغناطیسی در این دو حالت یکبار میدان مغناطیسی را دوقطبی و بار دیگر میدان مغناطیسی را چنبره‌ای در نظر گرفته و محاسبات را تکرار کرده و کمیت بدون بعد $\frac{B_p - B_t}{B_p}$ (میدان قطبی B_p و میدان چنبره‌ای B_t) را در جدول ۱ به‌دست آورده‌ایم.

نتایج این محاسبات نشانگر این واقعیت است که میدان‌های چنبره‌ای در ایجاد تغییرات دوره‌ای مداری از میدان‌های دو قطبی مؤثرترند.

جدول ۲. مقایسه میدان مغناطیسی دو قطبی و چنبره‌ای در سیستم‌های دوتایی نزدیک.

نام سیستم	$\frac{B_p - B_t}{B_p}$
Sv cam	۰/۲۷۳
Cg syg	۰/۱۷۲
Xy uma	۰/۳۳۳
Wy cne	۰/۳۲۲
Er vul	۰/۰۰۹
Bx and	۰/۳۳۶

با استفاده از رابطه به‌دست آمده مقدار متوسط B_{cp} را برای گروه RS CVn با دوره تناوب کوتاه محاسبه کرده‌ایم. برای میانگین‌گیری مقدار θ را طبق نمودار پروانه‌ای کمربندی حول استوا به پهنای ۶۰ درجه انتخاب کرده‌ایم. همراه با نتایج به‌دست آمده، نتایج مربوط به میدان مغناطیسی یکنواخت را که با سازو کار اپلیگیت به‌دست آمده نیز آورده‌ایم.

مراجع

1. B R Durney, *The Astrophysical Journal*, **486** (1997) 1065.
2. D S Hall, *In Active Close Binaries Space Sci., Rev.*, **50** (1990) 219.
3. R W Hilditch, "An introduction to close binary stars," Cambridge University Press (2001).
4. R B Leighton, *Astrophysical journal*, **156** (2001) 1.
5. G P Rozelot, S Lefebvre, *The figure of the sun*, OCA/CERGA, **4** (2002).
6. J Applegate, *Astrophysical journal*, **358** (1991) 621.