

УДК 534.31.337+524.33.337

В. Р. Халак

Головна астрономічна обсерваторія НАН України,
03680, Київ, МСП, вул. Академіка Заболотного, 27

Варіації кросовера в магнітних CP-зорях

В рамках моделі точкових джерел поля з «віртуальними» магнітними зарядами, розташованими в тілі зорі, знайдено залежність кросовера в магнітних хімічно пекулярних зорях від фази твердотілого обертання зорі для випадку центрованого симетричного магнітного диполя. Ця залежність добре узгоджується з даними, отриманими раніше.

ВАРИАЦИИ КРОССОВЕРА В МАГНИТНЫХ CP-ЗВЕЗДАХ, Халак В. Р. — В рамках модели точечных источников поля с «виртуальными» магнитными зарядами, расположенными в теле звезды, установлено зависимость кроссовера в магнитных химически пекулярных звездах от фазы твердотельного вращения звезды для случая центрированного симметричного магнитного диполя. Эта зависимость хорошо согласуется с данными, полученными ранее.

CROSSOVER VARIATIONS IN THE MAGNETIC CP STARS, by Khalak V. R. — The dependence of crossover in magnetic CP stars on the phase of star's rigid rotation is found for the case of central symmetric magnetic dipole within the framework of the point field sources model of point field sources with «virtual» magnetic charges located in the stellar body. This dependence is in accord with the results of previous studies.

ВСТУП

У багатьох хімічно пекулярних (CP) зорях спостерігається поверхневе магнітне поле [11], величина якого змінюється з фазою обертання зорі навколо власної осі. Даний факт вказує на існування неоднорідної просторової структури магнітного поля на поверхні CP-зір. Вірогідно, що розташування хімічних аномалій (плям, кілець) у магнітних CP-зорях певним чином пов'язане зі структурою поверхневого магнітного поля [2].

Діагностика наявності й характеристик магнітного поля у зорі проводиться за допомогою «техніки моментів» (moment technique), розвинутої Матісом [7]. Вона враховує вплив зееманівського розщеплення спектральної лінії у магнітному полі та її доплерівського розширення (за рахунок осьового обертання зорі) на форму профілю лінії в спектрі параметра Стокса V . Для вибраної зорі форма спостережуваного профілю спектральних ліній (в певній фазі обертання) описується за допомогою моментів різного порядку відносно центра профілю даної лінії:

$$R_V^{(n)}(\lambda_0) = \frac{1}{W_\lambda} \int r_V (\lambda - \lambda_0)(\lambda - \lambda_0)^n d\lambda. \quad (1)$$

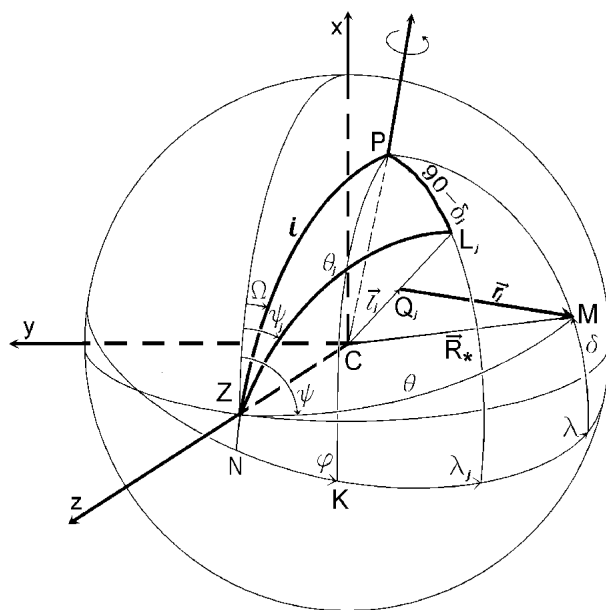
Моменту кожного порядку ставиться у відповідність певна характеристика магнітного поверхневого поля, яка усереднена по видимій півсфері зорі. Так моменту першого порядку ($n = 1$) відповідає поздовжнє магнітне поле [8, 10], а моменту другого порядку ($n = 2$) — так званий «кросовер-ефект» (crossover effect) [9]. Останній полягає в тому, що для певних фаз осьового обертання зорі профілі ліній однієї (наприклад, правої) колової поляризації крутіші й глибші, ніж профілі цих же ліній іншої (лівої) колової поляризації. Максимального значення цей ефект досягає у фазах, близьких до моментів, коли повздовжнє магнітне поле перетинає (crosses over) нульове значення й змінює свій знак на протилежний. Вперше дане явище спостерігав Беккок [3] у HD125248 й назвав його відповідно «кросовер-ефектом», або просто «кросовером». Коли полярність повздовжнього магнітного поля змінює знак з негативного на позитивний, то має місце позитивний кросовер, а у протилежному випадку — негативний кросовер. Особливості кросовера детально описані в роботі [9].

Чим власне відрізняється кросовер від повздовжнього магнітного поля, і який між ними зв'язок? Для кожної точки поверхні зорі магнітне розщеплення випромінювання в лінії визначає зсув профілю лінії з правою коловою поляризацією відносно профілю лінії з лівою коловою поляризацією. Після інтегрування по видимій півсфері зорі матимемо вже усереднені форми профілів. Величина зсуву цих профілів один відносно одного (яка визначається першим моментом профілю параметра Стокса V) несе інформацію про усереднене значення повздовжнього магнітного поля для даної фази осьового обертання зорі.

Одночасно з магнітним розщепленням в кожній точці поверхні зорі профіль лінії випромінювання зазнає зсуву внаслідок ефекту Доплера. Проекція локальної швидкості обертання точки поверхні на промінь зору для даної фази залежить від розташування точки відносно осі обертання зорі (в площині неба, перпендикулярній до променя зору). Чим більша відстань точки від осі обертання зорі, тим більшого доплерівського зсуву зазнає локальний профіль лінії випромінювання.

Таким чином, у кожній точці зоряної поверхні зсув профілю лінії з правою коловою поляризацією відносно профілю лінії з лівою поляризацією набуватиме різних значень внаслідок комбінації зееманівського та доплерівського ефектів. Після усереднення по видимій півсфері зорі профіль параметра Стокса V в результаті матиме певну асиметрію, величину якої визначають через момент другого порядку цього профілю. Вона відобразить асиметрію локального повздовжнього магнітного поля в даній фазі відносно осі обертання зорі в проекції на площину неба, яка спричинена неоднорідністю структури поверхневого магнітного поля. Таким чином, другому моменту профілю лінії в спектрі параметра Стокса V ставлять у відповідність величину кросовера [9], яка по суті і є мірою зазначеної асиметрії повздовжнього магнітного поля. Внаслідок обертання зорі навколо осі (зміна фази) для зовнішнього спостерігача неоднорідності структури поверхневого магнітного поля змінюватимуть своє розташування на видимій півсфері зорі й відповідно зміниться спостережувана величина кросовера. Тому мають місце варіації кросовера з фазою осьового обертання зорі.

Для дипольної структури магнітного поля, коли вісь диполя не збігається з віссю обертання зорі в проекції на площину неба, локальне повздовжнє магнітне поле буде різним по обидва боки від осі обертання. Очевидно, що найбільшого значення ця різниця досягне в момент, коли



Геометрія моделі нахиленого ротатора з одиночним точковим джерелом магнітного поля

частково видно обидва полюси магнітного диполя з різною полярністю. За даної ситуації усереднене повздовжнє магнітне поле буде близьким до нуля. За допомогою цього прикладу можна зрозуміти, чому кросовер досягає максимального значення саме в моменти, близькі до фази зміни повздовжнім полем свого знаку на протилежний.

МОДЕЛЮВАННЯ ВАРІАЦІЙ КРОСОВЕРА

Оскільки за природою свого походження величина локального кросовера залежить від комбінації внеску зееманівського та доплерівського ефектів у кожній точці поверхні зорі, то для його обчислення слід спочатку змодельювати поверхневу структуру магнітного поля та поверхневу швидкість обертання зорі. Подальше усереднення вказаної величини по видимій півсфері зорі дасть в результаті спостережуване значення кросовера, яке змінюватиметься із фазою обертання зорі.

Зазвичай моделювання структури поверхневого магнітного поля проводилося в рамках моделі нахиленого ротатора з дипольним магнітним полем, запропонованої Стібсом [12]. В серії робіт [4, 6] запропоновано крім дипольного враховувати при моделюванні квадрупольний та вищі моменти поля.

Ми будемо моделювати структуру поверхневого поля в рамках моделі точкових джерел поля з «віртуальними» магнітними зарядами, розташованими в тілі зорі [1]. З метою спрощення моделі розглянемо випадок центрованого симетричного магнітного диполя, конфігурацію поля якого на поверхні зорі відтворено за допомогою двох однакових за модулем різноіменних магнітних зарядів, що розташовані симетрично поблизу центра зорі на осі магнітного диполя. За таких обставин проекція вектора поверхневого магнітного поля на промінь зору (який збігається з віссю Z в декартовій системі координат) матиме вигляд [1]

$$B_z \approx \frac{2aQ}{R_*^2} [3\cos\theta(A\sin\theta + Z\cos\theta) - Z], \quad (2)$$

де $A = X\cos(\psi - \Omega) + Y\sin(\psi - \Omega)$ і

$$\begin{aligned} X &= \cos\beta\sin i - \sin\beta\cos i\cos(\varphi + \lambda), \\ Y &= \sin\beta\sin(\varphi + \lambda), \\ Z &= \cos\beta\cos i + \sin\beta\sin i\cos(\varphi + \lambda). \end{aligned} \quad (3)$$

В наведених виразах (див. рисунок) змінні θ , ψ визначають положення довільної точки поверхні зорі в сферичній системі координат, пов'язаній зі спостерігачем, а змінні $\delta = 90^\circ - \beta$ та λ — положення одного з магнітних полюсів диполя на поверхні зорі в сферичній системі координат, пов'язаній із зорею. Змінні i та Ω задають відповідно нахил осі обертання зорі до променя зору та позиційний кут осі у площині неба, а змінні Q та $a \ll 1$ — значення «віртуального», магнітного заряду та його відстань від центра зорі, виражену в її радіусах R_* . Зі сферичного трикутника ZPL_1 при заданих значеннях Ω і i можна отримати зв'язок між двома зазначеними системами координат (індекс j опущено):

$$\begin{aligned} \cos\theta &= \sin\delta\cos i + \cos\delta\sin i\cos(\varphi + \lambda), \\ \sin\theta &= \sqrt{1 - \cos^2\theta}; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \cos(\psi - \Omega) &= \frac{\sin\delta - \cos i\cos\theta}{\sin\theta\sin i}, \\ \sin(\psi - \Omega) &= \cos\delta \frac{\sin(\varphi + \lambda)}{\sin\theta}. \end{aligned} \quad (5)$$

Прийmemo, що зоря має сферичну форму та обертається як тверде тіло навколо визначеної осі з постійною кутовою швидкістю, якій відповідає лінійна швидкість обертання на екваторі v_e^r (турбулентною швидкістю та швидкістю меридіанних циркуляцій тут знехтуємо). Тоді у сферичній системі координат, пов'язаній із зорею, точка поверхні з широтою δ обертатиметься із швидкістю $v(\delta) = v_e^r\cos\delta$. Проекція даної швидкості на промінь зору дорівнює

$$v_z = v_e^r\cos\delta\sin i\sin(\varphi + \lambda). \quad (6)$$

При переході до сферичної системи координат, пов'язаної зі спостерігачем, на основі співвідношень (4), (5) цей вираз запишеться як

$$v_z = v_e^r\sin i\sin(\psi - \Omega)\sin\theta. \quad (7)$$

Отже, в точці M (θ , ψ) поверхні зорі значення локального кросовера визначатиметься через добуток величини зєманівського розщеплення локальної спектральної лінії, що пропорційна B_z (2), на її доплерівське зміщення, пропорційне v_z (7): $B_c \approx B_z \cdot v_z$. Згідно з роботою [4], приймаючи закон потемніння до краю зорі у формі $1 - u + u\cos\theta$ (де $0 \leq u \leq 1$), після інтегрування по видимій півсфері зорі отримуємо вираз для середнього значення кросовера у певній фазі осьового обертання зорі φ :

$$\langle dB_c \rangle^\varphi \approx v_e^r c_0 \frac{4aQ}{R_*^2} \frac{8 - 3u}{40} (Y \sin i). \quad (8)$$

Приведений вираз узгоджується з рівнянням для кросовера, отриманим в роботі [5] в наближенні дипольної моделі магнітного поля, з точністю до

множника $4aQ/R_*^2$, який відповідає величині напруженості поля на полюсі магнітного диполя B_d .

ВИСНОВКИ

Дана робота присвячена моделюванню варіацій кросовер-ефекту з фазою обертання зорі в рамках моделі точкових джерел поля з «віртуальними» магнітними зарядами, розташованими в тілі зорі [1]. Для випадку центрального симетричного магнітного диполя та твердотільного обертання зорі результуюча залежність кросовера від фази обертання узгоджується з рівнянням для кросовера, отриманим Багнуло з співробітниками [5], з точністю до множника $4aQ/R_*^2$, який відповідає величині напруженості поля на полюсі магнітного диполя B_d .

Подальше застосування запропонованої моделі [1] для випадків, коли структура поверхневого магнітного поля далека від дипольної, дасть можливість описати будь-які спостережувані варіації кросовера шляхом суперпозиції полів необхідної кількості точкових джерел, сума «віртуальних» магнітних зарядів котрих дорівнює нулю. Перевага даного підходу полягає у довільному розташуванні точкових зарядів в тілі зорі, а його застосування обмежується тільки їхньою кількістю.

1. Халак В. Р., Халак Ю. Н., Шаврина А. В., Полосухина Н. С. О новом подходе к моделированию поверхностного магнитного поля у химически пекулярных звезд // Астрон. журн.—2001.—78, № 7.—С. 655—660.
2. Шаврина А. В., Полосухина Н. С., Зверко Ю. и др. Особенности химического состава и структуры поверхности двух α звезд (HD83368 и HD60435) с «литиевыми пятнами» // Астрон. журн.—2001.—78, № 10.—С. 902—914.
3. Babcock H. W. The magnetically variable star HD125248 // *Astrophys. J.*—1951.—114, N 1.—P. 1—36.
4. Bagnulo S., Landolfi M., Landi Degl'Innoncenti E. Multipolar magnetic fields in rotating AP stars: modeling of observable quantities // *Astron. and Astrophys.*—1996.—308, N 1.—P. 115—131.
5. Bagnulo S., Landolfi M., Landi Degl'Innoncenti E. Modelling of magnetic fields of CP stars. II. Analysis of longitudinal field, crossover, and quadratic field observations // *Astron. and Astrophys.*—1999.—343, N 3.—P. 865—871.
6. Landolfi M., Bagnulo S., Landi Degl'Innoncenti E. Modelling of magnetic fields of CP stars. I. A diagnostic methods for dipole and quadrupole fields from Stokes I and V observations // *Astron. and Astrophys.*—1998.—338, N 1.—P. 111—121.
7. Mathys G. The diagnosis of stellare magnetic fields from spectral line profiles recorded in circularly polarized light // *Astron. and Astrophys.*—1988.—189, N 1/2.—P. 179—193.
8. Mathys G. Spectropolarimetry of magnetic stars. II. The mean longitudinal magnetic field // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1991.—89, N 1.—P. 121—157.
9. Mathys G. Spectropolarimetry of magnetic stars. IV. The crossover effect // *Astron. and Astrophys.*—1995.—293, N 3.—P. 733—745.
10. Mathys G., Hubrig S. Spectropolarimetry of magnetic stars. VI. Longitudinal field, crossover and quadratic field: New measurements // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1997.—124, N 3.—P. 475—497.
11. Romanyuk I. I. The Zeeman effect in stellar spectra // *Stellar magnetic fields: Proc. of Inter. Conf. / Eds Y. V. Glagolevskij, I. I. Romanyuk. — Moscow: Special Astrophys. Observ. Press, 1997.—P. 11—25.*
12. Stibbs D. W. N. A study of the spectrum and magnetic variable of the star HD125248 // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1950.—110, N 1.—P. 395—404.

Надійшла до редакції 19.02.01