

Рис. 2. Положення подій, зареєстрованих обсерваторією AUGER в області радіогалактики Центавр А (кільця, числа біля них вказують енергію зареєстрованого космічного променя в EeВ), та розраховані положення відповідних джерел з урахуванням галактичного поля (заповнені кружки) та міжгалактичного поля (концентричні кола)

Кількісні значення відхилень залежать від типу частинки, її енергії та положення відповідної події на небесній сфері. Наприклад, для протонів з енергією ~ 80 EeВ відхилення становлять ~ 2° в галактичному полі та менше 1° в міжгалактичному. Результируючі відхилення, спричинені міжгалактичним магнітним полем, для всіх типів частинок, які розглядалися в роботі, приведено в табл. 1. Числові значення приведено в градусах з урахуванням похибки детекторів AUGER (~ 1°).

Таблиця 1. Максимальні відхилення космічних променів в міжгалактичному магнітному полі

Енергія, EeВ	Кутові відхилення для космічних променів різних типів (градуси)						
	p	He	C	O	Si	Ca	Fe
58	2,0	3,6	10,4	13,9	24,3	34,7	45,1
69	1,8	3,1	8,8	11,7	20,4	29,2	37,9
70	1,8	3,0	8,7	11,5	20,1	28,7	37,3
79	1,6	2,7	7,7	10,2	17,8	25,5	33,1
80	1,6	2,7	7,6	10,1	17,6	25,1	32,7
84	1,6	2,6	7,3	9,6	16,8	24,0	31,1
148	1,2	1,7	4,2	5,5	9,6	13,6	17,7

5. Висновки. Згідно з застосованими моделями галактичного та позагалактичного магнітних полів радіогалактика Центавр А може бути джерелом щонайменше п'яти подій, зареєстрованих обсерваторією AUGER. Два космічні промені могли б походити з області Центавр А, якщо б вони були протонами, один – якщо б це було ядро елементів від гелію до вуглецю та дві події корелюють з радіогалактикою Центавр А у випадку більш важких ядер (Ca – Fe).

1. The Pierre Auger Collaboration. Abraham, J. et al. Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects // Science. – 2007. – Volume 318, Issue 5852 – P. 938-943. 2. The Pierre Auger Collaboration. Abraham, J. et al. Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter // Astroparticle Physics. – 2010. – Volume 34, Issue 5. – P. 314 – 326. 3. Kachelrieß, M.; Ostapchenko, S.; Tomás, R. High energy radiation from Centaurus A // New Journal of Physics. – 2009. – Volume 11, Issue 6. – P. 065017. 4. Prouza M., Smida R. The Galactic magnetic field and propagation of ultra-high energy cosmic rays // Astron.Astrophys. – 2003. – 410. – P. 1-10. 5. Kachelrieß, M.; Serpico, P. D.; Teshima, M. The Galactic magnetic field as spectrograph for ultra-high energy cosmic rays // Astroparticle Physics. – 2007. – Volume 26, Issue 6. – P. 378-386. 6. Globus N.; Allard D.; Parizot E. Propagation of high-energy cosmic rays in extragalactic turbulent magnetic fields: resulting energy spectrum and composition // Astronomy and Astrophysics. – 2008. – Volume 479, Issue 1. – P. 97-110.

Надійшла до редколегії 12.07.10

УДК 523.735

В. Єфіменко, В. Токий

ПРО ВПЛИВ ІНДУКЦІЙНИХ ЕЛЕКТРИЧНИХ СТРУМІВ НА ПЛАЗМОВІ ШАРИ АТМОСФЕРИ СОНЦЯ

Виконана оцінка внеску індукційних електричних струмів, зумовлених неоднорідністю обертання Сонця, у нагрівання нижньої корони Сонця. Показано, що температура нижньої корони під дією індукційних струмів підвищується від 500 K° до 1.6·10⁶ K°. Таким чином, індукційні струми можуть вносити істотний внесок у нагрівання сонячної корони.

The estimation of the contribution of the induction electric currents caused by heterogeneity of rotation of the Sun, in heating of a solar corona is executed. It is shown that the temperature of the bottom corona under the influence of induction currents raises 500 K° to 1.6·10⁶ K°. Thus, induction currents can bring the essential contribution to heating of a solar corona.

Вступ. В роботі [1] розглянуто зміни параметрів ізотермічного плазмового шару з відстанню від поверхні Сонця без урахування загального магнітного поля Сонця. Індукційні явища, які виникають навколо однорідно намагніченої зірки що обертається, вперше розглядалися Девісом [2] при розрахунках радіальних і меридіональних електричних

© Єфіменко В., Токий В., 2011

полів і електричних потенціалів. В роботі [3] розглянуті зміни параметрів приповерхневих плазмових шарів сонячної атмосфери з відстанню від поверхні Сонця, які враховують дипольне наближення для загального магнітного поля і неоднорідність обертання (тахоклін) однорідно намагніченого Сонця, а також наявність зовнішніх плазмових шарів (хромосфері і корони). Так як при ідеальному магніто гідро динамічному розгляді з нескінченною провідністю плазми електрорушійні сили не індукуються [4], задача розглянута з урахуванням скінченної величини електропровідності.

В результаті отримані аналітичні розв'язки для розподілу електричних потенціалів і полів в плазмових шарах Сонця, зумовлених неоднорідністю його обертання [3]. При відсутності тахокліну і зовнішніх плазмових шарів розв'язки для розподілу потенціалу і електричних полів поза Сонцем співпадають з розв'язками Девіса [2].

Отримані розв'язки дозволяють оцінити внесок індукційних струмів, зумовлених неоднорідність обертання Сонця, у нагрівання приповерхневих плазмових шарів атмосфери Сонця.

Розглянемо по черзі різні члени, що входять до функції енергетичних втрат (L), яку в загальному вигляді можна записати як різницю між швидкістю енергетичних втрат і швидкістю надходження (поступлення) енергії [5], а саме

$$L = -\vec{\nabla} \cdot \kappa \vec{\nabla} T + L_r - \frac{j^2}{\lambda} - H, \tag{1}$$

де κ – коефіцієнт теплопровідності, T – температура, L_r – втрати за рахунок випромінювання, j – густина струму, λ – питома електропровідність і H – сума всіх інших джерел нагрівання.

У нашому випадку (сферична симетрія) член теплопровідності приводиться до вигляду [5]

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(\kappa_0 T^{5/2} \frac{dT}{dr} r^2 \right), \tag{2}$$

де $\kappa_0 = 10^{-11} \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-7/2}$ для повністю іонізованої водневої плазми [6].

Для оптично тонкої частини атмосфери ($T \geq 2 \cdot 10^4 \text{ K}$ в хромосфері і короні) втрати на випромінювання L_r приймають вигляд

$$L_r = n_e n_H \chi T^\alpha, \tag{3}$$

де n_e – електрона концентрація, n_H – число атомів водню або протонів у одиниці об'єму (коли плазма повністю іонізована, $n_H = n_e = n$), χ і α – постійні. У нашому випадку для діапазону температур $2 \cdot 10^4 \text{ K} < T < 2 \cdot 10^6 \text{ K}$ приймаємо їх рівними $\chi = 10^{-35} \text{ Wm}^3$ і $\alpha = 0$ [7, 8] а залежність концентрації електронів від відстані r

$$n(r) = n_c e^{-b(r-a_c)}, \tag{4}$$

де $n_c = 3,162 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, $b = 6,908 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$, $a_c = 7,025 \cdot 10^8 \text{ m}$.

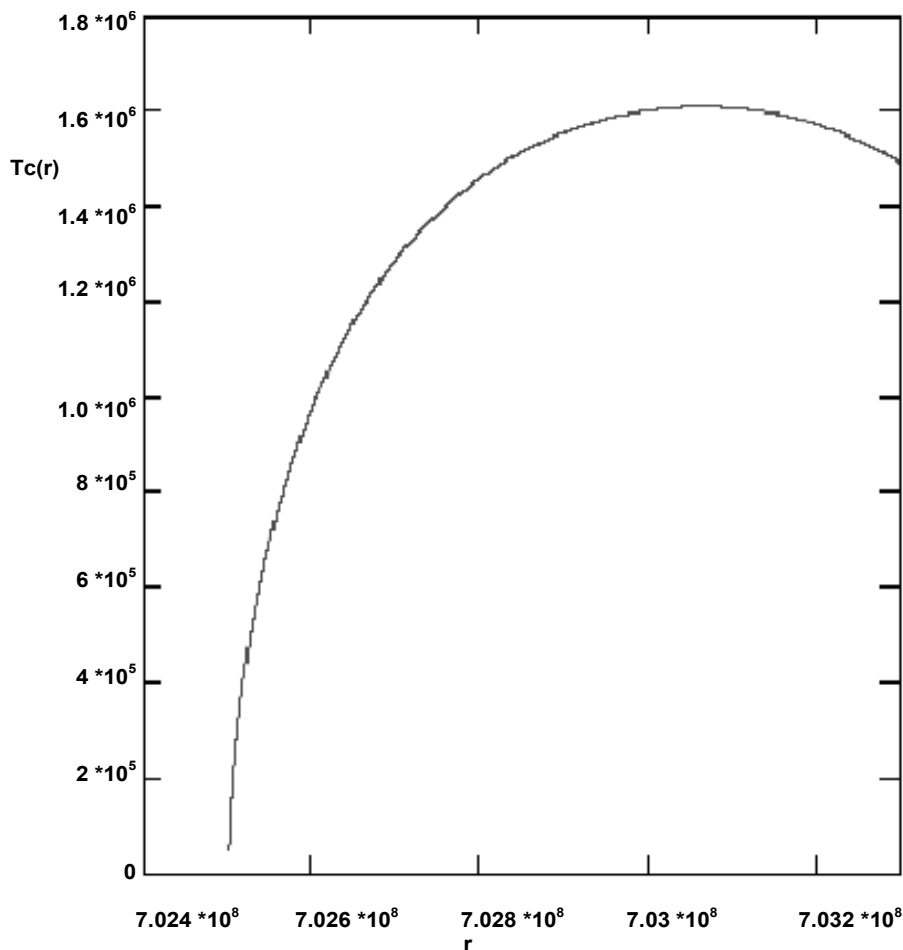


Рис. 1. Залежність температури $T(r)$ нижньої корони від відстані до центра Сонця r

Використовуючи отримані в [3] аналітичні вирази для електричних потенціалів, індукційні радіальні j_r і меридіональні j_θ густини струмів в корональних шарах Сонця можна визначити за формулами [9], відповідно:

$$j_r(r, \theta) = -\lambda \frac{\partial \phi}{\partial r} - \lambda B_\theta \cos \theta \sin \theta, \quad j_\theta(r, \theta) = -\frac{\lambda}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} + \lambda B_r \cos \theta \sin \theta.$$

Запишемо стаціонарну сферично симетричну (усереднене по поверхні) залежність для омичної дисипації від відстані r до центра Сонця

$$\frac{j_r^2 + j_\theta^2}{\lambda_C} = \frac{100 \lambda_C \lambda_A^2 \lambda_m^2 B_0^2 a_L^{10} a_C^{10} (\omega_L - \omega_0)^2}{3r^8 \left[6a^5 (\lambda_A^2 - \lambda_A \lambda_C - \lambda_m \lambda_A + \lambda_m \lambda_C) - a_C^5 (6\lambda_A^2 + 9\lambda_A \lambda_C + 4\lambda_m \lambda_A + 6\lambda_m \lambda_C) \right]^2}, \quad (5)$$

де B_0 – магнітна індукція на полюсі; a_L, a, a_C – відстані від центра Сонця до тахокліна, фотосфери і корони відповідно; ω_L, ω_0 – стаціонарна сферично симетрична кутова швидкість обертання Сонця нижче і вище тахокліна, відповідно; $\lambda_m, \lambda_A, \lambda_C$ – питома електропровідність в плазмових шарах Сонця нижче фотосфери, в хромосфері і короні.

У нашому випадку (стаціонарний, сферично симетричний) функція енергетичних втрат (1) дорівнює нулю

$$-\frac{\kappa_0}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 T^{5/2} \frac{dT}{dr} \right] + n^2 \chi - \frac{A}{r^8} = 0, \quad (6)$$

де

$$A = \frac{100 \lambda_C \lambda_A^2 \lambda_m^2 B_0^2 a_L^{10} a_C^{10} (\omega_L - \omega_0)^2}{3 \left[6a^5 (\lambda_A^2 - \lambda_A \lambda_C - \lambda_m \lambda_A + \lambda_m \lambda_C) - a_C^5 (6\lambda_A^2 + 9\lambda_A \lambda_C + 4\lambda_m \lambda_A + 6\lambda_m \lambda_C) \right]^2} = 7.645 \cdot 10^{69} \text{ Wm}^5.$$

При оцінці константи A використовувались такі значення параметрів моделі: $B_0 = 10^{-4}$ Т, $\lambda_m = 10^6$ mho·m⁻¹, $\lambda_A = 1.118 \cdot 10^4$ mho·m⁻¹, $\lambda_C = 2.828 \cdot 10^6$ mho·m⁻¹, $a_L = 4.9 \cdot 10^8$ м, $a = 7 \cdot 10^8$ м, $\omega_L = 2.513 \cdot 10^{-6}$ rad/s, $\omega_0 = 2.262 \cdot 10^{-6}$ rad/s.

Інтегруючи рівняння (6) отримаємо залежність температури $T(r)$ нижньої корони від відстані до центра Сонця r

$$T(r) = \left[T_0^{7/2} + (b\beta + \frac{\beta}{r}) e^{2b(a_C - r)} + \frac{\gamma}{r} - \frac{\delta}{r^6} - b\beta - \frac{\beta + \gamma}{a_C} + \frac{\delta}{a_C^6} \right]^{2/7}, \quad (7)$$

де

$$\beta = \frac{7n_C^2 \chi}{8\kappa_0 b^3}, \quad \gamma = \frac{-7n_C^2 \chi}{8\kappa_0 b^3} (2a_C b + 1 + 2a_C^2 b^2) + \frac{7A}{10\kappa_0 a_C^5}, \quad \delta = \frac{7A}{60\kappa_0}.$$

Залежність температури $T(r)$ нижньої корони від відстані до центра Сонця r подана на рис. 1.

Як видно із рис. 1 температура нижньої корони під дією індукційних струмів підвищується від 500 К° до $1.6 \cdot 10^6$ К°. Таким чином, індукційні струми можуть вносити істотний внесок у нагрівання сонячної корони.

1. Токий В.В., Ефименко В.М., Токий Н.В. Электрические поля, вызванные горизонтальными приливными силами в плазменных слоях атмосфер планет и звезд // Изв. Крымской Астрофиз. Obs. – 2007. – Т. 103, № 4. – С. 51-58. 2. Davis L. Jr. Stellar Electromagnetic Fields // Phys. Rev. – 1947. – V. 72, N 7. – P. 632-633. 3. Ефименко В. Про електричні поля в плазмових шарах сонячної атмосфери // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2010. – Вип. 46. – С. 4-8. 4. Parks G.K. Why Space Physics Needs to go Beyond the MHD // Space Sci. Rev. – 2004. – Vol. 113. – P. 97-125. 5. Прист Э.П. Солнечная магнитогидродинамика. – М., 1982. 6. Спитцер Л. Физика полностью ионизированного газа. – М., 1957. 7. Rozner R., Tucker W.H., Vaiana G.S. Dynamics of the Quiescent Solar Corona // Astrophys. J. – 1978. – Vol. 220, N 2. – P. 643-665. 8. Rozner R., Golub L., Coppi B., Vaiana G.S. Heating of Coronal Plasma by Anomalous Current Dissipation // Astrophys. J. – 1978. – Vol. 222, N 1. – P. 317-332. 9. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М., 2003.

Надійшла до редколегії 02.07.10

В. Ефименко

ПРО РОБОТУ АСТРОНОМІЧНОЇ ОБСЕРВАТОРІЇ КИЇВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА У 2006-2010 рр.

Подано інформацію про роботу Астрономічної обсерваторії у 2006-2010 рр. Також подано перебіг важливих змін, які відбулися в обсерваторії у 2004-2010 рр. Висвітлено найважливіші результати наукових досліджень за 2010 рік.

The information on work of the Astronomical observatory for 2006-2010. Also the list of important changes in observatory life for this period is resulted. The basic results of scientific researches for 2010 are stated.

Інформація про роботу Астрономічної обсерваторії за 2000-2005 рр. була подана у Віснику Київського університету [1] та Бюлетені Української Астрономічної Асоціації [2, 3]. За час, що пройшов після публікації інформації у Віснику Київського університету, в житті обсерваторії відбулися важливі події. Перебіг цих подій і інформацію про роботу за 2006-2010 рр. подано у цій статті.

У липні 2004 р. наказом ректора, за рішенням Вченої ради університету, Астрономічну обсерваторію було реорганізовано у науково-дослідну лабораторію "Астрономічна обсерваторія" зі зміною статусу та структури. Зокрема, обсерваторію приєднали до кафедри астрономії та фізики космосу фізичного факультету на правах структурного підрозділу, у складі обсерваторії створили відділ фізики космосу (раніше науково-дослідна лабораторія у складі кафедри). Таким чином з липня 2004 р. Астрономічна обсерваторія функціонувала як науково-дослідна лабораторія фізичного факультету університету, завідувачем НДЛ був призначений д.ф.-м.н. Гнатик Б.І. а науковим керівником – зав. кафедри астрономії та фізики космосу проф. Івченко В.М.