

УДК 523.9-7

РАСЧЕТ СТЕПЕНИ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИНИИ $H\alpha$ ВО ВСПЫШКАХ ХРОМОСФЕРЫ СОЛНЦА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ

© 2019 г. М. Б. Шапочкин*

МОО Московское физическое общество, Москва, Россия

Поступила в редакцию 04.12.2018 г.; после доработки 27.05.2019 г.; принята к публикации 25.06.2019 г.

В работе представлен новый подход к использованию аналитических расчетов линейной поляризации линии $H\alpha$, генерируемой потоками ускоренных электронов во время солнечных вспышек. Описаны модель для функции распределения электронов, используемые аналитические выражения для сечения возбуждения и степени линейной поляризации. Проведены тестовые расчеты степени линейной поляризации и проанализированы зависимости степени линейной поляризации от параметров функции распределения электронов хромосферы Солнца. Показана возможность использования данного метода для оценки параметров анизотропного распределения электронов, соответствующих измеренной поляризации.

DOI: 10.1134/S0004629919110069

1. ВВЕДЕНИЕ

При исследовании хромосферных вспышек на Солнце измеряется поляризация излучения $H\alpha$ [1–7]. Степень линейной поляризации линии $H\alpha$ во время различных вспышек менялась от 2% до 25%. Такой разброс значений поляризации объясняется не только меняющейся анизотропией потоков частиц [1, 2], но и меняющимися параметрами и ориентацией потоков частиц относительно нормального направления к поверхности Солнца (направления наблюдения) [2, 3]. В первую очередь рассматриваются потоки электронов или протонов [1, 3]. Линейная поляризация излучения возникает в результате возбуждения-выстраивания состояний атома водорода в основном состоянии с частицами, имеющими анизотропное распределение, и может быть рассчитана аналитически [12].

Модельное описание плазмы хромосферы — “отсутствие локального термодинамического равновесия” [1–11]. В рамках используемого модельного приближения считается, что возбуждение-выстраивание определяется ударом, а остальные процессы заселения и “перезаселения” предполагаются несущественными. Величина и ориентация магнитного поля не влияют на выстраивание возбужденных состояний ударом [12, 13]. Измерение излучения хромосферы ведется в нормальном направлении к хромосфере (к поверхности Солнца). Измеряемая поляризация соответствует углу

наблюдения $\Theta = \frac{\pi}{2}$ к нормальному направлению и обусловлена параметрами проекции анизотропной функции распределения частиц на тангенциальное направление (плоскость, касательная к Солнцу).

Существенной методической особенностью диагностики плазмы по линии $H\alpha$ является наличие семи близко расположенных спектральных переходов в одной линии, т.е. ситуация, когда семь спектральных переходов линий $H\alpha$ регистрируются как единое целое.

Расчет степени линейной поляризации выполнен с использованием математического аппарата атомной матрицы плотности [12, 13]. Сечение возбуждения выстраивания выражено через степень линейной поляризации и сечение возбуждения перехода, например, найденные экспериментально [14] и имеющие аналитические выражения. Аналитические выражения для полного сечения [15] и степени линейной поляризации перехода, найденные в пучковом эксперименте [16], позволяют рассчитать в общем аналитическом виде степень линейной поляризации излучения хромосферы Солнца [13].

В рамках “прямой” задачи степень линейной поляризации излучения хромосферы рассчитывается по известным сечению и поляризации линии $H\alpha$, найденным в пучковом эксперименте, а также по заданным параметрам модели функции распределения для тепловых и нетепловых электронов [17]. В рамках “обратной” задачи по измеренной степени линейной поляризации $H\alpha$ можно определить

*E-mail: labex@yandex.ru

параметры модельного анизотропного распределения электронов.

2. МОДЕЛЬ ДЛЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

В качестве модели электронов плазмы (“отсутствие локального термодинамического неравновесия”) со слабой анизотропией предложена модель функции распределения, учитывающая тепловые и нетепловые электроны в виде [17]:

$$f(\varepsilon, \theta, \varphi) = \frac{N_t}{4\pi} f_t(\varepsilon) + N_{nt} f_{nt}(\varepsilon, \theta) f_{nt}(\varepsilon), \quad (1)$$

где N_t — концентрация тепловых электронов, $f_t(\varepsilon)$ — максвелловская функция распределения для тепловых электронов с температурой T_0 :

$$f_t(\varepsilon) = 2\pi^{-1/2} T_0^{-3/2} \sqrt{\varepsilon} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_0}\right). \quad (2)$$

Здесь N_{nt} — концентрация нетепловых электронов, $f_{nt}(\varepsilon)$ — энергетическая составляющая функции распределения нетепловых электронов. Она может задаваться либо максвелловской функцией с $T_{nt} \gg T_0$, либо, например, степенной функцией вида [17]:

$$f_{nt}(\varepsilon) = \frac{\delta - 1}{\varepsilon_1} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1}\right)^{-\delta}, \quad (3)$$

где ε_1 (“low cut-off energy”) и δ (спектральный индекс) — константы распределения. Интерпретация экспериментальных измерений функции распределения электронов водородной плазмы разряда с использованием максвелловской и степенной функций распределения нетепловых электронов показала, что степенная функция распределения для описания нетепловых электронов предпочтительнее. Угловая зависимость нетепловых электронов предложена в виде [17]:

$$f_{nt}(\varepsilon, \theta) = \begin{cases} \frac{a+1}{2\pi} \cos^a \Theta & \text{для } 0 < \Theta \leq \frac{\pi}{2}, \\ 0 & \text{для } \frac{\pi}{2} \leq \Theta \leq \pi, \end{cases} \quad (4)$$

где $a = \frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_2}$, ε_2 — константы анизотропии, а $\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия нетепловых электронов.

Величина питч-угла для различных значений параметра a приведена в работе [17]. Так, например, пучку электронов соответствует $a \rightarrow \infty$, а при $a \rightarrow 0$ распределение стремится к изотропному. Зависимость (4) использовалась авторами работ [17], что позволило в общем виде рассчитать поляризацию излучения плазмы.

Параметры рассматриваемой модели распределения электронов для вспышек хромосферы Солнца приводятся в работах [1–7, 9–11].

Температура тепловых электронов T_0 найдена в работах [1–3, 7, 9–11]. Температура в различных областях вспышек лежит в интервале значений от 10^4 К [1] до 3×10^7 К [11]. В работе [9] отмечается, что эффективное излучение линий атома водорода наблюдается из областей с температурой в интервале от 10^4 до 5×10^5 К.

Концентрация тепловых электронов N_t в различных областях вспышки лежит в интервале значений от порядка 10^{12} см $^{-3}$ [2, 4, 9, 11] до 1.5×10^{14} см $^{-3}$ [10]. В работе [9] дается оценка величины концентрации электронов $N_t = 8.1 \times 10^{12}$ см $^{-3}$ в области излучения. Концентрация электронов не превышает $N_t = 10^{14}$ см $^{-3}$ [10].

Концентрация нетепловых электронов N_{nt} : в работе [11] сделана оценка концентрации электронов с энергией более 25 кэВ, которая для различных явлений лежит в диапазоне значений от 10^7 см $^{-3}$ до 4×10^9 см $^{-3}$ [11].

Нетепловые электроны, “low cut-off energy”: в работах [1–7] приводятся величины ε_1 от 10 кэВ до 20 кэВ, в работе [8] расчеты выполнены для $\varepsilon_1 = 15$ кэВ, в работе [11] найдена $\varepsilon_1 = 25$ кэВ.

Максимальная энергия нетепловых электронов достигает значения 400 кэВ [11]. Спектральный индекс нетепловых электронов δ принимают равным 3 вблизи “low cut-off energy” [3, 7, 8]. На больших энергиях он достигает значения 5 и 6 [6, 8, 11].

Следует отметить, что перечисленные параметры модельного описания электронов варьируются от вспышки к вспышке.

3. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ И СТЕПЕНИ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ H_α

В работе [19] для сечения возбуждения и степени линейной поляризации линии H_α , когда образующие их излучающие переходы не разрешаются (т.е. линии регистрируются как единое целое), введены понятия эффективного сечения и эффективной степени линейной поляризации линии.

Для сечения возбуждения электронным ударом H_α из основного состояния атома, производимого электронным пучком, удобно использовать аналитические формулы для полных сечений возбуждения уровней атома [15], полученные по методу Борна, в масштабе $u = \frac{\varepsilon}{\Delta E}$, где ε — энергия налетающего электрона:

$$\sigma(\varepsilon) = A\Phi(C, \phi, \varepsilon), \quad (5)$$

где в свою очередь:

$$A = \pi a_0^2 \left[\frac{Ry}{\varepsilon_1 - \varepsilon_0} \right]^2 \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} \right)^{3/2},$$

$\varepsilon_1, \varepsilon_0$ — энергии верхнего и нижнего уровней атома водорода, $\Delta\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_0$ — энергия перехода и

$$\Phi(C, \phi, \varepsilon) = C \frac{1}{u + \phi - 1} \sqrt{\frac{u-1}{u}}. \quad (6)$$

Здесь C и ϕ выбираются по результатам сопоставления с численным расчетом, проведенным по формуле (5).

В работе [19] определен вид формулы эффективного сечения возбуждения линии H_α для угла наблюдения $\Theta = \frac{\pi}{2}$ с параметрами $C = 2.63$ и $\phi = 1$. Для повышения точности описания аналитическая формула сечения была модифицирована и приняла вид:

$$\Phi(C, \phi, \varepsilon) = C \left[\frac{1}{u + \phi - 1} \right]^{0.73} \sqrt{\frac{u-1}{u}}. \quad (7)$$

Погрешность описания согласно (7) не более 6%.

Для степени линейной поляризации P линии H_α при возбуждении электронным пучком из основного состояния атома [16] удобно использовать аналитическую формулу для степени линейной поляризации излучающих переходов [19], также основанную на методе Борна. Используем значение степени линейной поляризации в пороге возбуждения $P_0 = 32\%$, т.е. при минимальной энергии электронов, при которой возможно возбуждение перехода. Тогда

$$P = P_0 \frac{\ln(\varepsilon_0/u)}{\ln(\varepsilon_0 u^{2.3})}, \quad (8)$$

где ε_0 — энергия, при которой поляризация меняет знак, выраженная в пороговых единицах и равная 17.5. Погрешность описания поляризации составляет 3% в пороге и при энергиях более 500 эВ, в области энергий 30–40 эВ погрешность описания около 6%.

4. РАСЧЕТ СТЕПЕНИ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИНИИ H_α ХРОМОСФЕРЫ В ОБЩЕМ ВИДЕ

Расчет степени линейной поляризации в общем аналитическом виде проводится с учетом выражения для квадрупольного момента функции распределения электронов $f_{2+}^{(2)}(\varepsilon)$, приведенного в работе [13]. Тогда структура выражения для поляризации такова:

$$P = \frac{2I_1}{(n/2)I_0 + 2I_1}, \quad (9)$$

где $n = N_t/N_{nt}$ — отношение концентрации тепловых электронов N_t к концентрации нетепловых N_{nt} ,

$$I_0 = \int_{\Delta\varepsilon}^{\infty} Q(\varepsilon) f_t(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon, \quad (10a)$$

$$I_1 = \int_{\Delta\varepsilon}^{\infty} \frac{Q(\varepsilon) P_0(\varepsilon)}{1 - P_0(\varepsilon)/3} \frac{f_{nt}(\varepsilon)}{a + 3} \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon. \quad (10b)$$

Структура выражения (10) аналогична приводимой в работе [12]. Для расчета значений I_0 и I_1 в явном виде подставляем в (10):

— выражение для полного сечения возбуждения линии H_α $Q(\varepsilon)$ (7) и степени линейной поляризации излучения $P(\varepsilon)$ (8) для угла наблюдения 90° ,

— максвелловскую функцию распределения для тепловых электронов $f_t(\varepsilon)$ (2),

— функцию распределения для нетепловых электронов $f_{nt}(\varepsilon)$ (3, 4).

Результаты вычисления I_0 и I_1 определяются параметрами функции распределения электронов хромосферы и атомной системы. Так, I_0 определяется значениями $\Delta\varepsilon$ и T_0 , а I_1 зависит от $\Delta\varepsilon$, P_0 , ε_0 , ε_2 и δ . Полученное аналитическое выражение для поляризации излучения хромосферы позволяет проанализировать поведение поляризации как функции параметров распределения тепловых и нетепловых электронов. Если считать заданными характеристики атомной системы $\Delta\varepsilon$, P_0 и ε_0 , то выражение поляризации содержит пять параметров, описывающих электроны: n , T_0 , ε_1 , δ и ε_2 .

5. РАСЧЕТ СТЕПЕНИ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛИНИИ H_α

Для проведения аналитических расчетов степени линейной поляризации излучения, вспышек хромосферы Солнца согласно выражению (10) использовался пакет прикладных программ МАТНСАД, позволяющий не только проводить численные расчеты, но и делать графические построения.

Рассчитаем степень линейной поляризации H_α для параметров функции распределения электронов хромосферы как водородной плазмы, найденных в работах [1–11]. Используем значение температуры тепловых электронов $T_0 = 1.1 \times 10^5$ К = 10 эВ и “low cut-off energy” $\varepsilon_1 = 10$ кэВ. Поскольку интегрирование (10) ведется во всем диапазоне значений энергии нетепловых электронов, мы выбираем степенное распределение нетепловых электронов со спектральным индексом δ , описывающим электроны от энергии “low cut-off energy” до

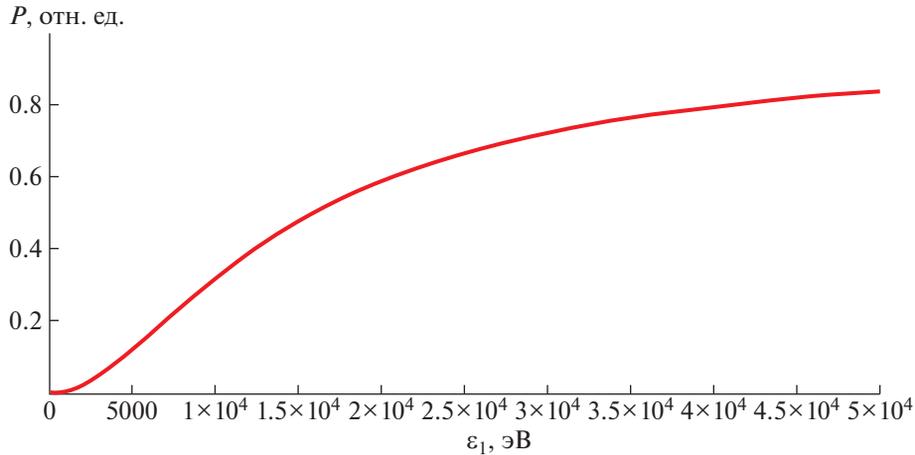


Рис. 1. Зависимость степени линейной поляризации ионизованного газа от параметра ε_1 для $\delta = 2.1$ и $\varepsilon_2 = 55$ кэВ.

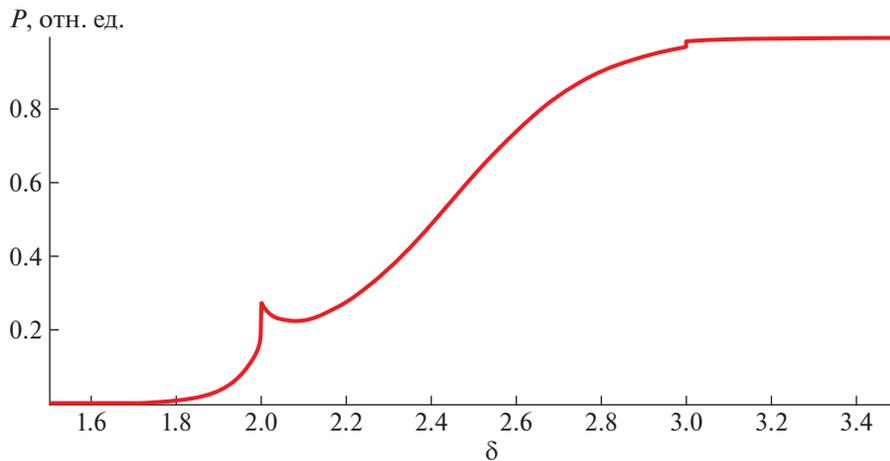


Рис. 2. Зависимость степени линейной поляризации ионизованного газа от параметра δ для $\varepsilon_1 = 10$ кэВ, $\varepsilon_2 = 55$ кэВ.

энергии электронов $\varepsilon_{\max} = 400$ кэВ. Средняя энергия $\bar{\varepsilon}$ степенного распределения f_{nt} (3) находится как:

$$\bar{\varepsilon} = \int_{\varepsilon_1}^{\infty} \varepsilon f_{nt}(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{\delta - 1}{\delta - 2} \varepsilon_1. \quad (11)$$

Поскольку $\varepsilon_{\max} = 2\bar{\varepsilon}$, можно рассчитать величину $\delta = 2.1$. Величина $n = N_t/N_{nt}$ может быть найдена по данным [2, 4, 9, 11]. Имеем интервал значений $n = 10^3 - 10^5$. Расчеты будем проводить для n порядка 10^4 .

По известной величине питч-угла можно найти величину параметра ε_2 [17]. Проведем расчет степени линейной поляризации для величины питч-угла $\Theta = 40^\circ$, что соответствует $\varepsilon_2 = 55$ кэВ. Величина питч-угла $\Theta = 40^\circ$ соответствует “средней” величине питч-угла, указываемой в статьях [1–8]. Наш расчет дает значение степени линейной поляризации $P = 23\%$ для $T_0 = 10$ эВ, $\delta = 2.1$,

$\varepsilon_1 = 10$ кэВ, $\Theta = 40^\circ$ ($\varepsilon_2 = 55$ кэВ) и $n = 10^{4.2}$. Такая величина степени линейной поляризации наблюдается при диагностике вспышек. Программа позволяет строить графики зависимости степени линейной поляризации от параметров распределения электронов.

На рис. 1 видно, что при увеличении ε_1 степень линейной поляризации увеличивается. На рис. 2 приводится зависимость степени линейной поляризации от δ . На рис. 3 видно, что при увеличении $n = N_t/N_{nt}$ степень линейной поляризации существенно уменьшается.

На рис. 4 приводится зависимость степени линейной поляризации от параметра ε_2 , т.е. фактически от величины питч-угла. Параметру $\varepsilon_2 = 55$ кэВ соответствует величина питч-угла $\Theta = 40^\circ$, а параметру $\varepsilon_2 = 5 \times 10^5$ кэВ соответствует величина питч-угла $\Theta = 80.5^\circ$.

Математическая модель может решать “обратную задачу” — по измеренной степени линейной

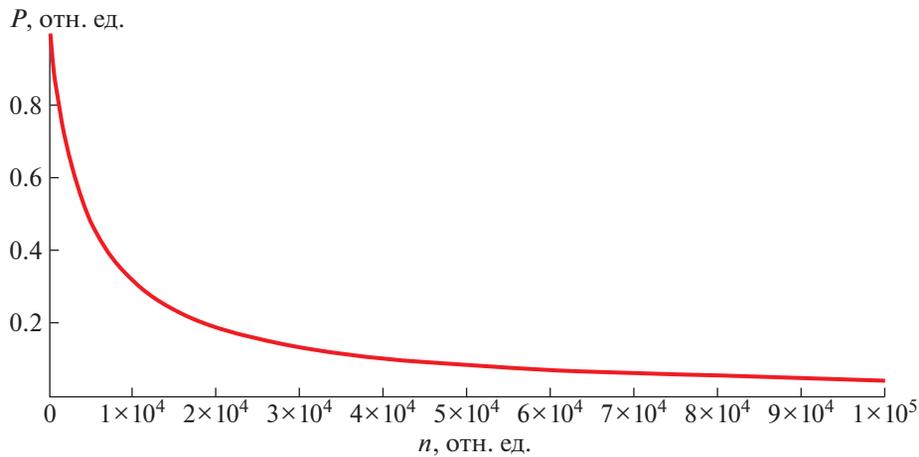


Рис. 3. Зависимость степени линейной поляризации ионизованного газа от параметра n для $\delta = 2.1$, $\varepsilon_1 = 10$ кэВ, $\varepsilon_2 = 55$ кэВ.

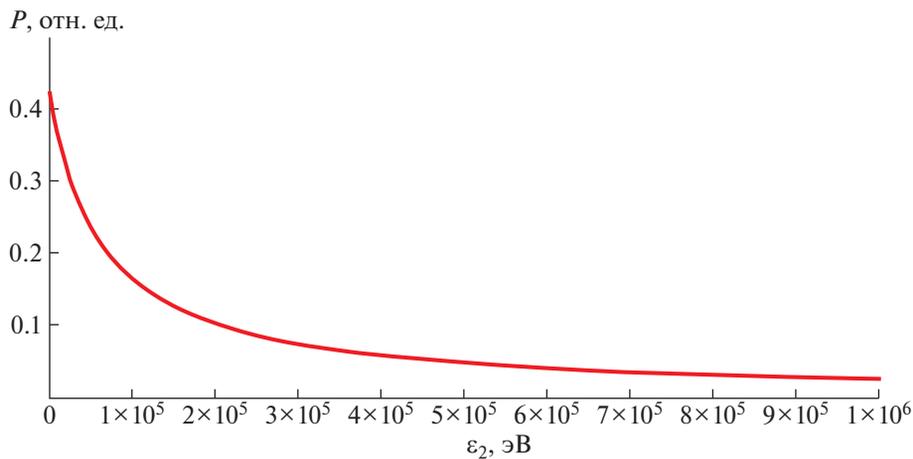


Рис. 4. Зависимость степени линейной поляризации ионизованного газа от параметра ε_2 , при $\delta = 2.1$, $\varepsilon_1 = 10$ кэВ.

поляризации определить питч-угол при известных величинах n , T_0 , δ и ε_1 . В качестве примера рассмотрим случай, когда наблюдаемая степень линейной поляризации из описываемой области вспышки с параметрами $T_0 = 10$ эВ, $\delta = 2.1$, $\varepsilon_1 = 10$ кэВ, и $n = 10^{4.2}$ составляет величину $P = 4.8\%$. Такая степень линейной поляризации наблюдается во вспышках, когда величина питч-угла $\Theta = 80.5^\circ$, а $\varepsilon_2 = 5 \times 10^5$ кэВ.

6. ВЫВОДЫ

Измерение степени линейной поляризации несет уникальную информацию о наличии потоков частиц во время вспышек на Солнце. Однако моделирование потоков во время вспышек представляет собой сложную задачу. Величина и ориентация потоков частиц меняются как от вспышки к вспышке, так и в течение вспышек. В некоторых предыдущих моделях расчета степени линейной поляризации

авторы учитывали только нетепловые электроны, следовательно, было достаточно знания двух параметров — δ и ε_1 . Описываемая в статье модель расчета степени линейной поляризации учитывает не только нетепловые электроны, но и тепловые. Тогда для расчета степени линейной поляризации излучения хромосферы Солнца требуется пять параметров n , T_0 , δ , ε_1 и ε_2 (Θ) распределения тепловых и нетепловых электронов. Это существенно более сложная задача. Математическая модель $P(n, T_0, \delta, \varepsilon_1, \varepsilon_2(\Theta))$ и знание величины измеренной степени линейной поляризации линии H_α во время хромосферных вспышек на Солнце позволяют совершенствовать модельное описание функции распределения электронов.

Точность моделирования потоков во время вспышек может возрасти, если при решении обратной задачи спектрополяриметрии пользоваться величинами степени линейной поляризации в одной точке хромосферы Солнца, измеренными

одновременно в трех различных точках земной орбиты или Земли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. Fang and J. C. Henoux, *Astron. and Astrophys.* **118**, 139 (1983).
2. J. C. Henoux, D. Heristchi, G. Chambe, M. Machado, B. Woodgate, R. Shine, J. Beckers, *Astron. and Astrophys.* **119**, 233 (1983).
3. L. Fletcher and J. C. Brown, *Astron. and Astrophys.* **294**, 260 (1995).
4. J. C. Henoux and M. Karlicky, *Astron. and Astrophys.* **341**, 896 (1999).
5. E. Vogt and J. C. Henoux, *Astron. and Astrophys.* **349**, 283 (1999).
6. V. V. Zharkova and L. K. Kashapova, *Astron. and Astrophys.* **431**, 1075 (2005).
7. J. Stepan, J. Kasparova, M. Karlicky and P. Heinzel, *Astron. and Astrophys.* **472**, L55 (2007).
8. V. V. Zharkova and D. V. Syniavskii, *Astron. and Astrophys.* **354**, 714 (2000).
9. M. E. Machado and A. G. Emslie, *Astrophys. J.* **232**, 903 (1979).
10. L. N. Kurochka and L. B. Ribko, *Solar Phys.* **57**, 319 (1978).
11. L. Glesener and G. D. Fleishman, *Astrophys. J.* **867**, 13 (2018).
12. S. A. Kazantsev and J. C. Henoux *Polarization spectroscopy of ionized gases* (London.: Kluwer Academic Publ., 1995, p. 214).
13. М. Б. Шапочкин, *Физика плазмы* **34**, 1 (2008).
14. М. В. Шапочкин, *J. Phys. B* **35**, 4583 (2002).
15. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979, с. 319).
16. М. В. Шапочкин, *Phys. Scr.* **60**, 335 (1999).
17. E. Haug, *Solar Phys.* **71**, 77 (1981).
18. M. K. Inal and J. Dubau, *J. Phys. B.* **20**, 4221 (1989).
19. М. Б. Шапочкин, *Опт. и спектр.* **103**, 709 (2007).