

УДК 523.98

С. И. Гопасюк, О. С. Гопасюк

НДІ «Кримська астрофізична обсерваторія», п. Наукове, Крим

Движение плазмы над областью температурного минимума

Над тінню деяких плям можливе прискорення плазми від 0.1 км/с над областю температурного мінімуму до 16—20 км/с у перехідній області хромосфера — корона. Одночасно із прискоренням плазми відбувається її нагрівання від 3500 К в області температурного мінімуму до 10^5 К в області утворення лінії С IV λ 154.8 нм. Такий характер змін з висотою швидкості та температури плазми можливий при наявності зовнішнього поля, що діє на плазму. Визначено, як має змінюватися з висотою сила та енергія, що підводяться до плазми, щоб створити спостережуване поле швидкостей і температури плазми.

ВВЕДЕНИЕ

Движения плазмы над тенью пятен привлекательны тем, что они происходят в сильном магнитном поле, ориентированном преимущественно вертикально. Наблюдения поля лучевых скоростей, измеренных в пятнах по линиям разной интенсивности, показали, что крупномасштабные движения в хромосфере над тенью пятна не являются прямым продолжением движений в фотосфере [2]. В работе [3] мы высказали предположение, что в области температурного минимума происходит эффективная диффузия плазмы в магнитное поле тени пятна.

Наблюдения по УФ-линиям пока довольно редки. И естественно, не имеется достаточных наблюдательных данных, на основании которых можно было бы сделать вывод о степени регулярности направления крупномасштабных движений плазмы и величине их скорости. Тем не менее, наблюдения в линии С IV λ 154.8 нм над тенью некоторых пятен в переходной области хромосфера — корона выявили подъем вещества [5, 6, 11, 12, 15].

Здесь исследования движений плазмы над тенью пятен проведены в пределах высот температурный минимум — переходная область хромосфера — корона.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Значения потоковых скоростей плазмы над тенью пятна взяты по результатам данных наблюдений в трех линиях: Fe I λ 527.0 нм [2], H β [1] и С IV λ 154.8 нм [5, 12, 15]. Наблюдения в Fe I λ 527.0 нм и H β относятся к одним и тем же четырем одиночным пятнам. Скорости, измеренные в С IV λ 154.8 нм, относятся к другим пятнам.

Линия Fe I λ 527.0 нм образуется на высоте около 600 км над фотосферой [4] и располагается в области температурного минимума. Средняя по тени пятна скорость направлена вверх и равна 0.1 км/с. Высота образования линии H β в среднем составляет 1400 км [13], а средняя скорость в тени пятна — направлена вверх и равна 0.7 км/с. Линия С IV λ 154.8 нм формируется над пятном в переходной области хромосфера — корона при температуре 10^5 К [10, 16]. Исследования [9] показали, что высота образования С IV λ 154.8 нм должна быть 4000—6000 км. Мы приняли высоту формирования ее равной 4000 км, а среднюю по тени пятна скорость движения плазмы вверх равной 16 км/с.

На рис. 1 нанесены величины средних по площади тени вертикальных скоростей в зависимости от высоты образования линий. Отсчет высот взят от

уровня образования Fe I λ 527.0 нм. Мы считаем, что в пределах этих высот изменение скорости происходит непрерывно и квазистационарно.

Линия C IV λ 154.8 нм присутствовала над пятнами во всех наблюдениях. Это означает:

1. Над тенью пятна всегда имеет место рост температуры примерно от 3500 К в области температурного минимума до 10^5 К — на высоте формирования линии C IV λ 154.8 нм.

2. Над тенью по крайней мере некоторых пятен наблюдается подъем плазмы с увеличивающейся скоростью (средней по площади тени) от 0.1 км/с непосредственно над областью температурного минимума до 16 км/с на высоте формирования линии C IV λ 154.8 нм.

ТЕЧЕНИЕ ПЛАЗМЫ В ТРУБКЕ ТОКА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО ПОЛЯ

Рассмотрено воздействие внешнего поля на поток проводящего газа в трубке тока, которая по геометрии совпадает с магнитной силовой трубкой. Нас интересует изменение параметров этого поля вдоль трубки тока, которое приводит к наблюдаемому изменению скорости и распределению температуры плазмы вдоль оси трубки тока, которая принята за ось z в цилиндрической системе координат.

Уравнения, описывающие движение плазмы в трубке тока, расположенной вертикально, можно записать в виде

$$\frac{S}{S_0} = \left(1 + \frac{z}{r_0} \operatorname{tg} \alpha \right)^2, \tag{1}$$

$$\rho u S = \rho_0 u_0 S_0 = \operatorname{const}, \tag{2}$$

$$\rho u \frac{du}{dz} + \frac{dP}{dz} + \rho g = f(z), \tag{3}$$

$$\rho u \left(u \frac{du}{dz} + C_p \frac{dT}{dz} \right) = A(z), \tag{4}$$

$$P = R \rho T. \tag{5}$$

Выражение (1) — уравнение магнитной силовой трубки ($S = \pi r^2$ — сечение трубки тока на высоте z , высота отсчитывается от основания трубки тока, α — угол раствора силовых линий в трубке тока, принят не изменяющимся с высотой; r_0 — радиус сечения в основании магнитной трубки). Уравнение (2) выражает постоянство расхода массы вдоль трубки тока (ρ , u — плотность и скорость плазмы). Уравнение (3) — уравнение движения (P — давление плазмы; g — ускорение силы тяжести; $f(z)$ — сила внешнего поля). Уравнение (4) представляет изменение плотности потока энергии (C_p — удельная теплоемкость плазмы при постоянном давлении; T — температура; $A(z)$ — плотность подводимой извне энергии в единицу времени). Уравнение (5) — уравнение состояния идеального газа (R — газовая постоянная). Индекс «0» относится к пара-

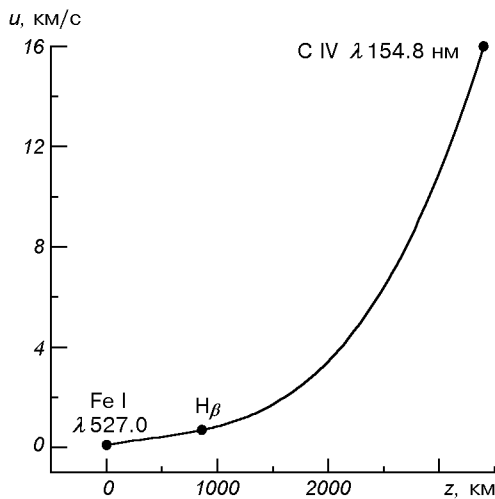


Рис. 1. Средние величины вертикальной скорости над тенью пятна в зависимости от высоты образования линий. Сплошной линией проведен полином третьей степени

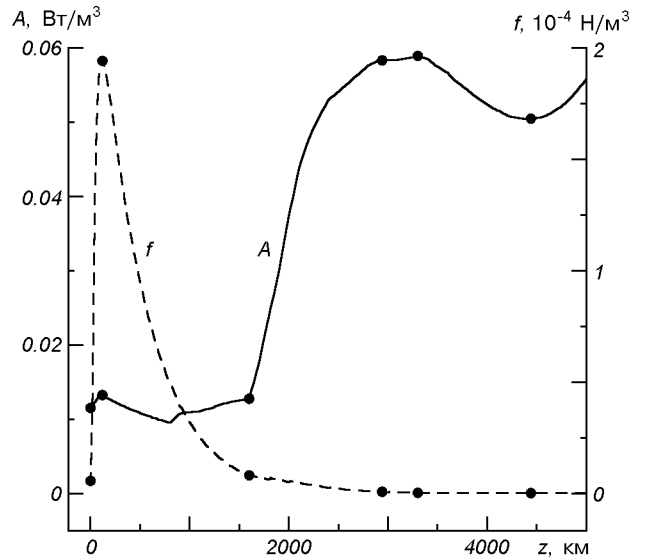


Рис. 2. Изменение функций $A(z)$ и $f(z)$ с высотой z

метрам в основании трубки тока.

Скорость течения плазмы (рис. 1) известна в каждой точке z трубки тока, которая совпадает с магнитной силовой трубкой (выражение (1)). Все параметры течения зависят только от одной координаты z . На высоте $z = 0$ радиус магнитной трубки $r_0 = 1000$ км. Средний по тени пятна угол раствора силовых линий $\alpha = 30^\circ$ [2]. В качестве нулевого приближения взята гидростатическая модель тени пятна [7].

На основании уравнений (1)–(5), данных рис. 1 и модели тени пятна были вычислены [4]:

$$A(z) = \rho_0 u_0 \frac{S_0}{S} \frac{d}{dz} \left(\frac{u^2}{2} + C_p T \right), \quad (6)$$

и

$$f(z) = \rho \frac{d}{dz} \left(\frac{u^2}{2} + gz \right) + \frac{dP}{dz}, \quad (7)$$

где dP/dz вычислена на основании модели тени пятна.

Результаты вычислений $A(z)$ и $f(z)$ приведены на рис. 2. Вычисления были продолжены до высоты $z = 5000$ км.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для того чтобы происходило наблюдаемое увеличение скорости плазмы от начального значения 0.10 км/с до 16 км/с и нагрев плазмы от 3500 К до 10^5 К, сила, действующая на плазму со стороны внешнего поля, должна иметь вид, близкий к импульсному — достигнуто максимального значения $f(z) \approx 1.87 \cdot 10^{-4}$ Н/м³ на высоте $z = 120$ км и затем плавно спадать (почти по экспоненте). При этом плотность подводимого потока энергии в единицу времени $A(z)$ должна оставаться почти постоянной на расстоянии от $z = 0$ до $z = 1600$ км и равной примерно $1.15 \cdot 10^{-2}$ Вт/м³. При больших значениях высоты $A(z)$ должна увеличиться примерно до $5.2 \cdot 10^{-2}$ Вт/м³ ($z = 3300$ км), а затем должно происходить ее медленное уменьшение до $4.39 \cdot 10^{-2}$ Вт/м³ ($z = 4440$ км) (рис. 2). Такие изменения силы внешнего поля и подвода энергии к плазме могут обеспечить наблюдаемое изменение скорости плазмы и роста температуры ее с высотой.

Скорость течения плазмы достигает звуковой скорости, равной примерно 44 км/с на высоте $z = 4730$ км. При больших z и при данных $A(z)$ и $f(z)$ течение становится сверхзвуковым.

Ускорение и нагрев плазмы могут быть обусловлены как электромагнитным полем, так и полем

акустических колебаний, распространяющихся вдоль магнитного поля, которое практически вертикально в тени пятна. Интенсивность акустических колебаний довольно высокая [8]. Возможна трансформация акустических волн в другие виды.

В процессе нагрева происходит ионизация водорода и гелия, которая при расчетах не учитывалась. Плотность тепловой энергии плазмы над тенью пятна сравнима с энергией, необходимой для нагрева невозмущенной хромосферы в переходной области хромосфера — корона [16]. Как мы видим, проблема нагрева является общей для хромосферы, как над пятном, так и над невозмущенными областями и требуют отдельных исследований.

Отметим, что в случае, если магнитная трубка простирается вертикально вверх на достаточно большую величину, этот механизм может приводить к ускорению плазмы до скоростей и температуры плазмы солнечного ветра.

1. Гопасюк О. С. Движения плазмы в магнитном поле солнечного пятна. II. Наблюдения в линии $H\beta$ // Кинематика и физика небес. тел.—1999.—15, № 5.—С. 413—420.
2. Гопасюк О. С. Движения плазмы над тенью солнечного пятна вблизи уровня фотосфера—хромосфера. Структура магнитного поля // Кинематика и физика небес. тел.—2000.—16, № 3.—С. 230—240.
3. Гопасюк О. С., Гопасюк С. И. О движении плазмы в области температурный минимум — фотосфера над тенью пятен // Кинематика и физика небес. тел.—2002.—18, № 2.—С. 161—170.
4. Гопасюк С. И., Гопасюк О. С. К проблеме движений плазмы в хромосфере и переходной области над тенью пятен // Кинематика и физика небес. тел.—2002.—18, № 4.—С. 341—350.
5. Alissandrakis C. E., Dialetis D., Mein P. et al. The Evershed flow in the solar photosphere, chromosphere and chromosphere — corona transition region // Proc. 10th European Regional Astronomy Meeting of the IAU. The Sun / Eds L. Hejna, M. Sobotka. — 1987.—Vol. 1.—P. 147—151.
6. Athey R. G., Gurman J. B., Shine R. A., Henze W. Fluid motions in the solar chromosphere — corona transition region. III. Active region flows from wide slit dopplergrams // Astrophys. J.—1983.—269, N 2.—P. 706—714.
7. Avrett E. H. Reference model atmosphere calculation — The Sunspot sunspot model // The Physics of Sunspots / Eds L. E. Cram, J. H. Thomas. — Sacramento Peak Obs., 1981.—P. 235—257.
8. Beckers J. M., Tallant P. E. Chromospheric inhomogeneities in sunspot umbrae // Solar Phys.—1969.—7, N 3.—P. 351—365.
9. Hagyard M. J., Teuber D., West E. A., et al. Vertical gradients of sunspot magnetic fields // Solar Phys.—1983.—84, N 1/2.—P. 13—31.
10. Jordan C. The ionization equilibrium of elements between carbon and nickel // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1969.—142.—P. 501—521.
11. Kingston A. E., Doyle J. G., Dufton P. L., Gurman J. B. An emission measure analysis of two sunspots observed by the UVSP instrument on the SMM spacecraft // Solar Phys.—1982.—81, N 1.—P. 47—58.
12. Lites B. W. Steady flows in the chromosphere and transition

- zone above active regions as observed by OSO. 8 // *Solar Phys.*—1980.—68, N 2.—P. 327—337.
13. Mattig W. Über die Chromosphäre der Sonnenflecken // *Z. Astrophys.*—1962.—56, N 3.—P. 161—180.
 14. Mattig W. Geometrical height-scale and the pressure equilibrium in the sunspot umbra // *Solar Phys.*—1969.—8, N 2.—P. 291—309.
 15. Mein P., Simon G., Vial J. C., Shine R. A. Mass motions in the solar chromosphere and transition zone // *Astron. and Astrophys.*—1982.—111, N 1.—P. 136—139.
 16. Nicolas K. R., Kjeldseth-Moe O., Bartoe J. D. F., Bruecner G. E. High resolution EUV structure of the chromosphere — corona transition region above a sunspot // *Solar Phys.*—1982.—81, N 2.—P. 253—280.

PLASMA MOTIONS ABOVE THE TEMPERATURE MINIMUM REGION**S. I. Gopasyuk, O. S. Gopasyuk**

Above umbra of some sunspots, plasma can be accelerated from 0.1 km/s above the temperature minimum region up to 16—20 km/s in the chromosphere — corona transition region. Moving plasma gets warm from 3500 K in the temperature minimum region up to 10^5 K in the region of the C IV λ 154.8 nm line formation. Such variation of the plasma velocity and temperature with height is possible under the effect of an external field. The force and energy magnitudes required for creating the observed velocity and temperature of the plasma are determined.