

О ФОРМИРОВАНИИ ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

Зайцев В.В.¹, Степанов А.В.^{2,3}, Куприянова Е.Г.^{2,3}

¹*Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

³*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

ON THE FORMATION OF THE TRANSITION REGION OF THE SOLAR ATMOSPHERE

Zaitsev V.V.¹, Stepanov A.V.^{2,3}, Kupriyanova E.G.^{2,3}

¹*Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Pulkovo Observatory, Saint Petersburg, Russia*

³*Ioffe Institute, Saint Petersburg, Russia*

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-119-122>

A mechanism for the formation of a transition region between the chromosphere and the corona based on the Joule dissipation in a partially ionized plasma is proposed. It is shown that the maximum of the Joule dissipation occurs in the transition region due to the increased Cowling resistance caused by collisions of ions with neutral particles. This leads to effective heating of the open magnetic flux ropes- type II spicules, which causes the formation of a thin transition region. An estimate for the width of the transition region depending on the magnitude of the electric current is given.

Введение

Природа переходной области между хромосферой и короной Солнца (10^4 – 10^6 К) до настоящего времени не выяснена. Имеются неопределённости в определении её толщины Δz и высоты основания z_0 . По наблюдениям в линиях в спокойных областях Солнца размер масштаба, формирующего градиент температуры, варьируется от 30 до 3000 км. Переходная область – динамическое образование, имеющее особенности в активных областях и над пятнами. В [1] отмечено, что z_0 сильно зависит от измерительной аппаратуры. Данные AIA/SDO дают $z_0 = 1.4 \pm 0.2$ Мм ($1600 \text{ \AA}$) и 5.7 ± 0.2 Мм ($304 \text{ \AA}$), а данные ALMA на длине волны 1.26 мм определяют $z_0 = 3 \pm 0.5$ Мм и 4.2 ± 2.5 Мм на 3 мм. Модели переходной области делятся на три категории. В первой переходная область нагревается снизу МГД-волнами [2]. Во второй – потоком тепла из короны [3]. При этом в [4] предложено, что переходный слой формируется ионно-звуковой турбулентностью, генерируемой потоком тепла из короны. В третьей нагрев связывается с диссипацией электрического тока. При этом не указывалась причина появления токов [5], либо диссипация происходит при классическом сопротивлении, без учёта эффектов нейтральной компоненты плазмы [6].

В предлагаемой модели формирования переходной области джоулева диссипация происходит *in situ*, а именно, в системе спикул II типа. При этом мощность диссипации определяется сопротивлением Каулинга, а вертикальный размер Δz – величиной электрического тока.

Джоулева диссипация в магнитных трубках – спикулах II типа

В [7] показано, что магнитные трубки образуются на границах раздела супергранул. Встречные конвективные потоки формируют протяженный слой толщиной $\Delta \approx 10^7\text{--}10^8$ см с магнитным полем порядка кГс. Из-за перестановочной неустойчивости слой разбивается на систему магнитных трубок с радиусом $r \approx \Delta$. Открытые трубки с током – спикулы II типа, являются вероятной причиной нагрева короны и возмещения её массы, уносимой солнечным ветром [8, 9]. Величина эдс $= (|V_r|l_1I)/(c^2r)$, где $l_1 \approx (1\text{--}3) \cdot 10^7$ см – размер области действия эдс по высоте, обусловлена фотосферной конвекцией со скоростью V_r в основании трубки. Установившийся электрический ток $I = 10^9\text{--}10^{11}$ А эффективно диссипирует вследствие повышенного сопротивления Каулинга. Электрическая цепь магнитной трубки представлена в [8] на рис. 3. Фотосферная эдс генерирует вертикальный ток $j_z = I/\pi r^2$, а кольцевой ток в фотосферном основании J_ϕ (ток Холла), обусловлен радиальным электрическим полем разделения заряда в потоке V_r частично ионизованной плазмы. Радиальная компонента электрического поля $E_r = -V_r B_\phi / c$ формирует внешний поверхностный ток, замыкающий электрическую цепь.

Скорость нагрева плазмы трубки электрическими токами можно представить в виде [8]

$$q = \frac{j_z^2}{\sigma} + \frac{F^2 B_\phi^2 j_z^2}{(2 - F)c^2 n m_i v'_{ia}}, \quad (1)$$

где $I = \pi r^2 j_z = cr B_\phi / 2$, $\sigma = ne^2 / m_e (v'_{ei} + v'_{ia})$ – проводимость Спитцера, $F = n_a / (n_a + n_e)$ – относительная концентрация нейтральных атомов в основании трубки, $v'_{ia} \approx 2,25 \cdot 10^{-11} F (n + n_a) \sqrt{T}$ – эффективная частота столкновений ионов с нейтрами. Второй член в (1) описывает диссипацию тока из-за сопротивления Каулинга. Значения q для модели спокойной солнечной атмосферы [10] при различных значениях тока приведены на рисунке.

Из рисунка следует, что максимум энерговыделения расположен на высоте около 2100 км, то есть в области переходного слоя. При токе $> 10^8$ А значение q_{max} определяется сопротивлением Каулинга. На высоте менее 300–1000 км энерговыделение при классическом сопротивлении преобладает. Это вызвано увеличением частоты межчастичных столкновений с ростом плотности плазмы. Порог нагрева переходной области по величине электрического тока находится из условия преобладания джоулевой дис-

сипации над потерями на излучение при $10^5 \text{ К} < T < 10^7 \text{ К}$: $q > q_r \approx 10^{-19} n_e^2 / T^{1/2}$, что даёт $I > 2,6 \cdot 10^9 \text{ А}$.

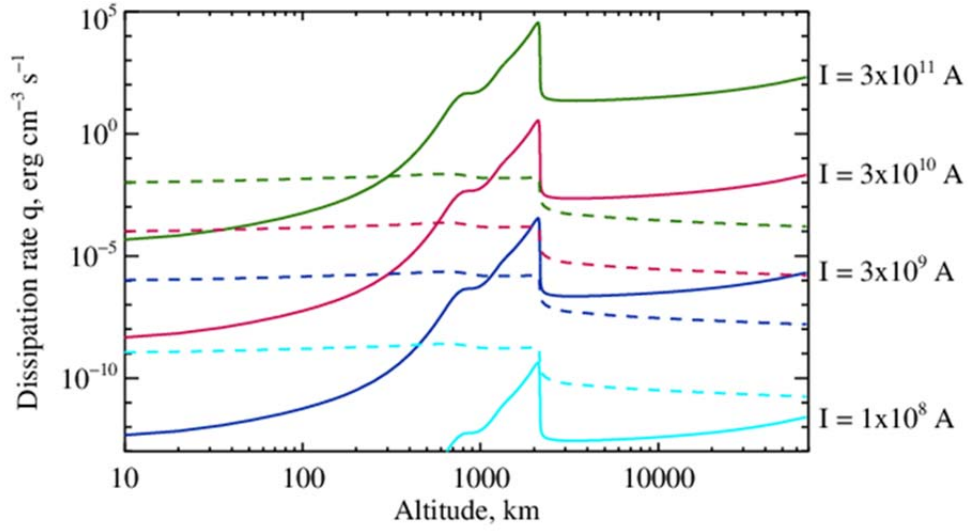


Рисунок. Скорость джоулевой диссипации q для различных значений тока при $r = 10^8$ см. Сплошные линии относятся к значениям q , обусловленным сопротивлением Каулинга, а штриховые – сопротивлением Спитцера.

Определение вертикального размера переходной области

Оценку толщины Δz переходного слоя можно получить из уравнения

$$\frac{d}{dz} k_e T^{5/2} \frac{dT}{dz} \approx -q, \quad k_e = 0,92 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/смК}^{7/2}, \quad (2)$$

В уравнении (2) учтено, что при $T \approx 10^6 \text{ К}$ и $I > 2,6 \cdot 10^9 \text{ А}$ радиационными потерями можно пренебречь. Умножая уравнение (2) на $T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial z}$ получаем

$$\frac{1}{2} k_e \frac{\partial}{\partial z} \left(T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 = -q \frac{2}{7} \frac{\partial T^{7/2}}{\partial z}. \quad (3)$$

На нижней границе короны $T = T_c$ и $q \approx q_{\max}$. Считая, что на этой границе q резко уменьшается, проинтегрируем (3) с учётом граничного условия $\partial T / \partial z = 0$ от границы короны z_c до хромосферы с координатой z .

$$T^5 \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 = \frac{4q_{\max}}{7k_e} T_c^{7/2} \left(1 - \frac{T^{7/2}}{T_c^{7/2}} \right) \quad (4)$$

Интегрируя (4), получим толщину переходного слоя при изменении температуры от хромосферных значений T_{ch} до корональных T_c :

$$\Delta z = z(T_c) - z(T_{ch}) \approx \sqrt{\frac{4k_e T_c^{7/2}}{7q_{\max}(I)}} \sqrt{1 - \frac{T_{ch}^{7/2}}{T_c^{7/2}}} \quad (5)$$

При $I = (3-5) \cdot 10^{10} \text{ А}$ $\Delta z \approx 30 - 300 \text{ км}$, а если $I = 8 \cdot 10^9 \text{ А}$, то $\Delta z \approx 2300 \text{ км}$.

Обсуждение

Мы связали максимум энерговыделения в спокойной атмосфере Солнца с формированием переходного слоя, причём величина токов для

эффективного нагрева должна быть $> 10^9$ А. Носителями таких токов могут быть, например, спикеры II типа, которые рассматриваются в настоящее время как причина нагрева короны. Важно, что спикеры II типа наблюдаются в основном вдали от активных областей, в корональных дырах и простираются до короны. Поэтому, хотя каждая спикера обладает своей собственной атмосферой, ансамбль спикеров II типа может сформировать тонкую переходную область. Большой градиент температуры в переходной области способствует эффективной теплопередаче в корону. Например, при $q = 10^{-2}$ эрг/см³с (рисунок) и среднем объеме спикеры 10^{25} см³ для формирования переходного слоя и компенсации потерь короны на теплопроводность и излучение ($\approx 10^{28}$ эрг/с) необходимо 10^5 спикеров. Обычно единовременное количество спикеров превышает миллион. Значительный разброс в толщине переходной области, от 30 км до 3000 км, определяется различным значением электрического тока, что не противоречит наблюдениям.

Работа поддержана Госзаданием № FFUF-2023-0002 (В.В. Зайцев) и № 0040-2019-0025 (Е.Г. Куприянова) и грантом РНФ 22-12-00308 (В.В. Зайцев, А.В. Степанов).

Литература

1. *Alissandrakis C.* // Adv. Sp. Res. 2023. V. 71. P. 1907.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.06.0532>.
2. *Uchida Yu., Kaburaki O.* // Solar Phys. V. 35. P. 451. 10.1007/BF00151968
3. *Fontenla J.M., Avrett E.H., Loeser R.* // Astrophys. J. 1991, V 377. P. 712.
4. *Bespalov P.A., Savina, O.N.* // Astron. Lett. 2009. V.35, P. 343.
5. *Hansteen V.H., Hara H., De Pontieu B., Carlsson M.* // Astrophys. J. 2010. V. 718. P. 1070.
6. *Wen-Bin Song, Xue-Shang Feng, Fang Shen* // Res. Astron. Astrophys. 2010. V. 10. P. 529.
7. *Khodachenko M.L., Zaitsev V.V.* // ApSS. 2002. V. 297. P. 398.
<http://adsabs.harvard.edu/abs/2002Ap&SS.279.389K>
8. *Zaitsev V.V., Stepanov A.V., Kronshtadtov P.V.* // Sol. Phys. 2020. V. 295. P. 166.
<https://doi.org/10.1007/s11207-020-01732-x>
9. *De Pontieu B., McIntosh S.W., Carlsson M. et al.* // Science. 2011. V. 331. P. 55.
10.1126/science.1197738
10. *Avrett E.H., Loeser R.* // ApJS. 2008. V. 175. P. 229. 10.1086/523671