

© Ю. П. Ладиков-Роев, А. А. Логинов, Н. В. Маслова, О. К. Черемных

Інститут космічних досліджень НАНУ і НКАУ, Київ

МОДЕЛЬ СПИКУЛЫ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Розглянуто стаціонарну модель спікули з урахуванням реальних граничних умов на бічній поверхні. Знайдено залежності від висоти викиду його основних параметрів: вертикальної та азимутальної швидкостей, магнітного поля, густини. Оцінено тривалість життя спікули.

Введение. Спиккулы являются одним из фундаментальных компонентов солнечной хромосферы. Они имеют вид плазменных струй и наблюдаются на лимбе Солнца в линии H_{α} и других хромосферных спектральных линиях в течение более чем 100 лет. Спиккулы имеют поперечный размер, сравнимый с пределом разрешения инструментов, которые до настоящего времени применялись для их изучения. Следовательно, многие из свойств спиккул являются сомнительными и часто находятся в противоречии с наблюдательными данными. Конечно, такая неопределенность усложняет теоретическую задачу их моделирования.

Спиккулы на диске Солнца (рис. 1) группируются на границах супергранул, где средняя напряженность магнитного поля увеличена. Среднее значение наклона спиккул к вертикали близко к 30° , и в любой момент времени на поверхности Солнца есть 60000—70000 спиккул. Они имеют направленный вверх поток массы, в 100 раз больший, чем у солнечного ветра, и поэтому играют важную роль при рассмотрении баланса массы и энергии в солнечной атмосфере.

Наблюдаемое распределение величин их высот достаточно широко — в пределах от 6500 до 13000 км для большей части спиккул. Большинство спиккул имеет ширину 300—1500 км и время жизни 1—10 мин. Направленные вверх скорости близки к 25—30 км/с. Температура и плотность газа в спиккуле ($\sim 10^4$ К и 10^{16} м⁻³) существенно отличаются



Рис. 1. Изображение участка поверхности Солнца на лимбе размером $120'' \times 39''$ в H_{α} 75 пм [1]

от соответствующих величин в окружающей солнечной короне (10^6 К и 10^{14} м⁻³). Вариации их плотности и температур с высотой относительно постоянны. Пока неясно, являются ли направленные вверх скоростные профили спиккул баллистическими или постоянными.

Окончательная судьба этих структур неизвестна: наблюдается как внезапное опускание спиккулы, следующее за фазой роста, так и однородное исчезновение спиккул по всей их длине. Скорее всего, некоторые из них постепенно изменяют силу сигнала в хромосферных спектральных линиях. В любом случае разумно считать, что большинство материала спиккул должно возвратиться на поверхность Солнца, так как поток массы, направленный наружу, много больше, чем масса солнечного ветра [2, 3].

В связи с большой неопределенностью наблюдаемых характеристик спиккул и их многообразием было предложено много математических моделей. Однако, как правило, эти модели приходят в противоречие с наблюдаемыми свойствами спиккул или не описывают все явления, сопровождающие их динамику. Предложенные к настоящему времени модели спиккул можно условно разделить на два основных класса:

- баллистические модели, которые описывают спиккулу как некоторую струю, выбрасываемую из недр хромосферы путем создания вертикального импульса скорости или давления в магнитных силовых трубках. Эти модели приходят в противоречие с наблюдаемыми высотами спиккул.
- класс моделей, связанный с созданием вертикального импульса благодаря градиенту магнитного азимутального поля, приводящего к ударным волнам, уплотняющим газ внутри силовых трубок. Однако тогда остается непонятным, почему газ в спиккулах менее горячий, чем газ короны.

Следует заметить, что все модели рассматривают

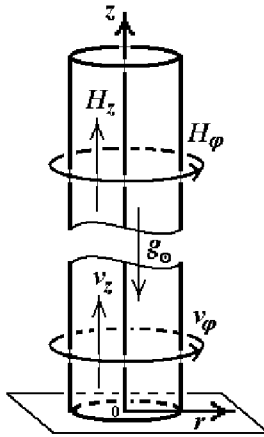


Рис. 2. Геометрия модели

спикулу как струю плазмы, заключенную внутри жесткой магнитной силовой трубки, без учета реальных граничных условий на боковой границе спикул. Кроме того, большинство моделей линейные. Между тем наблюдаются спикулы, которые гаснут одновременно по всей высоте, что можно объяснить прогреванием спикулы со стороны окружающего газа короны.

Эти обстоятельства побудили нас рассмотреть нелинейную стационарную модель спикулы с реальными граничными условиями, чтобы оценить величины начальных (граничных) параметров, которые бы соответствовали наблюдаемым скоростям, плотности, температуре, высоте и времени жизни спикулы.

Стационарная вихревая модель спикулы. Предлагаемая модель базируется на следующих предположениях:

— спикула состоит из «холодного» плотного ядра радиуса a и окружающей «горячей» корональной плазмы;

— спикула имеет цилиндрическую форму. Ее длина L значительно больше радиуса a (рис. 2);

— вихри магнитного поля и скорости ($\text{rot}\mathbf{H}$ и $\text{rot}\mathbf{v}$) однородны по сечению спикулы;

— для движения плазмы внутри спикулы характерны осесимметричность ($\partial/\partial\varphi = 0$) и стационарность ($\partial/\partial t = 0$). Движение происходит так, что радиальных составляющих скорости и магнитного поля нет: $v_r = 0$, $H_r = 0$.

При сделанных предположениях уравнения магнитной гидродинамики принимают вид:

— уравнение магнитной индукции

$$\frac{\partial}{\partial z} (H_z v_\varphi - H_\varphi v_z) = 0; \quad (1)$$

— уравнение неразрывности

$$\frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0; \quad (2)$$

— уравнения движения

$$-\rho \frac{v_\varphi^2}{r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(p + \mu_0 \frac{H_z^2 + H_\varphi^2}{2} \right) - \mu_0 \frac{H_\varphi^2}{r}, \quad (3)$$

$$\rho v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} = \mu_0 H_z \frac{\partial H_\varphi}{\partial z}, \quad (4)$$

$$\rho v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(p + \mu_0 \frac{H_z^2 + H_\varphi^2}{2} \right) + \mu_0 H_z \frac{\partial H_z}{\partial z} - \rho g_\odot. \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{v} = (0, v_\varphi, v_z)$ и $\mathbf{H} = (0, H_\varphi, H_z)$ — векторы скорости и магнитного поля, μ_0 — магнитная проницаемость, ρ — плотность, g_\odot — ускорение свободного падения на поверхности Солнца, p — давление газа, r, φ, z — цилиндрическая система координат.

Уравнения (1)–(5) необходимо также дополнить уравнениями Максвелла, которые ввиду их очевидности мы опускаем.

Из выражений для вихрей магнитного поля и скорости и предположения об их однородности по сечению спикулы следует, что:

$$v_z = v_z^0 \Omega_1(z) (1 - r/a) \quad \text{при } r < a,$$

$$v_z = 0 \quad \text{при } r \geq a,$$

$$H_z = H_z^0 (1 - r/a) \quad \text{при } r \leq a,$$

$$H_z = 0 \quad \text{при } r > a,$$

$$H_\varphi = H_\varphi^0 J(z) r/a \quad \text{при } r \leq a,$$

$$H_\varphi = H_\varphi^0 J(z) a/r \quad \text{при } r > a, \quad (6)$$

$$v_\varphi = v_\varphi^0 \Omega(z) r/a \quad \text{при } r \leq a,$$

$$v_\varphi = v_\varphi^0 \Omega(z) a/r \quad \text{при } r > a,$$

$$\rho = \rho_0 R(z) [1 - (1 - \rho_1/\rho_0) r/a],$$

где ρ_1 — плотность плазмы вне спикулы, ρ_0 — внутри магнитной трубки, $\Omega(z)$, $\Omega_1(z)$, $J(z)$, $R(z)$ — искомые функции от z . При этом на поверхности спикулы нет скачка полного давления:

$$\left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \Big|_{r=a-0}^{r=a+0} = 0. \quad (7)$$

Из уравнений (1), (5) и (6) и граничных условий на «дне» спикулы $\Omega(0) = \Omega_1(0) = J(0) = 1$ получаем

$$R(z) = \frac{1}{\Omega_1(z)}, \quad J(z) = \frac{\xi - 1}{\xi - \Omega_1(z)},$$

$$\Omega(z) = \sigma J(z) + (1 - \sigma), \quad (8)$$

где параметр $\xi = \mu_0 (H_z^0)^2 / [\rho_0 (v_z^0)^2]$ характеризует отношение энергии продольного магнитного поля в

трубке к начальной кинетической энергии продольного движения, $\sigma = \mu_0 H_z^0 H_\varphi^0 / (\rho_0 v_z^0 v_\varphi^0)$ — отношение магнитного напряжения к кинематическому напряжению.

Таким образом, искомые величины $J(z)$, $\Omega(z)$, $R(z)$ определены через относительную вертикальную скорость $\Omega_1(z)$ на оси цилиндра, т. е. магнитное азимутальное поле, азимутальная скорость и плотность определяются через вертикальную скорость и начальные параметры.

Усреднив оставшиеся уравнения (3) и (4) по сечению спикеры и исключив из них давление, получаем зависимость высоты спикеры z от ее относительной вертикальной скорости $\Omega_1(z)$ и граничных значений магнитного поля H_z^0 , H_φ^0 и скорости v_z^0 , v_φ^0 :

$$z = \frac{b_1}{b_4} \left\{ - \left(\frac{\sigma(\xi - 1)}{\xi - x} + 1 - \sigma \right)^2 + 1 - \frac{1}{2} \frac{b_3(x^2 - 1)}{b_1} - \frac{C\gamma(x^{1-\gamma}) - 1}{2(\gamma - 1)} - \sigma^2 \frac{(\xi - 1)^2}{\xi^2} \left[\ln \left(\frac{\xi - x}{x(\xi - 1)} \right) - \frac{x}{\xi - x} + \frac{1}{\xi - 1} \right] - \frac{2\sigma(\xi - 1)(1 - \sigma)}{\xi} \ln \left| \frac{\xi - x}{x(\xi - 1)} \right| + (1 - \sigma)^2 \ln |x| + \frac{b_2}{b_1} \left[\frac{x(\xi - 1)^2}{(\xi - x)^2} - 1 - \frac{(\xi - 1)(x - 1)}{(\xi - x)} \right] \right\}. \quad (9)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$x = \Omega_1(z), \quad b_1 = \rho_0 (v_\varphi^0)^2 \left(\frac{1}{120} - \frac{1}{15} \frac{\rho_1}{\rho_0} \right), \quad b_2 = \frac{1}{8} \frac{(B_\varphi^0)^2}{\mu_0}, \\ b_3 = \rho_0 (v_z^0)^2 \left(\frac{23}{60} - \frac{1}{30} \frac{\rho_1}{\rho_0} \right), \quad b_4 = \rho_0 g_\odot \left(\frac{1}{6} - \frac{1}{3} \frac{\rho_1}{\rho_0} \right).$$

Решение уравнения вблизи резонанса. Асимптотическое решение уравнения (9) вблизи резонанса $x = \xi$ имеет вид

$$z \approx \frac{7}{10} \frac{(B_z^0)^2 (B_\varphi^0)^2}{\mu_0^2 \rho_0^2 (v_z^0)^2 g_\odot} \frac{(\xi - 1)^2}{(\xi - x)^2} \quad (10)$$

и представлено на рис. 3. Фигурирующий в формуле (10) параметр ξ изменяется в зависимости от величин магнитного поля в силовой трубке и скорости выброса. Видно, что вблизи резонанса вертикальная скорость x очень мало изменяется с высотой, откуда следует малое изменение магнитных полей, азимутальной скорости и плотности плазмы с высотой спикеры.

Легко оценить время прогрева спикеры до температуры окружающей короны (после чего спикера становится ненаблюдаемой) по формуле $t_0 \approx a^2/\chi$,

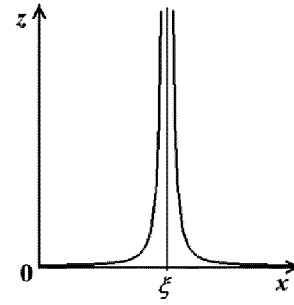


Рис. 3. Графический вид решения уравнения (9) вблизи резонанса

где a — радиус спикеры, χ — температуропроводность поперек магнитного поля. Подставляя в эту формулу стандартные характеристики спикеры, получаем, что время жизни спикеры может составлять 1—45 мин в зависимости от величины магнитного поля и радиуса спикеры, что согласуется с наблюдательными данными.

Выводы. Рассмотрена стационарная математическая модель спикеры с учетом реальных граничных условий на боковой поверхности. Показано, что:

— наблюдаемые высоты спикеры могут быть объяснены за счет резонанса, который возникает, когда величина безразмерного значения вертикальной скорости $x = v_z/v_z^0$ приближается к отношению квадрата альевеновской скорости к квадрату скорости выброса;

— продольная и азимутальная скорости, плотность плазмы в спикере, азимутальное магнитное поле с высотой спикеры изменяются незначительно;

— время жизни спикеры определяется температуропроводностью поперек магнитного поля.

1. Christopoulou E. B., Georgakilas A. A., Koutchmi S. Fine structure of the magnetic chromosphere: near-limb imaging, data processing and analysis of spicules and mottless // *Solar Phys.*—2001.—199, N 1.—P. 61—80.
2. Sterling A. C. Solar spicules: A review of recent model and targets of future observation // *Solar Phys.*—2000.—196, N 1.—P. 79—111.
3. Whitlam S., Ashbourn J. M. A., Bingham R., et al. Alfvén wave heating and acceleration of plasmas in the solar transition region producing jet-like eruptive activity // *Solar Phys.*—2002.—211.—P. 199—219.

A MODEL OF A SPICULE IN THE SOLAR CORONA

Yu. P. Ladikov-Roev, A. A. Loginov,
N. V. Maslova, O. K. Cheremnykh

A stationary model of spicule is considered taking into account the real conditions on the boundaries. We found the relationships between the height of eruption and other main parameters, namely, vertical and azimuthal velocity, value of magnetic field, and density. The existence time of a spicule is estimated.