

ОБ ОДНОМ ИЗ ВОЗМОЖНЫХ МЕХАНИЗМОВ ОБРАЗОВАНИЯ СПИКУЛ В СПОКОЙНЫХ ОБЛАСТЯХ НА СОЛНЦЕ

© 2021 г. О. В. Дунин-Барковская^{1*}, Б. В. Сомов^{1**}

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 27.07.2021 г

После доработки 06.10.2021 г.; принята к публикации 07.10.2021 г.

В качестве источника энергии для образования спикул в хромосфере Солнца рассмотрена гравитационная энергия падающего из короны вещества. Показано, что в спокойном переходном слое между хромосферой и короной направленный вниз поток вещества может порождать ударную волну, которая движется вверх. При этом часть энергии падающего вещества возвращается в корону и дает вклад в ее нагрев. Рассчитаны необходимые для этого скорости падающего вещества. Соответствующий диапазон скоростей хорошо согласуется с современными наблюдениями.

Ключевые слова: Солнце, переходный слой, спикулы, ударные волны.

DOI: 10.31857/S032001082110003X

ВВЕДЕНИЕ

Спикулы представляют собой динамические образования, лучше всего видимые на лимбе Солнца в виде множества тонких вертикальных столбиков светящейся плазмы. Они хорошо видны на всей поверхности Солнца при наблюдении в хромосферных спектральных линиях и в некоторых случаях в линиях корональных (см., например, Саманта и др., 2019; Прабхакар и др., 2019). Спикулы были открыты еще в XIX в. (Сеччи, 1877). Они давно представляют большой интерес для физики Солнца (см., например, Прист, 1985; Стерлинга, 2000), но свойства и природа спикул остаются не до конца исследованными, хотя достигнут заметный прогресс в этой области (см. Обзорная группа Hinode и др., 2019).

В настоящей статье рассматриваются спокойные области на поверхности, где картина явления не осложнена эффектами, связанными с солнечными вспышками. Однако даже в спокойных областях она оказывается довольно сложной.

Открытие в 2007 г. новой категории спикул (Де Понтю и др., 2007) разделило все спикулы на два различных класса: первого и второго типов. Спикулы первого типа хорошо видны в линиях CaII. Они поднимаются над переходным слоем со скоростями, достигающими 40 км/с, а затем падают обратно в хромосферу на временных масштабах порядка

5 мин. Спикулы второго типа гораздо более энергичные. Скорости взлета у них превышают 50 км/с и в ряде случаев достигают значений ~ 150 км/с. Кроме того, через времена 10–150 с они исчезают с изображений в линиях кальция, зато становятся видны в H α , SiIV, HeII (Перейра и др., 2014; Де Понтю и др., 2011). Таким образом, спикулы второго типа нагреваются до значительно больших температур по сравнению со спикулами первого типа. Через ~ 10 мин в спикулах второго типа часть вещества снова падает обратно (Де Понтю и др., 2007).

Поскольку есть, по крайней мере, два типа спикул, должно быть несколько различных механизмов, производящих спикулы. Сейчас предложено три основных механизма образования спикул:

(1) Быстрое увеличение давления (удар) внизу магнитной трубки, которое порождает распространяющуюся вверх ударную волну. Эта ударная волна толкает плазму вверх, и поднимающееся вещество идентифицируется как модельная спикула (Холлвег, 1982; Стерлинг, 1990; Де Понтю и др., 2004, 2007; Хеггленд и др., 2007).

(2) Пересоединение линий магнитного поля в хромосфере, вызывающее быстрое превращение магнитной энергии в кинетическую энергию плазмы. При этом часть хромосферного вещества выталкивается из хромосферы в корону (Пикельнер, 1969; Стерлинг и др., 1991; Такуши, Шибата, 2000).

(3) Скручивания и колебания магнитной трубки, приводящие к возникновению альвеновских волн,

* Электронный адрес: olga.ptitsyna@gmail.com

** Электронный адрес: somov-boris@mail.ru

которые превращаются в ударные волны при распространении вверх, в сторону убывающей плотности плазмы (Холлвег и др., 1982; Де Понтю и др., 2014).

Все три механизма рассчитаны в тех или иных упрощающих предположениях и при задании подходящих параметров воспроизводят основные наблюдаемые свойства спикул (см. ссылки выше). Возможно, первый механизм отвечает за возникновение спикул первого типа, тогда как второй и третий механизмы дают достаточно энергии для образования спикул второго типа.

Остановимся подробнее на механизме (1). В работе Хеггленд и др. (2007) показаны расчеты воздействия резкого скачка давления в магнитной трубке под переходным слоем на находящееся выше вещество. Исследованы зависимости наблюдаемых величин (таких как максимальная скорость и замедление) от параметров начального воздействия и показано, что скачок давления может породить спикулу. Однако одним из главных вопросов остается вопрос об источнике первоначального импульса давления в магнитной трубке. Обычно в литературе предлагается искать источник “удара” внизу, в нижней хромосфере или под хромосферой. Наиболее перспективным объяснением появления импульса давления в трубке кажется периодический выход на поверхность Солнца звуковых колебаний, точнее говоря, так называемых p -мод (Де Понтю и др., 2004).

Мы предлагаем посмотреть на сложившуюся ситуацию с совершенно иных позиций. Понятно, что гравитационное поле всегда стремится вернуть все направленные вверх низкоскоростные потоки вещества вниз, на поверхность Солнца. Более того, хорошо известно, что возвращается более 90% массы (Визбро, 1983). Десятилетия наблюдений выявили преобладание нисходящих потоков в спектральных линиях переходного слоя (Дошек и др., 1976; Дерев, 1982; Петер, Юдж, 1999; Дадаши и др., 2011).

Нас интересуют спокойные области на поверхности Солнца. Здесь потоки вещества и тепловой энергии из короны в хромосферу через переходный слой много меньше, чем в солнечных вспышках. Фактически, речь идет о небольших потоках разреженной корональной плазмы, которые не разрушают спокойный переходный слой. Напротив, тонкий переходный слой существенно меняет условия течения плазмы. Стационарная плотность плазмы переходного слоя увеличивается более чем на два порядка величины и может играть роль “стенки”, останавливающей поток. В то же время температура плазмы переходного слоя уменьшается во столько же раз при переходе из короны в хромосферу. В результате направленное вниз течение

разреженной плазмы становится сверхзвуковым и порождает ударную волну.

В настоящей статье мы демонстрируем, что в спокойном переходном слое движущийся вниз поток корональной плазмы действительно может генерировать распространяющуюся вверх ударную волну. Мы рассчитываем необходимые для этого скорости падающего вещества. Найденный диапазон скоростей хорошо согласуется с наблюдаемыми значениями нисходящих потоков в переходном слое (см., например, Петер, Юдж, 1999). Поскольку падение вещества происходит повсеместно и поток его достаточно большой, то можно предположить, что такой способ образования первоначального удара в механизме (1) играет не последнюю роль в образовании спикул.

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ЯВЛЕНИЯ

Известно, что магнитные поля в солнечной атмосфере имеют ярко выраженную тенденцию “пинчеваться”, т.е. разделяться на тонкие волокна магнитного поля (см., Сомов, 2017, § 15.5.1). Они начинаются на видимой поверхности Солнца, пронизывают всю корону и уходят далеко в межпланетное пространство. Перенос энергии, импульса и массы осуществляется в основном вдоль этих тонких трубочек магнитного потока (см., например, Эну, Сомов, 1991; Сомов, 2000, § 21.3).

Рассмотрим вертикальную магнитную трубку, один конец которой находится в хромосфере, а другой — в короне. Сечение трубки примем постоянным, не зависящим от распределения газового давления в ней. Плазма имеет космическое обилие элементов, ионизована и характеризуется температурой T . Обоснование однотемпературного приближения приведено в работе Птицной, Сомова (2012). В этих условиях поведение плазмы в магнитной трубке будем описывать системой стационарных уравнений диссипативной гидродинамики: законами сохранения массы, импульса и энергии вместе с уравнением состояния $p = nk_B T$. В законе сохранения энергии учтем теплопроводность, перенос энергии с потоком плазмы, охлаждение излучением (Дерев и др., 2009), мощность работы гравитационных сил и мощность стационарного нагрева хромосферы внешним источником; система уравнений приведена в статье Дунин-Барковской, Сомова (2016), уравнения (1)–(4).

В качестве граничных условий мы задаем концентрацию плазмы n_0 и скорость ее течения v_0 на нижней границе переходного слоя при температуре $T_0 = 10^4$ К. Кроме того, мы постулируем отсутствие потока тепла из переходного слоя в хромосферу, т.е. считаем, что ниже переходного слоя хромосфера нагревается каким-то внешним источником.

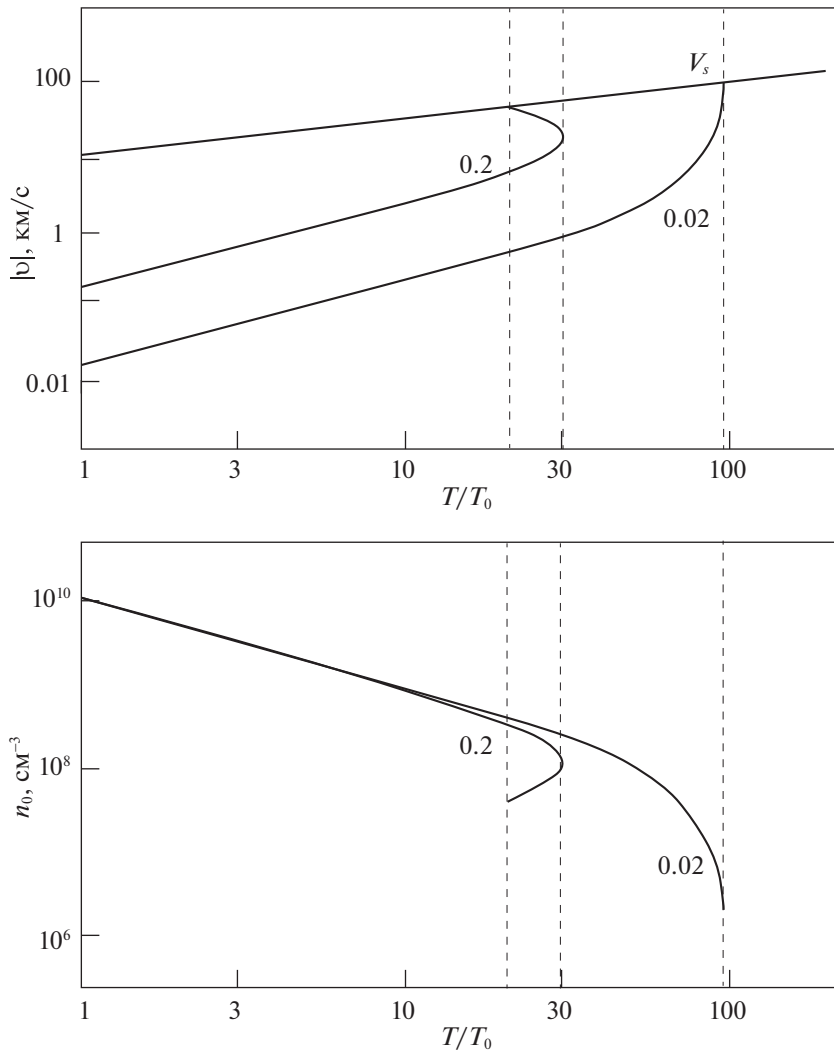


Рис. 1. Зависимость от температуры для скорости звука V_s , скорости потока плазмы v (верхняя панель) и концентрации n (нижняя панель) в направленном вниз потоке корональной плазмы. $T_0 = 10^4$ К, $v_0 = \{0.02, 0.2\}$ км/с и $n_0 = 10^{10}$ см $^{-3}$. Расчет показан только до достижения веществом скорости звука.

Приведем пример численного расчета температуры T , концентрации n и скорости v стационарного течения корональной плазмы в такой вертикальной магнитной трубке. На рис. 1 показаны зависимости n и v от температуры для текущей из короны в хромосферу плазмы. Для иллюстрации интересующего нас эффекта выбраны два значения модуля скорости: $|v_0| = 0.02$ и 0.2 км/с. Концентрация на нижней границе переходного слоя n_0 принята равной 10^{10} см $^{-3}$ (Вернацца и др., 1981). Так как концентрация плазмы в переходном слое падает с ростом температуры вдоль трубки, модуль скорости потока плазмы с увеличением температуры растет и достигает скорости звука при некоторой температуре.

Мы рассматриваем плазму, текущую вниз из короны в хромосферу, т.е. в сторону увеличения концентрации (рис. 1). При этом достижение ско-

рости звука естественно говорит о возможном возбуждении ударной волны. Качественно механизм возникновения ударной волны следующий. Летящая вниз плазма попадает в зону резко увеличивающейся плотности в переходном слое. При этом возникает возмущение, которое распространяется вверх, в сторону убывающей плотности. Амплитуда возмущения нарастает, и оно в какой-то момент превращается в ударную волну. На рис. 1 показан частный случай, соответствующий простой стационарной постановке задачи: ударная волна уже возникла и как бы стоит на одном месте, а плазма протекает сквозь нее.

Заметим, что зависимости $n(T)$ и $v(T)$ для случая большей граничной скорости имеют максимум температур, соответствующий резкому увеличению плотности и уменьшению скорости потока плазмы. Это связано с тем, что плазма, летящая вниз, сжи-

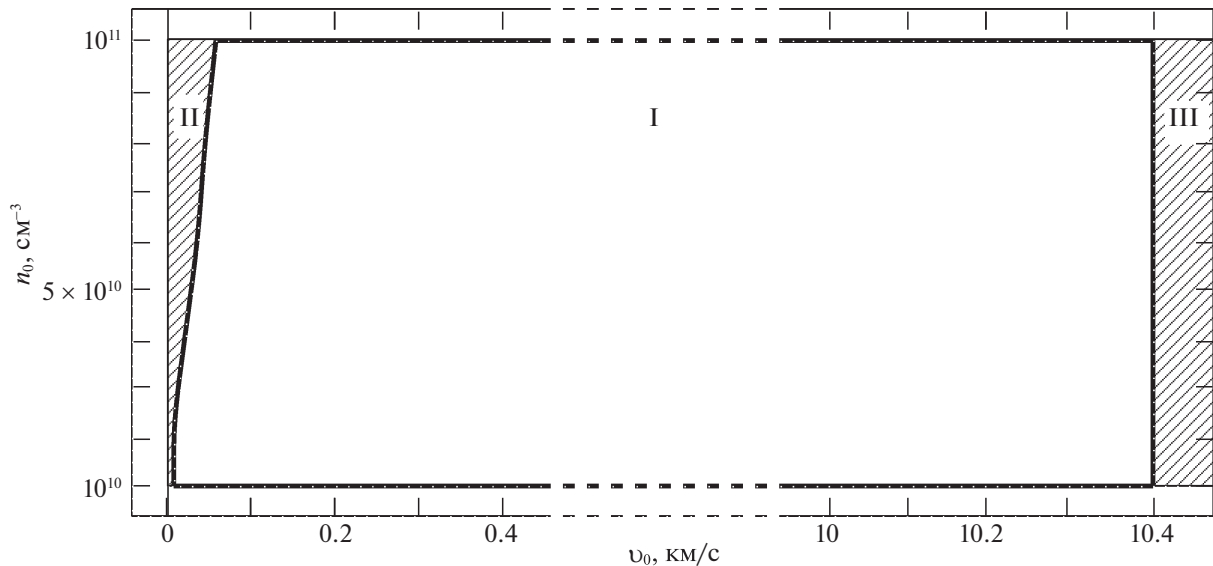


Рис. 2. Диапазоны скоростей и концентраций плазмы на нижней границе переходного слоя (v_0, n_0) для плазмы, текущей вниз: I — область параметров (v_0, n_0), для которых в переходном слое возможно возбуждение ударных волн; II — область параметров, для которых скорость плазмы не достигает скорости звука; III — область, соответствующая большому потоку плазмы, разрушающему переходный слой.

мает играющий роль поршня переходный слой. Чем больше поток набегающей плазмы, тем сильнее сжимается поршень, и скорость звука достигается при больших плотностях. Резкое сжатие поршня приводит к его нагреву, поэтому мы должны видеть увеличение температуры в ступеньке плотности. Именно этот максимум температур мы видим на рис. 1. Иными словами, мы видим нагрев и сжатие вещества под действием набегающего потока плазмы.

Предложенная модель возбуждения ударных волн имеет очевидные ограничения на величину падающего из короны потока плазмы. С одной стороны, в случае слишком маленького потока вещества ударной волны в переходном слое не образуется. С другой стороны, поток падающего вниз вещества не должен быть слишком велик. Большой поток горячей разреженной плазмы может разрушить тонкий переходный слой, как бывает в солнечных вспышках. За грубое верхнее ограничение v_0 примем скорость звука на нижней границе переходного слоя.

На рис. 2 показаны области параметров (v_0, n_0) для текущей вниз плазмы, для которых реализуются различные режимы течения в магнитной трубке. Цифрой I обозначена область параметров (v_0, n_0), для которых в переходном слое возможно возбуждение ударных волн. Заштрихованная область, обозначенная цифрой II, соответствует слишком маленькому потоку плазмы, для которого скорость плазмы в переходном слое не достигает скорости звука (см. подробнее в Дунин-Барковская, Сомов,

2016). Область, обозначенная цифрой III, соответствует большому потоку плазмы, разрушающему переходный слой.

Видно, что предложенный нами механизм может действовать в достаточно широком диапазоне значений скорости и концентрации плазмы на нижней границе переходного слоя. Кроме того, известные из наблюдений значения скоростей нисходящих потоков вещества в переходном слое 1–10 км/с (см., например, Петер, Юдж, 1999) как раз попадают в полученный нами диапазон.

ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящей статье мы рассматриваем в качестве источника энергии для образования спикул гравитационную энергию падающего вещества. Плазма поступает в верхнюю атмосферу Солнца множеством различных способов. Например, хромосферная плазма забрасывается в корону во время вспышек, микровспышек, самих спикул и т.д. Большая часть такой плазмы неизбежно возвращается к поверхности Солнца. Падающее вещество наталкивается на скачок давления в переходном слое, что может вызвать распространяющуюся вверх ударную волну.

Такой механизм образования ударной волны играет большую роль в спокойных областях на Солнце, где влияние сильного магнитного поля не столь существенно. В активных же областях вещество после пересоединения тоже возвращается к поверхности Солнца, однако скорости этого вещества столь велики, что тонкий переходный

слой разрушается, поскольку не может служить преградой такому потоку.

В спокойных областях на Солнце источником так называемого “коронального дождя” может быть возвращение вещества, заброшенного в корону из активных областей большими вспышками (Гречнев и др., 2013) или, что более распространено, падение вещества, поднятого спикулами и микровспышками. Наблюдения показывают, что в переходном слое преобладают потоки падающего вещества со скоростями около 1–10 км/с. Такие величины скоростей попадают в полученный нами диапазон скоростей вещества, для которого в переходном слое будет развиваться ударная волна. Таким образом, можно утверждать, что ударные волны, вызываемые падением вещества на переходный слой, образуются на Солнце повсеместно и могут играть роль в образовании спикул.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вернацца и др. (J.E. Vernazza, E.H. Averett, and R. Loeser), *Astrophys. J.* **45**, 635 (1981).
2. Визбро (G.L. Withbroe), *Astrophys. J.* **267**, 825 (1983).
3. Гречнев и др. (V.V. Grechnev, I.V. Kuzmenko, A.M. Uralov, I.M. Chertok, and A.A. Kochanov), *Publ. Astron. Soc. Japan* **65**, S10 (2013).
4. Дадаши и др. (N. Dadashi, L. Teriaca, and S. Solanki), *Astron. Astrophys.* **534**, A90 (2011).
5. Де Понтю и др. (B. De Pontieu, R. Erdélyi, and S. James), *Nature* **430**, 536 (2004).
6. Де Понтю и др. (B. De Pontieu, S. McIntosh, V. Hansteen, M. Carlsson, C.J. Schrijver, Th.D. Tarbell, A.M. Title, R.A. Shine, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **59**, 655 (2007).
7. Де Понтю и др. (B. De Pontieu, S. McIntosh, M. Carlsson, V.H. Hansteen, T.D. Tarbell, P. Boerner, J. Martinez-Sykora, C.J. Schrijver, and A.M. Title), *Science* **331**, 55 (2011).
8. Де Понтю и др. (B. De Pontieu, L. van der Voort, S. McIntosh, et al.), *Science* **346**, 6207 (2014).
9. Дере и др. (K. Dere), *Sol. Phys.* **77**, 77 (1982).
10. Дере и др. (K. Dere, E. Landi, R. Young, D. Del Zanna, M. Landini, and H.E. Mason), *Astron. Astrophys.* **498**, 915 (2009).
11. Дошек и др. (G. Doschek, U. Feldman, and J. Bohlin), *Astrophys. J.* **205**, L177 (1976).
12. Дунин-Барковская О.В., Сомов Б.В., Письма в Астрон. журн. **42**, 908 (2016) [O.V. Dunin-Barkovskaya, B.V. Somov, *Astron. Lett.* **42**, 825 (2016)].
13. Обзорная группа Hinode и др. (Hinode Review Team, K. Al-Janabi, P. Antolin, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **71**, R1 (2019).
14. Перейра и др. (T.M.D. Pereira, B. De Pontieu, M. Carlsson, V. Hansteen, T.D. Tarbell, J. Lemen, A. Title, P. Boerner, et al.), *Astrophys. J.* **792**, L15 (2014).
15. Петер, Юдж (H. Peter and P. Judge), *Astrophys. J.* **522**, 1148 (1999).
16. Пикельнер С.Б., *Астрон. журн.* **46**, 328 (1969).
17. Прабхакар и др. (M. Prabhakar, K.P. Raju, and T. Chandrasekhar), *Solar Phys.* **294**, 1 (2019).
18. Прист Э.Р., *Солнечная магнитогидродинамика* (М.: Мир, 1985), с. 44.
19. Птицына О.В., Сомов Б.В., Письма в Астрон. журн. **38**, 892 (2012) [O.V. Ptirsyna, B.V. Somov, *Astron. Lett.* **38**, 801 (2012)].
20. Саманта и др. (T. Samanta, H. Tian, V. Yurchyshyn, et al.), *Science* **366**, 890 (2019).
21. Сеччи (A. Secchi), *L'astronomia in Roma nel pontificato DI Pio IX (1877)*.
22. Сомов (B.V. Somov), *Cosmic Plasma Physics* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2000).
23. Сомов (B.V. Somov), *Plasma Astrophysics, Part II, Reconnection and Flares* (Springer: New York, Heidelberg, London, 2013).
24. Стерлинг, Мариска (A. Sterling and J. Mariska), *Astrophys. J.* **349**, 647 (1990).
25. Стерлинг и др. (A. Sterling, J. Mariska, K. Shibata, and Y. Suematsu), *Astrophys. J.* **381**, 313 (1991).
26. Стерлинг (A. Sterling), *Solar Phys.* **196**, 79 (2000).
27. Такуши, Шибата (A. Takeuchi and K. Shibata), *Astrophys. J.* **546**, L73 (2000).
28. Хеггланд и др. (L. Heggland, B. De Pontieu, and V. Hansteen), *Astrophys. J.* **666**, 1277 (2007).
29. Холлвер (J. Hollweg), *Astrophys. J.* **257**, 345 (1982).
30. Холлвер и др. (J. Hollweg, S. Jackson, and D. Galloway), *Solar Phys.* **75**, 35 (1982).
31. Эну, Сомов (J.-C. Héroux and B.V. Somov), *Astron. Astrophys.* **241**, 613 (1991).