ТЕПЛОВЫЕ СТРУКТУРЫ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

В.А. Ковалев[1], Г.П. Чернов[1], И. Ханаока[2]

[1] Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, Троицк
[2] Национальная астрономическая обсерватория Японии, Токио

Проведен анализ снимков двух солнечных вспышек: 4 и 28 ноября 1997 г. Yohkoh/ SXT, HXT (мягкий и жесткий рентгеновские диапазоны). На фоне "теплой" плазмы с температурой 6МК обнаружены многочисленные высокотемпературные структуры (ВТС) с Т $\sim$ (18-50)МК со сложной пространственно-временной динамикой. Минимальный размер ВТС, который удалось наблюдать, ограничен условиями разрешения: $d \sim 2000$ км. Картина напоминает турбулентную среду со множеством микровспышек. Структуры рождаются, взаимодействуют между собой, объединяются и исчезают. По длительности можно выделить два типа ВТС: короткоживущие, с временем жизни менее минуты и квазистационарные, существующие длительное время, порядка нескольких минут на протяжении всей горячей фазы вспышки. В магнитной петле, окаймляющей область вспышки и создающей своеобразную оболочку, упорядоченные ВТС представляют собой квазистационарное устойчивое образование в виде вытянутой гирлянды горячих ядер. Геометрически ядра ВТС в SXR ($\sim$ 20 МК) и в HXR ($\sim$ 50 МК) расположены близко друг к другу, но не совпадают.

Тепловая энергия отдельной ВТС составляет $\simeq 2 \cdot 10^{27}$ эрг. Основная энергия вспышки $\sim 10^{31}$ эрг, по-видимому, сосредоточена в неразрешимых мелкомасштабных структурах с размерами < 2000 км. В отличии от рентгеновских снимков, в мере эмиссии структуры не видны. Это свидетельствует о фрактальности вспышечного объема, излучающего в разных температурных диапазонах. Для анализа теплового баланса отдельной ВТС рассмотрим уравненение теплопроводности:

$$c_v \frac{\partial T}{\partial t} = div(\kappa \nabla T) + f(n, T), \tag{1}$$

где $c_v = 3nk$-теплоемкость, n-концентрация, k- постоянная Больцмана, κ - коэффициент тепплопроводности, f(n,T)-обобщенный источник, включающий нагрев Q и радиационное охлаждение $\pounds = n^2 L(T)$, L(T)-известная функция. Из (1) следует: $\kappa \sim d^2 \pounds / T$. Соответствующее численное значение при $n = 4 \cdot 10^{10-3}$ на три порядка ниже коэффициента классической изотропной теплопроводности, что свидетельствует о высокой термоизоляции ВТС. Кроме того, изотропная электронная теплопроводность привела бы к слишком быстрому ($<$ 1с.) теплопроводному охлаждению ВТС. Время радиационного охлаждения значительно больше: $\sim 10^4 c$. Вспышечная плазма при Т$\sim$ 50МК становится близкой к бесстолкновительной: длина свободного пробега $\sim d$. Определяющую роль могут играть аномальные процессы переноса. Наиболее вероятной причиной пониженной теплопроводности является магнитное поле.

В имеющихся к настоящему времени моделях вспышечного нагрева, в частности, в известной модели шлемовидной магнитной конфигурации с пространственно разнесенными источником (область пересоединения) и излучающей областью, численно рассчитанной Цунетой (1996), ВТС отсутствуют. Нашим наблюдениям, по-видимому, в большей степени соответствуют модели, в которых источник и излучающая область неразделимы. В солнечной атмосфере действует постоянный источник нагрева короны (пока неизвестной природы). При понижении теплоотвода возникает дополнительный (вспышечный) нагрев.

В открытой системе с объемным источником нагрева и диссипацией возникают пространственные когерентные структуры, происходит самоорганизация плазмы, выгодная с энергетической точки зрения (Пригожин, 1985). Существование различных решений можно показать, записав уравнение (1) в градиентном виде. Если соответствующий функционал не имеет минимумов, то будет наблюдаться распространение фронтов. В случае наличия минимумов, которых может быть множество, каждому из них соответствует состояние среды во времени - мультистабильность. Пространственные распределения полей, отвечающие разным минимумам, могут качественно различаться: среди них могут быть периодические, квазипериодические распределения, состояния типа локализованных структур и динамического беспорядка (Рабинович, Езерский, 1998).

Режим медленного нагрева (p=const) справедлив при $t \gg t_d$, где $t_d \simeq d/v_{T_i}$ - газодинамическое время, составляющее для ВТС $\simeq 5c$. Стационарные решения уравнения (1) с обобщенным источником нагрева: $f(u) = \partial U/\partial u$, где $u = T^{\sigma+1}, \kappa = \kappa_o T^{\sigma}$, получены Ковалевым и Лаптуховым (1992). В случае потенциала типа "яма + холм":

$$U = -U_o(u-u_1)^2(u_2-u), \quad U_o > 0, \tag{2}$$

для $u(0) = u_2$ имеем решение типа солитона:

$$u = u_1 + \frac{u_2-u_1}{ch^2 ax} \tag{3}$$

с характерным масштабом:

$$d = 2a^{-1} = \frac{2\sqrt{2}}{(\sigma+1)} \frac{\kappa_o}{\sqrt{U_o(u_2-u_1)}}. \tag{4}$$

Быстрый вспышечный нагрев (n=const, $t \ll t_d$) с нелинейным источником вида: $f \sim T^{\beta}$ при $\beta > 1$ проходит во взрывном режиме с гиперболическим законом поведения температуры. Известно, (Курдюмов, 1982), что такой нагрев при условии $\beta >$
$\sigma + 1$ сопровождается формированием метастабильных дискретных тепловых структур (Т-слоев).

Для понимания природы солнечных вспышек необходимо дальнейшее детальное исследование ВТС в различных энергетических диапазонах, теоретическое изучение условий их возникновения, устойчивости и динамики в рамках как простых моделей, так и на основе решений самосогласованной системы МГД-уравнений.

Литература

Цунета С. (Tsuneta S.), 1996, Astrophys. J., 456, 840
Пригожин И., 1985, От существующего к возникающему, М.: Наука
Рабинович М.И., Езерский А.Б., 1998, Динамическая теория формообразования, М., "Янус-К"
Ковалев В.А., Лаптухов А.И., 1992, Иссл. Земли из Космоса, 1, 11
Курдюмов С.П., 1982, Соврем. пробл. матем. физ. и вычисл. матем., 217