

## ФИР-ЭФФЕКТ КАК ИНДИКАТОР ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ И МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЕ

В.М. Томозов

## FIP EFFECT AS AN INDICATOR OF DYNAMICAL PROCESSES IN THE SOLAR ATMOSPHERE AND INTERPLANETARY MEDIUM

V.M. Tomozov

Представлен обзор современных наблюдательных и теоретических представлений о проявлениях FIP-эффекта, т. е. превышения содержания элементов с низким первым потенциалом ионизации (first ionization potential – FIP <10 эВ) над содержанием элементов с высоким первым потенциалом ионизации (>10 эВ), в различных слоях и структурных образованиях солнечной атмосферы – от фотосферы до короны и солнечного ветра в межпланетной среде. Отдельно рассмотрен вопрос о составе солнечных энергичных частиц, связанных с солнечными вспышками и корональными выбросами массы. Сделан вывод о том, что основную роль в возникновении FIP-эффекта могут играть альвеновские волны (с возможной трансформацией в другие виды волн) и процессы пересоединения магнитных полей. Кратко отмечены проявления FIP-эффекта у звезд, близких по характеристикам Солнцу, и описаны примеры возникновения обратного FIP-эффекта у некоторых звезд. Подчеркнуто, что данные наблюдений FIP-эффекта могут быть использованы для диагностики физических процессов в коронах Солнца и звезд.

This is a review of present-day observational and theoretical conceptions of FIP (first ionization potential) effect manifestations in different layers and structures of the solar atmosphere from the photosphere to corona and solar wind in interplanetary medium. FIP effect is considered as an excess of content of elements with low first ionization potential (<10 eV) over that of high FIP elements (>10 eV). For FIP effect in different structures of solar atmosphere upper layers, the content of elements with low first ionization potential (<10 eV) is several times as much as that of elements with high first ionization potential (>10 eV). The matter of content of solar energetic particles related to solar flares and coronal mass ejections is considered separately. As concluded, Alfvén waves (including possible transformation into other type waves) and processes of the magnetic field reconnection can play the primary role in FIP effect initiation. FIP effect manifestations at stars similar to the Sun in their characteristics are described briefly, as well as examples of inverse FIP effect occurrence at some stars. It is emphasized that FIP effect observational data can be used as a diagnostics of physical processes in solar and stellar coronae.

### Введение

Работа посвящена описанию наблюдательных проявлений FIP-эффекта (FIP – first ionization potential) в различных образованиях в солнечной атмосфере, поэтому, прежде всего, необходимо коротко изложить современные представления о физических процессах, происходящих в солнечной атмосфере и формирующих ее структуру. Солнце является ближайшей к нам звездой спектрального класса G2V, находящейся на средней стадии своей эволюции и обладающей умеренной активностью даже по сравнению со звездами того же спектрального класса [Güdel, 2010]. Солнце состоит из водорода (более 90 %), гелия (~10 %) и небольшого количества более тяжелых элементов (~0.1 % по числу частиц). Считается, что Солнце относится ко второму поколению звезд, поскольку оно образовалось в межзвездной среде, уже обогащенной тяжелыми элементами. Перед достижением главной последовательности светимость Солнца составляла 70 % от современной, в ходе дальнейшей эволюции оно стало несколько горячее и ярче [Sackmann et al., 2003]. Поверхность Солнца демонстрирует дифференциальное вращение, т. е. его угловая скорость зависит от широты и уменьшается от экватора к полюсам на ~30 %, что обусловлено взаимодействием конвекции с глобальным вращением. Согласно гелиосейсмическим данным, нижняя граница конвективной зоны находится на глубине  $0.73R_{\odot}$  ( $R_{\odot}$  – радиус Солнца), где сосредоточены сильные магнитные поля и происходит их интенсивное усиление вследствие взаимодействия конвективных элементов с магнитным полем, т. е. в результате действия меха-

низма динамо. Толщина конвективной зоны определяется непрозрачностью вещества в ее основании, причем основной вклад в непрозрачность вносит содержание по массе тяжелых примесных элементов  $Z$  (~2 %). Видимая поверхность Солнца представляет собой верхнюю часть конвективной зоны, которая и является ответственной за все многообразные проявления активности в его атмосфере. Конвективные движения вещества разных масштабов, представляющих собой определенную иерархию, с признаками самоподобия (грануляция, входящая в состав структур конвекции более крупных масштабов – мезо- и супергрануляции) способствуют выходу усиленных магнитных полей в фотосферу; взаимодействие магнитных полей с полем скорости вещества Солнца приводит к возникновению различных структур солнечной атмосферы – от солнечных пятен в фотосфере до разнообразных магнитных петель в горячей (>10<sup>6</sup> K) солнечной короне. Само существование горячей солнечной короны и потоков плазмы солнечного ветра, в конечном счете, тоже обусловлено действием конвективной зоны. Динамичное поведение магнитных полей в солнечной короне, обусловленное движениями вещества конвективных элементов разных размеров в фотосфере, приводит к диссипации энергии магнитных полей в широком диапазоне пространственных, временных и энергетических масштабов (в форме нановспышек, микровспышек, вспышек и корональных выбросов массы). Таким образом, солнечная атмосфера является неоднородной, многомасштабной и очень динамичной системой, отдельные компоненты которой связаны между собой магнитным полем и движениями плазмы. Определение химического состава плазмы в астро-

физических объектах является очень важной задачей, в частности, для физики атмосферы Солнца, звезд и межпланетной среды. В этой работе будет продолжено начатое в 2004 г. [Томозов, 2004, 2011] описание новых результатов, полученных по проявлениям FIP-эффекта в атмосфере Солнца, и определение потенциальных диагностических возможностей этого эффекта в качестве индикатора различных динамических явлений в солнечной атмосфере. Суть FIP-эффекта связана с распределением содержания примесных элементов (Z) в различных образованиях в солнечной атмосфере по признаку величины первого потенциала ионизации (<10 эВ) (к таким элементам, например, относятся Si, Fe и Mg). Содержание (или обилие) примесных элементов обычно выражается по отношению к содержанию водорода, так что  $A_{Ei} = N_{Ei}/N_H$ , а величина FIP-отклонения  $\xi$  определяется как отношение  $A_{Ei}$  в короне к  $A_{Ei}$  в фотосфере. Хотя состав элементов в солнечной фотосфере, достаточно надежно определенный спектроскопическими методами, является однородным по всей поверхности Солнца, обилия примесных элементов с FIP<10 эВ (low FIP) в той или иной степени увеличены в различных солнечных структурах по отношению к их содержаниям в фотосфере [Feldman et al., 2002, 2003]. Содержания элементов с более высоким потенциалом ионизации FIP (>10 эВ – high FIP, например, C, O и N) остаются практически фотосферными. Отметим также, что состав нелетучих элементов, найденных в метеоритах («углистых хондритах»), которые образовались в процессе формирования солнечной системы и не подвергались дальнейшей переработке, также совпадает с составом фотосферы Солнца. FIP-эффект должен зависеть от двух основных физических причин: 1) наличия ионизирующего агента в виде излучения и/или быстрых частиц достаточно высоких энергий (>10 эВ) и 2) существования силы в атмосфере Солнца, действующей прежде всего на легко ионизуемые атомы и приводящей к их преимущественному подъему в верхние слои атмосферы (возможно, связанной с динамикой магнитных полей и/или с быстрыми течениями вещества).

**Проявления FIP-эффекта в различных образованиях в солнечной атмосфере**

В ходе 11-летнего цикла активности Солнца крупномасштабная структура солнечной атмосферы существенно изменяется. В спокойные периоды (минимумы активности) лишь на очень небольшой части солнечной поверхности наблюдаются отдельные пятна, в полярных областях видны корональные дыры, а вспышки и выбросы корональной массы являются редкими событиями. В периоды циклов с высокой активностью (максимумы), когда на большей части поверхности Солнца присутствуют группы пятен, корональные дыры практически отсутствуют, а вспышки и выбросы корональной массы происходят очень часто. Корона Солнца в минимуме активности обладает симметричной формой, корональные стримеры располагаются в пределах солнечного экватора, а в период максимума корона приобретает «взлохмаченную» форму и пояс шле-

мовидных образований – стримеров, продолжением которого в межпланетной среде является гелиосферный токовый слой, становится волнообразным. В каждом из структурных образований солнечной атмосферы FIP-эффект количественно проявляется по-разному, и, следовательно, величина FIP-эффекта от всего Солнца должна меняться с циклом активности. Плазма солнечной фотосферы является слабоионизованной при температуре ~5500 К, поскольку количество свободных электронов определяется лишь однажды ионизованными элементами с FIP<10 эВ (их доля составляет всего около ~1 10<sup>-4</sup>), high-FIP-элементы остаются нейтральными (см. таблицу). Однако доля свободных электронов может оказаться и больше с учетом неравновесной ионизации, обусловленной нестационарными процессами, например слабыми ударными волнами в фотосфере, быстрыми частицами и жестким излучением от мелкокомасштабных процессов выделения энергии – нановспышек.

*Наиболее распространенные элементы в солнечной фотосфере в соответствии с величиной первого потенциала ионизации (FIP)*

Элемент	He	Ne	Ar	N	H	O	Cl	C
FIP, эВ	24	21	15	14	13	13	13	11
	.6	.6	.8	.5	.6	.6	.0	.3
Элемент	P	S	Si	Fe	Mg	Ni	Mn	Cr
FIP, эВ	10	10	8.	7.	7.	7.	7.	6.
	.5	.3	1	9	6	6	4	8
Элемент	Ca	Al	Na	K				
FIP, эВ	6.	6.	5.	4.				
	1	0	2	3				

Особенно яркое проявление взаимодействий вещества с магнитным полем демонстрируют нижние слои солнечной атмосферы – фотосфера и хромосфера. Современные представления о динамике взаимодействий вещества с магнитным полем в этих областях атмосферы Солнца, подробно изложенные в обзоре Ведемейера-Бома и др. [Wedemeyer-Böhm et al., 2008], кратко описаны здесь применительно к областям спокойного Солнца. Основными структурными элементами в спокойной атмосфере Солнца являются «очаги» магнитной сетки, окаймляющие ячейки супергрануляции. Крупномасштабные течения конвекции переносят магнитное поле к дорожкам между супергранулами. Магнитные поля в этих зонах достигают величины порядка кГс и образуют магнитную сетку. Очаги сетки состоят из более мелких и очень динамичных магнитных элементов с различными значениями поля. Магнитное поле выходит в слои атмосферы над очагами сетки и, в зависимости от полярности потока соседних областей, формирует или воронкообразные конфигурации в короне, или связывается с соседними областями сетки магнитными петлями, образуя магнитный балдахин верхней хромосферы (рис. 1) [Peter, 2002]. Наблюдения в линии H $\alpha$  показывают, что вся область хромосферы заполнена динамичными тонкими волоконцами (фибриллами), выходящими из областей сетки. Фибриллы могут быть следствием ударных волн в хромосфере, возникающих, когда конвективные течения и глобальные колебания (p- и g-моды) прони-

кают в хромосферу вдоль линий поля в конгломератах магнитного потока. Таким образом, в области балдахина генерируются преимущественно МГД-волны

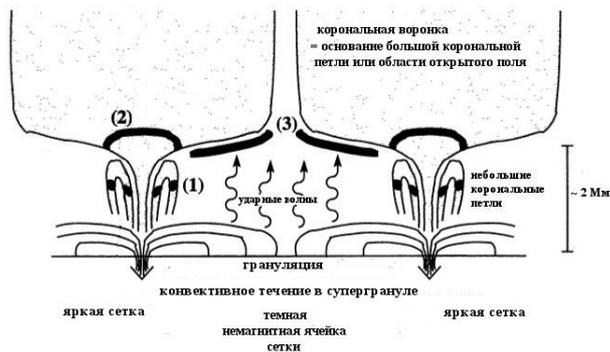


Рис. 1. Структура переходной области в атмосфере Солнца. Темные области (1, 2, 3) соответствуют зонам свечения линии CIV [Peter, 2002].

МГД волны (альвеновские и магнитозвуковые) при запутывании оснований силовых линий конвективными течениями. Другими динамическими элементами структуры хромосферы являются спикулы I и II типа, обычно отчетливо наблюдаемые на лимбе Солнца. Спикулы I типа возбуждаются ударными волнами от возмущений в фотосфере (в связи с р-модами) и распространяются вдоль линий поля фотосферы в верхние слои атмосферы. Спикулы II типа более динамичные, более протяженные, обладают большими скоростями и меньшим временем жизни и, по-видимому, возбуждаются процессом магнитного пересоединения. Спикулы II типа могут также являться трассерами альвеновских волн, они переносят достаточно энергии, чтобы играть важную роль в нагреве короны и в ускорении солнечного ветра. В нижней короне регистрируются также сгустки горячей плазмы, но их положение не связано с областями сетки, по-видимому, переплетенная и искривленная структура силовых линий поля порождает такие сгустки вследствие пересоединения магнитных полей. Горячие сгустки плазмы обнаруживаются преимущественно в нижней короне. Ниже области балдахина можно выделить зону суббалдахина (высота  $\sim 1.5$  Мм) над основанием фотосферы ( $\tau_{500} = 1$ ). Здесь поле значительно слабее и пассивно переносится течениями вещества, преобладающим масштабом является грануляция, возбуждаемая конвективными движениями и выбросами. Часть слабых полей зоны суббалдахина связана с более сильным полем в области балдахина. Последствия конвективных выбросов позволяют условно разделить область суббалдахина на зоны с различной динамикой плазмы (снизу вверх): нижнюю фотосферу, среднюю фотосферу, верхнюю фотосферу и флуктосферу. В нижней и средней фотосфере регистрируются мелкомасштабные конвективные ячейки, которые образуют грануляцию в нижней фотосфере. Плазма поднимается вверх при конвекции внутри гранул, расширяется и охлаждается, а затем стекает вниз, в дорожки между гранулами, сжимается и вновь нагревается (т. е. происходит своеобразная циркуляция вещества). Над грануляци-

ей горизонтальная компонента магнитного поля сильнее, чем вертикальная. Наблюдается также выход магнитных полей в форме небольших петель с подножиями, расположенными даже в пределах гранул, причем часть поля уходит на поддержание горизонтальной компоненты поля, а часть магнитного потока погружается и исчезает с поверхности. Верхняя фотосфера является границей (высота  $\sim 0.5$  Мм – область температурного минимума) между зоной, контролируемой конвективными выбросами, и верхним слоем с преобладанием волн разных типов. Здесь образуется ультрафиолетовый континуум в спектральной области 160 нм (спектральная полоса фильтра ИСЗ TRACE). Интересно отметить, что здесь возможно образование слоев слабого магнитного поля различных направлений (токовые слои). Кроме того, верхняя фотосфера является своеобразным изолирующим слоем между фотосферой внутри сетки и флуктосферой – зоной с преобладанием действия ударных волн в областях ячеек сетки суббалдахина, располагающейся между фотосферой и частью хромосферы, видимой в линии H $\alpha$ . Основными структурными объектами здесь являются распространяющиеся и взаимодействующие между собой ударные волны в слабом магнитном поле, которые возбуждаются в фотосфере процессами, связанными с конвекцией (например, взрывающимися гранулами, конвективными выбросами и акустическими колебаниями (р-модами)), и приводят к очень сложной динамике магнитного поля. Взаимодействие фронтов ударных волн вызывает появление ярких зерен в линиях CaII (кальций – low-FIP-элемент). Сравнительно небольшой эффект нагрева ударными волнами может вносить определенный вклад в баланс энергии хромосферы. Физические условия в флуктосфере допускают конверсию волновых мод (входящие в нее звуковые волны преобразуются в быстрые и медленные магнитозвуковые волны). Эти волны могут выходить в область балдахина и распространяться вдоль силовых линий поля в верхние слои. Часть волн может отклоняться назад, в верхнюю часть суббалдахина, усиливая свое влияние на поле балдахина, что, возможно, способно приводить к запуску нановспышек. Усиленные магнитные поля сетки, окаймляющие ячейки супергранул, выходят в корону, образуя крупномасштабную систему горячих петель, видимых в рентгеновском диапазоне ( $T > 10^6$  К). Описанная иерархия физических процессов в спокойной области Солнца остается справедливой и для активных областей, однако взаимное влияние динамики поля и плазмы может существенно меняться.

Нагрев корональных петель, образующих структуру короны Солнца, осуществляется за счет преобразования энергии магнитного поля различными способами. Кинетическая энергия конвективных движений вещества в фотосфере намного превосходит энергию, необходимую для нагрева короны, при этом магнитное поле начинает играть основную роль с ростом высоты в атмосфере. Существующие теории нагрева короны разделяются на два основных класса, в зависимости от частоты возмущений, которым подвергается магнитное поле: 1) нагрев

волнами (например, альвеновскими) при конверсии волновых мод, резонансном поглощении и фазовом перемешивании; 2) нагрев при запутывании силовых линий магнитного поля медленными (квазистатическими) движениями в фотосфере, когда энергия магнитного поля нарастает до тех пор, пока конфигурация не станет неустойчивой и не произойдет быстрая диссипация энергии поля (например, в токовых слоях при нагреве короны нановспышками). Отметим, что при вычислении баланса энергии и радиативных потерь солнечной корональной плазмы необходимо учитывать FIP-эффект [Golgan et al., 2008]. Среднее значение FIP-отклонения в короне в среднем составляет  $\xi \approx 4$  и лишь в редких случаях превосходит 10. Вычисления показали, что при возрастании содержания low-FIP-элементов в корональной плазме радиативные потери быстро увеличиваются, достигая пиковых значений в диапазоне температур 1–10 МК. Ниже температуры 0.3 МК, где вклад low-FIP-элементов в излучение намного меньше, радиативные потери становятся менее чувствительными к обилию low-FIP-элементов.

Считается, что основное разделение элементов на различные популяции по FIP происходит в области хромосферы с  $T=10^4$  К или в переходной зоне хромосфера – корона, т. е. в тех областях, где уже начинает сказываться влияние излучения короны в ультрафиолетовой части спектра. Однако слабые признаки FIP-эффекта с амплитудой  $\xi=1.1-1.2$  были обнаружены Шеминовой и Соланки [Sheminova, Solanki, 1999] даже в фотосферных слоях солнечного магнитного потока в факеле активной области и в сетке. Чрезвычайно интересные сведения о связи FIP-эффекта с эволюцией активных областей приводятся в работе Шили [Sheeley, 1996]. По наблюдениям было получено, что молодая активная область вскоре после своего выхода показывает практически фотосферный состав элементов, спустя два-три дня достигается среднее по короне FIP-отклонение  $\xi \sim 4$ , а через четыре-пять дней FIP-отклонение увеличивается до значений  $\sim 8-9$ . Этот факт говорит о том, что в замкнутых структурах магнитных полей происходят преимущественный захват и накопление элементов с низким потенциалом ионизации.

Теперь опишем FIP-эффект в двух наиболее энергичных проявлениях солнечной активности – корональных выбросах массы (КВМ) и вспышках, которые к тому же довольно тесно связаны между собой. Выбросы коронального вещества в межпланетную среду являются мощными и скоротечными процессами, особенно частыми в максимуме солнечной активности, причем иногда их кинетическая энергия превосходит энергию вспышек. Достигая окрестностей Земли, КВМ способны оказывать сильное возмущающее воздействие на магнитосферу Земли и определять космическую погоду, вызывая геомагнитные бури. Одним из возможных способов инициирования КВМ оказывается дестабилизация так называемых спокойных протуберанцев, которые обычно формируются на нейтральных линиях крупномасштабного магнитного поля, содержат холодное хромосферное вещество и обладают

сложной скрученной структурой магнитного поля. Такие протуберанцы находятся в состоянии динамического равновесия и непрерывно обмениваются веществом через подножия петель, составляющих их структуру, с нижележащей атмосферой. Иногда наблюдается даже полное разрушение конфигурации протуберанца под действием возмущений от близких вспышек. Недавно при наблюдениях со спектрометром CDS (ИСЗ SOHO) было обнаружено, что в некоторых линиях EUV-диапазона волокна оказываются более протяженными, чем в линии H $\alpha$  [Heinzel et al., 2001]. Это означает, что полученные ранее оценки массы и энергетики волокон необходимо пересмотреть в сторону их увеличения. Другой наиболее мощный тип КВМ связан с выбросами волокон из активных областей и сопровождается вспышками, ускорением энергичных частиц и появлением всплесков радиоизлучения в короне. В качестве источника энергии всех эруптивных явлений в солнечной атмосфере обычно рассматривается энергия, накапливаемая в корональном магнитном поле и способная при определенных условиях быстро освобождаться. Быстрая диссипация накопленной энергии магнитных полей осуществляется в процессе магнитного пересоединения, происходящего в токовых слоях, которые естественным образом образуются в некоторых особых областях магнитных конфигураций (нейтральные точки, нулевые точки, сепаратрисные поверхности) [Алтынцев и др., 1982; Прист и др., 2005]. Процесс выделения свободной энергии магнитных полей в токовых слоях сопровождается появлением быстрых потоков горячей плазмы, пучков энергичных частиц и потоков плазмы с образованием ударных волн, причем роль этих каналов выделения энергии может меняться в зависимости от плотности плазмы и величины магнитного поля. В плотной и холодной плазме хромосферы и переходной области основными каналами выделения энергии магнитного поля будут быстрые движения плазмы и ее нагрев, а в горячей и относительно разреженной плазме короны (где ярко проявляются коллективные свойства плазмы) большая доля энергии поля, помимо нагрева основной плазмы, будет передаваться быстрым частицам. Сам процесс возникновения токовых слоев как основных диссипативных элементов является универсальным свойством солнечной атмосферы и непосредственно связан со структурой течений в плотной плазме фотосферы, основной характеристикой которой является наличие сдвиговых (и более сложного характера) движений между конвективными элементами разных масштабов. Сдвиговые движения, деформируя основания силовых линий магнитного поля в фотосферных слоях, приводят к накоплению энергии во всей магнитной конфигурации и рождению токовых слоев [Golovko et al., 1988; Aly, 1990; Matyukhin et al., 1990]. Токковый слой подвержен неустойчивости относительно разбиения однородного слоя на отдельные токовые волокна (тиринг-неустойчивость) [Furth et al., 1963], что способствует выделению магнитной энергии. Быстрое выделение энергии в токовом слое становится возможным, когда величина плотности тока в нем превышает порог микронеустойчивости, порождающей аномальное сопротивление [Прист и др., 2005; Алтын-

цев и др., 1982]. В лабораторных условиях регистрируются оба вида неустойчивостей [Алтынцев и др., 1982].

Во вспышечно-активных областях волокна располагаются над линиями раздела полярностей поля, и их активизация при наблюдениях в оптическом диапазоне считается предвестником появления вспышек. Над волокнами находятся замкнутые линии магнитного поля, создающие в целом замкнутую магнитную конфигурацию всей активной области. При дестабилизации волокно начинает подниматься вверх и разрушать вышележащие линии поля в ходе магнитного пересоединения с образованием токового слоя, вследствие чего конфигурация поля области в целом становится вытянутой и сила Лоренца препятствует дальнейшему выходу волокна. Однако если накопленная магнитная энергия волокна при определенных условиях превосходит энергию сдерживающего вышележащего поля активной области, то происходит «прорыв» магнитного поля с беспрепятственным выходом волокна в корону и образованием коронального выброса массы (рис. 2).

Энергия, выделившаяся в виде быстрых частиц (solar energetic particles, SEP) и потоков горячей плазмы, распространяется в нижние слои атмосферы (в хромосферу) с образованием ударных волн, приводя к вторичным проявлениям вспышки (свечению вспышечных лент в рентгеновском и оптическом диапазонах спектра, выбросу нагретой плазмы из хромосферы). Большая часть энергии мощной вспышки ( $\sim 10^{32}$  эрг; изредка экстремальные КВМ могут обладать и большей энергией) выделяется в форме электронов и ионов высоких энергий, часть которых проникает в нижние слои солнечной атмосферы, порождая разнообразные виды эмиссии и вызывая «испарение» хромосферы, а другая часть выходит в межпланетную среду.

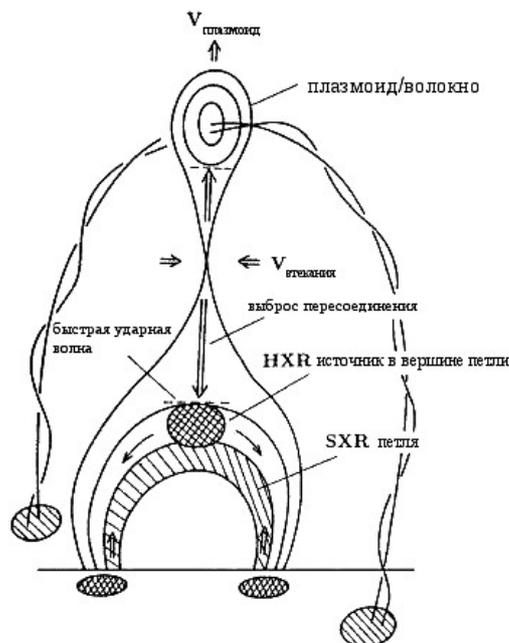


Рис. 2. Унифицированная модель солнечной вспышки, основанная на механизме магнитного пересоединения с выбросом плазмоида. HXR – источник жесткого рентгеновско-

го излучения; SXR – источник эмиссии в мягкой рентгеновской области спектра [Shibata, 1998].

Излучение захваченных частиц охватывает обширную область непрерывного спектра – от радио- и микроволнового до мягкого ( $\sim 1\text{--}20$  кэВ) и жесткого ( $\sim 20\text{--}300$  кэВ) рентгеновского диапазона. Кроме того, иногда регистрируются узкие гамма-линии от деактивации возбужденных ядер в области энергий  $4\text{--}8$  МэВ и нейтроны высоких энергий, наблюдаемые непосредственно как с космических аппаратов, так и наземными нейтронными мониторами. Выходящие в межпланетную среду потоки частиц часто имеют химический состав ионов, сильно отличающийся от состава внешней солнечной атмосферы [Miller, 1998] (возможно, вследствие FIP-эффекта). По характеристикам ускоренных частиц вспышки естественно делятся на два класса: импульсные и продолжительные [Cliver, 1996]. Продолжительные вспышечные события обычно возникают вследствие катастрофической перестройки магнитных полей в большом объеме нижней короны Солнца, длительное время генерируют эмиссию в мягком и жестком рентгеновском излучении, а также в гамма-диапазоне, обеднены электронами и связаны с КВМ и радиовсплесками II типа. Кроме того, они эффективно ускоряют протоны и ионы до высоких энергий с корональным обилием состава элементов по FIP-эффекту (зарядовые состояния ионов Fe $\sim$ 14). Импульсные вспышки более компактные, локализуются ниже в короне в зонах с более сильным магнитным полем, их излучение относительно кратковременное, и они демонстрируют сильное возрастание содержания энергичных ионов. Отношение изотопов  $^3\text{He}/^4\text{He}$  в импульсных вспышках достигает  $\sim 1$ , что на много порядков превосходит корональное значение  $5 \cdot 10^{-4}$ . Кроме того, в таких вспышках наблюдаются большие отношения Fe/H с зарядовыми состояниями железа около 20, что указывает на значительные температуры в области их источника. В этих явлениях присутствует также электронный компонент. Для импульсных вспышек характерным является хотя и меньшее, но существенное увеличение содержания ионов Ne, Mg, Si и Fe по отношению к  $^4\text{He}$ , C, N и O, что также связано с FIP-эффектом.

На основе результатов наблюдений с ИСЗ «Yohkoh» Шибата [Shibata, 1996] несколько дополнил и развил известную унифицированную модель вспышки (см. рис. 2), пригодную для описания физических процессов, как в длительных, так и в импульсных вспышечных событиях. Модель основана на гипотезе, что импульсная фаза вспышки соответствует начальной фазе выброса плазмоида. Выброс плазмоида вызывает усиленное течение плазмы к X-точке ниже волокна плазмоида, что приводит к образованию токового слоя и быстрому пересоединению магнитных полей. Согласно закону сохранения массы, скорость втекания плазмы в слой примерно равна скорости выброса плазмоида (по наблюдениям начальной стадии до  $\sim 400$  км/с). Из области пересоединения с альвовскими скоростями выбрасываются два противоположно направленных потока плазмы, восходящий выброс плазмы способен привести к дополнитель-

му ускорению плазмоида, нисходящий поток плазмы сталкивается с вершиной SXR-петли, создает быструю ударную МГД-волну, область нагретой плазмы (видимую на изображениях в HXR-диапазоне) и порождает энергичные электроны (см. **рис. 2**). Энергия магнитного поля, накопленная вокруг токового слоя и плазмоида, быстро освобождается в процессе пересоединения, переходя в тепловую и нетепловую формы после выброса плазмоида. Скорость выделения накопленной энергии магнитного поля во время импульсной фазы солнечной вспышки в этой модели может достигать величины  $\sim(4-10^2) \cdot 10^{27}$  эрг/с (значение скорости получено по рентгеновским данным (HXR) с ИСЗ «Yohkoh»). Основным параметром, разграничивающим импульсные и длительные вспышки в этой модели, оказывается скорость втекания плазмы в токовый слой под выбросом. Если эта скорость велика, пересоединение оказывается быстрым, так что линии поля в зоне пересоединения накапливаются очень быстро и в результате выше SXR-петли формируется быстрая ударная МГД-волна (источник HXR-излучения на **рис. 2**) в вершине петли, которая заполняется горячей плазмой при испарении хромосферы. Если скорость втекания потока плазмы в слой невелика, то пересоединение происходит медленно и быстрая ударная волна появляется в петле – источнике SXR-излучения. Эволюция магнитной структуры, подобная показанной на **рис. 2**, была зарегистрирована по последовательным изображениям области Солнца в рентгеновском диапазоне с ИСЗ RHESSI. Впервые удалось проследить эволюцию яркой рентгеновской арки с появлением и последующим выбросом горячего плазменного сгустка из ее вершины (X-точки в магнитном поле). Вначале в вершине рентгеновской петли возникло яркое образование каплевидной формы, которое затем, спустя две минуты, отделилось от петли и быстро удалилось от Солнца, причем тонкая светящаяся «пуповина» (токовый слой) связывала удаляющуюся «каплю» с вершиной петли [Papics, 2007]. Нельзя исключить и возможность того, что образование выбросов (даже мелко-масштабных) присуще всем магнитным структурам, где происходит выделение энергии. Так, например, даже после небольших вспышек иногда регистрируется радиоизлучение III типа, что говорит о выходе пучков энергичных электронов в корону [Алтынцев и др., 1982]. Следует подчеркнуть, что все три вида эруптивных явлений (эруптивные протуберанцы, вспышки и КВМ), по-видимому, являются различными проявлениями единого физического процесса, который сопровождается разрушением всей конфигурации коронального магнитного поля (магнитная структура в результате дестабилизации конфигурации поля становится открытой, и происходит выброс волокна) [Lin, Forbes, 2000; Ko et al., 2003].

Недавно был опубликован целый ряд интересных работ по наблюдательному отождествлению токовых слоев после КВМ, определению параметров плазмы в них [Ciaravella et al., 2002; Ko et al., 2003; Lin et al., 2007], в том числе выявлению содержаний примесных элементов. В марте 1998 г. с помощью спектрометра UVCS на ИСЗ SOHO были проведены

наблюдения необычной молодой активной области на юго-западном лимбе Солнца, породившей несколько КВМ. Наиболее яркой из наблюдавшихся спектральных линий в области была линия железа Fe XVIII, соответствующая температура электронов составила  $10^{6.8}$  К на высоте  $0.5R_{\odot}$  над лимбом. Между аркадой петель после вспышки и ядром КВМ спектрометр UVCS зарегистрировал очень узкое высокотемпературное образование в виде тонкого луча, по-видимому, представляющее собой токовый слой. Оказалось, что содержания low-FIP-элементов в этой яркой структуре в два раза превышали их содержания в окружающей области короны, откуда следует, что амплитуда FIP-эффекта составила  $\xi \sim 7-8$  по сравнению со средним корональным фактором  $\xi \sim 3-4$  [Ciaravella et al., 2002] (см. **рис. 2**). В работе [Ko et al., 2003] был проведен подробный анализ данных по эруптивному событию 8 января 2002 г., полученных с помощью как спектрометра ультрафиолетового диапазона UVCS/SOHO и коронографа LASCO, так и наземного K-коронометра «Mark IV». Были детально описаны наблюдаемые морфологические и динамические характеристики этого эруптивного явления и определены физические параметры токового слоя в волновом следе коронального выброса. Скорость подъема выброса в короне Солнца на высоте  $\sim 3R_{\odot}$  достигла 1800 км/с. Подъем волокна в изучаемой области сопровождался расширением аркады магнитных петель над активной областью, где впоследствии сформировался выброс корональной плазмы. За пределами выброса были зарегистрированы структуры типа стримеров и поднимающиеся системы горячих петель. Температура плазмы в токовом слое, определенная по линиям Fe XVIII и Ca XIV, составила  $(3-4) \cdot 10^6$  К. Абсолютные содержания элементов в токовом слое продемонстрировали сильный FIP-эффект, амплитуда которого оказалась близкой  $\xi \sim 2-3$  для стримеров в активной области, а содержание high-FIP-элементов оказалось даже пониженным по сравнению с фотосферой (возможно, из-за гравитационного осаждения). В потоках плазмы, вытекающих из области пересоединения (токового слоя – **рис. 2**), были зарегистрированы многочисленные движущиеся сгустки плазмы [Ko et al., 2003], которые были объяснены проявлением тиринг-неустойчивости токового слоя (неустойчивость рождения магнитных островов) [Lin et al., 2007]. Оценки толщины токового слоя на основе наблюдательных данных дали величину  $d \sim 10^4$  км, что намного превышает теоретически ожидаемое значение  $d$  (несколько десятков метров) и вызывает определенные сомнения в такой прямолинейной интерпретации. Эту величину можно рассматривать лишь как верхний предел действительной толщины области диссипации [Raymond et al., 2010].

В результате анализа данных по корональному выбросу 26 ноября 2002 г. было найдено, что содержание двух low-FIP-элементов (Fe и Si) в токовом слое позади КВМ было выше их содержания в окружающей короне, а обилие кислорода (high-FIP-элемент) было близким к его фотосферному обилию. Это опять же свидетельствует о проявлении усиленного FIP-эффекта в токовом слое. Данные были

получены при совместных наблюдениях явления быстрой перестройки коронального магнитного поля на лимбе Солнца, которое сопровождалось КВМ, с ИСЗ SOHO (спектрометр UVCS) и с КА «Ulysses» (прибор SWICS). Дальнейшая эволюция этого выброса в межпланетной среде была прослежена с КА «Ulysses». Измерения прибора SWICS при наблюдениях КВМ в межпланетной среде показали наличие сильных флуктуаций состояния ионизации железа (Fe XVIII) в токовом слое, что свидетельствует скорее о нерегулярном, а не плавном характере процесса магнитного пересоединения в токовом слое позади КВМ [Vemrograd et al., 2006]. Анализ нетеплового уширения профилей высокотемпературной линии Fe XVIII по данным наблюдений нескольких токовых слоев в волновых следах КВМ, выполненных со спектрометром UVCS (ИСЗ SOHO), показал признаки существования сильной турбулентности. Турбулентные скорости достигли значений  $\sim 60$  км/с спустя несколько часов после КВМ и затем уменьшились в следующие двое суток до  $\sim 30$  км/с [Vemrograd, 2008]. Заметим, что обогащение области магнитного пересоединения энергичными ионами тяжелых элементов в процессе вспышки может произойти и вследствие сильного хромосферного «испарения», когда ускоренные в токовом слое потоки энергичных электронов проникают вниз, в плотную хромосферу, локально нагревают ее и вызывают быстрый подъем горячей плазмы вверх. В этих условиях горячие электроны с нетепловой функцией распределения будут «вытягивать» за собой часть более холодных ионов, приводя к их ускорению до энергий 1–10 МэВ [Мордвинов и др., 1985]. Прежде всего, будут ускоряться ионы с низким потенциалом FIP, что должно привести к дополнительному обогащению плазмы токового слоя low-FIP-элементами. Этот эффект может проявляться в первую очередь в импульсных вспышках с большой мощностью.

Уззо и др. [Uzzo et al., 2007] выполнили измерения абсолютных содержаний кислорода, железа, серы и аргона в трех корональных стримерах в 2003 г. по данным наблюдений со спектрометром UVCS на нескольких высотах в короне (до  $5.0R_{\odot}$ ). Все три стримера были спокойными, с типичными для этих образований значениями обилий элементов, однако никакого понижения обилий high-FIP-элементов в ядрах стримеров по сравнению с их периферийными областями не было обнаружено, хотя в других случаях этот эффект отмечался и приписывался влиянию гравитационного осаждения [von Steiger, 1998]. Во всех трех стримерах был зарегистрирован обычный FIP-эффект с величиной отклонения  $\xi=4$  (типичное значение  $\xi$  для медленного солнечного ветра), свидетельствующий о том, что стримеры могут являться источниками потоков ветра с низкими скоростями.

Распространяющиеся в межпланетной среде КВМ также демонстрируют FIP-эффект. Иногда они обладают большими скоростями (несколько тысяч км/с) и генерируют ударные волны в солнечном ветре, которые эффективно ускоряют протоны до высоких энергий ( $\sim$  сотни МэВ) [Reames, 1999]. Среди всех межпланетных КВМ (МКВМ) выделяются так называемые магнитные облака (МО), которые обладают особой конфигурацией магнитных полей. Внут-

три МО вектор магнитного поля плавно вращается, а давление магнитного поля превышает давление газа. Это считается явным признаком распространения волокна магнитного потока в межпланетной среде. По выборке из сорока МО с КА «Ulysses», зарегистрированных в период с 1992 по 2002 г., было выяснено, что в среднем энергичные частицы внутри МО характеризуются содержаниями элементов, аналогичными содержаниям ускоренных частиц в продолжительных вспышечных событиях [Rodríguez et al., 2008]. В МО наблюдается FIP-эффект, характерный для элементного состава солнечной короны. Тем не менее, в одном случае наблюдения МО в апреле 2001 г. с КА «Ulysses» в составе энергичных частиц отмечались признаки, характерные для частиц, ускоренных вспышкой (сама вспышка в этом явлении не наблюдалась). Если области возникновения вспышки и зарождения КВМ были пространственно близки или взаимно связаны магнитным полем, то часть частиц, ускоренных во вспышке, могла быть захвачена КВМ и подвергнута дополнительному ускорению в ударной волне при распространении в межпланетной среде. Для изучения подобных смешанных явлений, когда быстрые частицы, ускоренные вспышкой, испытывают дополнительное ускорение в ударной волне от связанного с ней коронального выброса, был предложен метод анализа временных профилей общей интенсивности ускоренных частиц [Li, Zank, 2005]. Временной профиль интенсивности частиц для такого смешанного случая должен демонстрировать первоначальный быстрый рост, обусловленный частицами, ускоренными самой вспышкой, и сопровождаться появлением плато в спектре частиц, характерного для случая ускорения только ударной волной от КВМ.

Очень интересными образованиями в атмосфере Солнца с позиций фракционирования элементов являются корональные дыры (КД), основным наблюдательным отличием которых от окружающих областей спокойного Солнца является пониженная эмиссия в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах спектра [Cranmer, 2009]. Количество, размеры и гелиографические положения КД меняются в ходе цикла солнечной активности. В минимуме солнечной активности две большие, четко очерченные корональные дыры (КД) формируются вблизи полюсов Солнца (существуют около семи лет в пределах минимума активности), иногда из них вытягиваются протяженные «каналы» до средних широт; в максимуме активности на средних широтах существуют лишь небольшие короткоживущие дыры. Магнитное поле в пределах КД носит преимущественно открытый характер и замыкается в гелиосфере, плазма солнечного ветра свободно вытекает вдоль силовых линий поля, и поэтому КД считаются основными источниками высокоскоростного солнечного ветра (скорости  $>800$  км/с) с пониженной плотностью плазмы. Недавно было показано [Abramenko et al., 2006], что выход нового магнитного потока в КД происходит приблизительно в два раза медленнее, чем в окружающих областях спокойного Солнца, что, возможно, связано с перманентно открытым ха-

рактором магнитного поля в КД. Высокоскоростные потоки плазмы солнечного ветра из КД являются источниками геоэффективных возмущений, оказывающими влияние на космическую погоду вблизи Земли. Отличительным признаком экваториальных каналов от полярных КД является их практически жесткое вращение в противоположность обычному дифференциальному вращению Солнца на уровне фотосферы. Границы КД оказываются поверхностями раздела открытых и замкнутых магнитных потоков, причем в этих зонах, по-видимому, постоянно происходит обменное магнитное пересоединение между этими полями [Madjarska et al., 2004]. Проявления процесса обменного пересоединения магнитных полей на границах КД могут быть связаны с недавно обнаруженными в этих областях мелко-масштабными выбросами плазмы (с размерами в несколько угловых секунд). Эти выбросы направлены в противоположные стороны с доплеровскими смещениями скоростей до  $\sim 150$  км/с, причем как в красную, так и в синюю область спектра. Наблюдения выбросов производились с помощью спектрометра SUMER на ИСЗ SOHO (спектральные линии NIV  $\lambda$  765.15 Å и Ne VIII  $\lambda$  770.42 Å). Отмечено, что плотность частиц плазмы в выбросах оказалась в четыре-пять раз выше, чем в областях спокойного Солнца [Madjarska et al., 2004]. Заметим, что в работе [Madjarska et al., 2004] изучалась экваториальная часть продолжения полярной КД, известная как «хобот слона». Сходные процессы обменного пересоединения могут происходить и вокруг полярных корональных дыр Солнца, которые исчезают в процессе переполюсовки магнитного поля Солнца в максимальной фазе цикла. Так, например, согласно наблюдениям с ИСЗ «Ninode» протуберанца, расположенного вокруг южного полюса Солнца («полярного венца», окаймляющего полярную КД), в теле протуберанца наблюдалась сложная динамика вещества: восходящие и нисходящие потоки плазмы и генерация мелко-масштабных вихрей. Возможно, что это тоже признаки обменного пересоединения поля протуберанца с высокоширотными полями. Вполне вероятно также, что магнитное поле «полярного венца» очерчивает границу так называемого полярного вихря на Солнце, на существование которого указывают некоторые косвенные данные. Естественно, что эти образования должны оказывать влияние на течение солнечного ветра из полярных областей. Существуют также наблюдательные свидетельства, что медленный солнечный ветер ( $< 500$  км/с) образуется в каспах шлемовидных стримеров, причем его основной компонент возникает внутри КД поблизости от границ [Wang et al., 1998]. Другим наблюдательным способом диагностики корональных дыр является содержание примесных элементов. В верхней хромосфере, переходной зоне и нижней короне КД демонстрируют состав элементов, близкий к составу фотосферы (т. е. FIP-отклонение  $\xi \sim 1$ ), что резко отличает их от других областей (спокойное Солнце и активные области), для которых характерно существенное возрастание обилий элементов с низким первым потенциалом ионизации.

В межпланетной среде быстрый солнечный ветер из корональных дыр будет взаимодействовать с течениями медленного солнечного ветра из соседних областей Солнца, приводя к формированию пограничных областей с высокой плотностью плазмы, называемых областями коротационного взаимодействия (CIR). Экстраполяция областей CIR назад к Солнцу очень точно очерчивает корональные дыры, что подтверждает вывод о том, что именно КД являются источниками высокоскоростного ветра, порождающими CIR [Wood et al., 2010]. Вращение Солнца придает этим областям взаимодействия спиральную форму, и такие области с повышенной плотностью могут устойчиво существовать в течение нескольких оборотов Солнца. Хотя области CIR обычно не считаются столь геоэффективными, как большие KBM, тем не менее, и они оказывают влияние на состояние магнитосферы Земли и способны вызывать геомагнитные бури. За пределами гелиоцентрического расстояния 1 а. е. в CIR образуется пара ударных волн – прямая и обратная: прямая ударная волна распространяется наружу в низкоскоростном ветре, а обратная ударная волна движется в быстром ветре по направлению к Солнцу [Reames, 1998]. Оба вида ударных волн ускоряют ионы в солнечном ветре, но ионы, ускоренные обратной ударной волной, преобладают в наблюдениях с КА и движутся к Солнцу на расстоянии 1 а. е., демонстрируя определенную зависимость от FIP-эффекта. FIP-эффект в составе ускоренных ионов подобен эффекту, зарегистрированному в быстром солнечном ветре, однако содержание low-FIP-элементов превышает только в два раза относительно содержания high-FIP-элементов, а не в четыре, как в SEP-явлениях или в медленном солнечном ветре. Измерения состава ионов солнечного ветра, выполненные с масс-спектрометром SWICS на КА «Ulysses» [von Steiger et al., 1995] в 1992/93 гг., когда КА «Ulysses» пересекал рекуррентный высокоскоростной поток на каждом обороте Солнца, позволили установить важные различия в проявлении FIP-эффекта в медленном и быстром солнечном ветре. Наиболее существенные различия в амплитуде FIP-эффекта были найдены между медленными, промежуточными и быстрыми течениями солнечного ветра. Обнаруженная корреляция величины FIP-эффекта с типом солнечного ветра (и с корональной температурой) непосредственно указывает на причинную связь между хромосферными и корональными процессами, включая и солнечный ветер. Кроме этого, вариации содержания тяжелых ионов были найдены при пересечениях КА магнитных секторных границ в межпланетной среде, связанных с поясом корональных стримеров. Так, было показано, что отношение O/N в секторных границах спадает подобно отношению He/N, но это понижение более слабое, что подтверждается одновременным уменьшением отношения He/O. В частности, понижение отношения O/N было слабее, чем можно было бы ожидать в гравитационно-стратифицированной короне в области источника солнечного ветра этого типа. Отсюда следует, что корональное вещество не подвержено статической стратификации в стримерах, но движется внутри этих структур или вокруг них, подвергаясь динамическому фракционированию при кулоновском взаимодействии с

быстрыми протонами. Такое динамическое фракционирование свидетельствует о существовании локальных увеличений содержаний элементов на некоторых высотах в короне, что подтверждается высокими отношениями обилий He/H в КВМ [von Steiger et al., 1995].

Влияние замкнутых магнитных полей на течения солнечного ветра подробно обсуждалось в работе Ву и др. [Woo et al., 2004]. Несмотря на то, что в этой работе был проведен лишь качественный анализ проблемы, тем не менее, использование обширного и разнородного наблюдательного материала и привлечение FIP-эффекта в качестве основного индикатора физических процессов делают выводы авторов весьма убедительными. Было наглядно продемонстрировано, каким образом в короне Солнца замкнутые магнитные структуры различных конфигураций, размеров и с разными температурами оказывают влияние на течения солнечного ветра, причем основным физическим процессом является захват и удержание плазмы в магнитном поле. Подчеркивается, что время удержания плазмы и является той характеристикой, которая разделяет быстрый и медленный солнечный ветер в солнечной короне. Захваченная плазма получает возможность выходить в межпланетную среду вдоль открытых линий магнитного поля вследствие обменного магнитного пересоединения полей в основании короны (на высоте  $\sim 1.2R_{\odot}$ ). Доказательством существования этого процесса является обнаружение «следов» полярных корональных дыр, спокойного Солнца и активных областей во внешней короне и межпланетной среде [Woo et al., 2004]. Как уже отмечалось, подобный процесс накопления ионов с low FIP происходит и в замкнутых структурах магнитного поля активных областей [Sheeley, 1995]. Следовательно, величина FIP-отклонения  $\xi$ , с одной стороны, оказывается характеристикой времени удержания плазмы в магнитном поле солнечной короны, а с другой стороны – эмпирическим признаком, по которому разделяются высокоширотные и низкоширотные области короны Солнца [Woo et al., 2004]. В этой же работе при наложении карт изображений короны в мягкой рентгеновской области спектра с ИСЗ «Yohkoh», когда в короне наблюдались две активные области, и карт измерений скоростей в солнечном ветре с КА «Ulysses» удалось четко выделить два «острова» с наименьшей скоростью ветра, которые совместились с «отпечатками» активных областей. Те же два «острова» – следы активных областей – совпали и с максимальными значениями отношения Mg/O (показатель FIP-отклонения) на карте данных измерений этой величины с КА «Ulysses» в солнечном ветре. Следует добавить, что недавно обнаруженные с ИСЗ «Hinode» устойчивые высокотемпературные и высокоскоростные (до  $\sim 50$  км/с) истечения плазмы из границ активных областей, которые могут быть потенциальными источниками медленного солнечного ветра, также демонстрируют FIP-эффект. По измерениям химического состава в областях истечений плазмы из границ активной области AR 10978 в декабре 2007 г. (вдали от каких-либо корональных дыр) было найдено, что содержание Si (low-FIP-эле-

мент) всегда оказывается усиленным по отношению к содержанию S (high-FIP-элемент) примерно в три-четыре раза [Brooks et al., 2011]. Более того, при благоприятном расположении этой активной области относительно Земли (10 и 11 декабря) ИСЗ ACE зарегистрировал величину отношения Si/S в составе медленного солнечного ветра 2.3–3.5. Таким образом, FIP-эффект (в данном случае  $\xi \approx 3-4$ ) в активных областях прослеживается и в солнечном ветре. Кроме того, при наложении карты данных измерений состава элементов в солнечном ветре и карты распределения плотности короны с К-коронометра Mk-III было выявлено, что FIP-отклонение антикоррелирует как со скоростью ветра, так и с градиентом радиальной плотности в короне [Woo et al., 2004]. Эти данные свидетельствуют о том, что длительность удержания плазмы косвенно связана с пониженным градиентом радиальной плотности короны и, соответственно, с возникновением медленного ветра в вышележащей короне. Определения корональной температуры были также выполнены по данным измерений зарядовых состояний ионов с КА «Ulysses». Была найдена высокая корреляция температуры короны с величиной отношения содержаний элементов Mg/O (характеристикой FIP-эффекта) [Geiss et al., 1995]. Кроме того, были зарегистрированы «острова» с повышенной температурой плазмы в короне – «отпечатки» активных областей на картах распределения корональной температуры [Neugebauer et al., 1998]. Указанные факты однозначно свидетельствуют о том, что именно удержание плазмы в замкнутых структурах магнитных полей приводит к высоким температурам короны в областях истечения медленного солнечного ветра. Отсутствие захвата плазмы и явилось причиной того, что быстрый ветер по измерениям с КА «Ulysses» обладал меньшей корональной температурой вдоль открытых линий поля как в полярной корональной дыре, так и в спокойном Солнце. Распределения зарядовых состояний элементов в быстрых течениях ветра соответствуют единственной температуре «замораживания» для каждого элемента, в то время как в медленном солнечном ветре такие распределения содержат вклады целого набора температур. Это может быть связано с тем обстоятельством, что градиент радиальной плотности более однородный в высокоширотной области Солнца и весьма неоднородный в низкоширотной зоне [Woo et al., 2004].

Таким образом, в работе [Woo et al., 2004] были сделаны следующие важные выводы о структуре солнечного ветра с учетом роли FIP-эффекта в различных структурах солнечной короны. Если удержание плазмы замкнутыми магнитными полями является недостаточно длительным для обогащения плазмы элементами с низким FIP (FIP-отклонение  $\xi \sim 1$ ), то корональный градиент радиальной плотности оказывается более крутым, корональная температура пониженной и в вышележащей короне течет быстрый ветер. Таким образом, наличие замкнутых полей оказывает сильное влияние на течение быстрого ветра, что следует из того факта, что скорость течения ветра антикоррелирует с плотностью плазмы в основании короны. При обращении поляр-

ностей общего магнитного поля Солнца, когда высокотемпературные петли замещают полярные корональные дыры во время солнечного максимума, плотность плазмы в основании короны увеличивается примерно вдвое [Hansen et al., 1969]. Этот факт может объяснить, почему быстрый ветер оказывается медленнее в максимуме солнечной активности, чем в ее минимуме. В случае, если замкнутые поля способны удерживать плазму достаточно долго для того, чтобы привести к сильному обогащению элементами с низким FIP ( $\xi > 1$ ), генерируется медленный ветер, причём его характеристики оказываются тесно связанными с величиной FIP-эффекта. Таким образом, усиленный FIP-эффект прямо свидетельствует об уменьшении градиента радиальной корональной плотности, что выявляется непосредственно по протяженности стримеров на изображениях короны в белом свете, о возрастании корональной температуры и об уменьшении скорости солнечного ветра в вышележащей короне. Пока точно неизвестно, каким именно образом реализуется процесс продолжительного удержания плазмы и ее обогащения low-FIP-элементами в магнитном поле, но он должен зависеть от топологии и величины поля в замкнутых структурах, а также от таких факторов, как размеры и температура петель. Важно подчеркнуть, что FIP-эффект оказывается индикатором этого процесса, а скорость солнечного ветра – более тесно связанной с параметром  $\xi$ , чем с морфологией замкнутых петель. Ву и др. [Woo et al., 2004] даже предложили отказаться от принятых представлений о солнечной короне с существующими зонами открытых (корональные дыры и быстрый ветер) и замкнутых магнитных полей (медленный ветер). Вместо этого предлагается концепция короны, заполненной замкнутыми полями в ее основании и разделенной на области с кратковременным (быстрый ветер) или длительным (медленный ветер) удержанием плазмы. По мнению Ву и др., это позволяет естественным образом объяснить зависимость соотношения между скоростью солнечного ветра и его химическим составом от солнечного цикла [Woo et al., 2004]. Поскольку области с замкнутым полем, способные удерживать и накапливать плазму, располагаются в довольно узком диапазоне широт вблизи экватора во время солнечного минимума и заполняют лишь небольшую часть поверхности Солнца, то скорости солнечного ветра и состав элементов по данным с КА «Ulysses» обладают бимодальными распределениями. В максимуме активности полярные корональные дыры исчезают, плотность в основании короны возрастает, и области с замкнутым полем, способные к длительному удержанию плазмы, достигают высоких широт и покрывают большую долю солнечной поверхности. Вследствие этого с КА «Ulysses» наблюдался более медленный солнечный ветер с континуальным распределением скоростей и однородным составом элементов. Стационарный быстрый ветер в максимуме солнечной активности оказывается близким по составу к быстрому ветру в минимуме активности не из-за того, что он образуется в корональных дырах, а вследствие того, что он возникает в корональных областях с магнитным по-

лем, которое не способно длительно удерживать плазму.

Иные представления о связи FIP-эффекта с течениями солнечного ветра были изложены в работе Швадрона и др. [Schwadron et al., 1999]. Медленный солнечный ветер, регистрируемый на низких гелиографических широтах, и быстрый ветер, связанный с высокоширотными корональными дырами, резко отличаются друг от друга: медленный ветер является более изменчивым по составу ионов и сильно обогащенным элементами с низким FIP, в то время как быстрый ветер более стационарный и демонстрирует слабый FIP-эффект ( $\xi \sim 1$ ). Приведены аргументы в пользу утверждения, что эти различия являются следствиями непрерывной реорганизации солнечного магнитного поля, которая описывается новой моделью магнитного поля гелиосферы [Fisk et al., 1999]. Эта модель основана на переносе магнитного потока между высокоширотными корональными дырами и зоной экваториальной активности Солнца. Для поддержания баланса давлений линии поля должны переноситься через эту активную зону, по видимому, посредством магнитного пересоединения, вследствие чего плазма, вытекающая из экваториальной области Солнца, будет сильно отличаться по составу от плазмы, выходящей из корональных дыр с открытыми линиями магнитного поля. В экваториальной области плазма захватывается крупномасштабными петлями магнитного поля и впоследствии освобождается в процессе спорадического пересоединения магнитных петель с открытыми линиями поля. Для интерпретации FIP-эффекта в этой модели привлекается механизм нагрева ионов МГД-волнами: фракционирование по FIP обусловливается тем фактом, что шкала высот low-FIP-ионов, нагреваемых МГД-волнами, намного превышает шкалу высот high-FIP-ионов в переходной области. В больших магнитных петлях, связанных с медленным солнечным ветром, МГД-волны в переходной области движутся в двух направлениях (как вперед, так и назад), нагревая примесные ионы. В быстром ветре из корональных дыр с открытым магнитным полем МГД-волны распространяются в основном в одном направлении (от Солнца) и нагрев волнами происходит намного выше переходной области, что сильно снижает их влияние на примесные ионы (слабый FIP-эффект).

Пуччи и др. [Pucci et al., 2010] выполнили вычисления в рамках модели «воронки» магнитного поля с целью выяснения роли магнитной топологии хромосферы и быстрых течений ионов водорода при фракционировании элементов с различными потенциалами ионизации (на примере Fe, O и Ne) в верхней атмосфере Солнца. Если высокоскоростной солнечный ветер образуется в воронкообразных магнитных структурах хромосферы, то поток быстрых ионов водорода в воронке может оказать сильное столкновительное воздействие на ионы примесей, препятствуя гравитационному осаждению более тяжелых элементов и приводя к их обилиям в солнечном ветре, сравнимым с обилиями элементов в фотосфере. При этом обеспечивается достаточный нагрев примесных ионов в солнечной короне.

Столкновительное воздействие чувствительно к зарядовому состоянию тяжелого элемента из-за величины кулоновского сечения взаимодействия между ионами и протонами. Вследствие этого железо – low-FIP-элемент, сильно ионизованный в верхней хромосфере, – не подвержено гравитационному осаждению при выбранном для расчетов геометрическом факторе расширения воронки. Напротив, неон, который является в основном нейтральным high-FIP-элементом, испытывает сильное гравитационное осаждение. Кислород (high-FIP-элемент) оказался исключением. Из-за резонансной реакции зарядового обмена между кислородом и водородом, преобладающей в балансе сил, кислород не подвергается гравитационному осаждению даже при низкой степени ионизации. Отмечено, что даже небольшая степень ионизации водорода оказывается достаточной для предотвращения осаждения low-FIP-элементов. Кроме того, обилия элементов в верхней части хромосферы, и следовательно обилия в солнечном ветре, могут сильно меняться, даже если геометрический фактор расширения воронки изменяется на небольшую величину. В работе Лэминга и др. [Laming et al., 1999] изучалось поведение FIP-эффекта в зависимости от высоты над лимбом в области диффузной солнечной короны в линиях верхней переходной области ( $T > 5 \cdot 10^5$  K) по данным наблюдений с ИСЗ SOHO/SUMER. Было найдено увеличение содержания low-FIP-элементов в три-четыре раза, причем для всех наблюдавшихся отношений линий. Кроме того, в отношениях линий low-FIP-/high-FIP-элементов, образующихся при температурах, близких к температуре «замораживания» быстрого солнечного ветра ( $\sim 10^6$  K), на максимальных наблюдавшихся высотах было зарегистрировано некоторое понижение амплитуды FIP-эффекта.

Поскольку, как уже отмечалось, химический состав фотосферы является однородным по всему Солнцу, то неоднородность состава в различных образованиях верхней атмосферы Солнца, связанная с FIP-эффектом, оказывается индикатором состояния и характера эволюции этих активных образований. Так, например, удвоение содержания low-FIP-элементов в молодых активных областях происходит за характерное время порядка десятков часов, но не за десятки минут [Feldman, Widing, 2003]. В среднем в активных областях FIP-отклонение  $\xi \geq 4$  (когда область достаточно развита), однако в редких случаях, как, например, при наблюдениях изолированной области, расположенной в униполярном остатке распадающейся активной области,  $\xi \approx 15$  [Feldman, Widing, 2003]. Фракционирование элементов солнечного ветра проявляется в связи с нагревом плазмы солнечного ветра в короне. Поскольку в медленном солнечном ветре величина FIP-отклонения в среднем находится в пределах  $\xi \sim 4$ , то можно предположить, что обогащенная low-FIP-элементами плазма накапливалась и удерживалась в корональных петлях около двух суток, прежде чем проявилась в потоке солнечного ветра. В быстром солнечном ветре, исходящем из корональных дыр,  $\xi \sim 1$ , что означает практическое отсутствие захвата плазмы в структурах магнитного поля. В межпланетной среде

FIP-эффект был зарегистрирован и в составе плазмы корональных выбросов массы. Состав горячей вспышечной плазмы отражает состав плазмы активной области, где образовались вспышки ( $\xi \sim 4$ ). Медленное накопление low-FIP-элементов означает, что состав плазмы вспышек не может существенно измениться за короткий промежуток времени, когда проявляется процесс «испарения» хромосферной плазмы, однако состав ускоренных частиц может измениться быстро (появление изотопов  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  в импульсных событиях). Тем не менее, Цурбухен и фон Штайгер [Zurbuchen, von Steiger, 2006] отмечают, что процессы хромосферного «испарения» во вспышках способны привести к быстрому фракционированию элементов. Влияние эффектов «испарения» хромосферной плазмы оказывается особенно важным в больших вспышечных явлениях, когда замкнутые корональные структуры заполняются горячей плазмой. Можно утверждать, что механизмы, ответственные за фракционирование элементов в хромосфере, играют заметную роль и при нагреве корональной плазмы.

#### Теоретические модели солнечного FIP-эффекта

Для объяснения природы FIP-эффекта в солнечной атмосфере было предложено большое количество теоретических моделей (смотри статьи Томозова [2004, 2011] и цитированную в них литературу). Все эти модели основываются на различном поведении нейтральных атомов и ионов в той части хромосферы Солнца, где low-FIP-элементы ионизованы, а high-FIP-элементы остаются нейтральными. В более ранних моделях, основанных на разделении нейтралов и ионов диффузией в магнитных полях, температурных градиентах или в восходящих потоках плазмы, возникали проблемы скорости процесса (диффузия – достаточно медленный процесс) или выбора граничных условий. Как уже отмечалось во введении, реалистичные модели FIP-эффекта должны включать некоторую внешнюю силу, действующую на ионы плазмы, но не влияющую на нейтральные атомы. Например, Антиохос [Antiochos, 1994] рассмотрел электрическое поле термоэлектрической природы, поперечное к магнитному полю и связанное с нисходящим потоком тепла, обусловленным быстрыми электронами в трубках магнитного потока во время вспышек, вызывающими хромосферное испарение. Этот процесс ведет к втягиванию ионов в трубку потока, что приводит к превышению их содержания над содержанием нейтралов. В работе Эну и Сомова [Henoux, Somov, 1997] рассматривалась трубка магнитного потока с системой токов, в которой возникают градиенты давления плазмы поперек магнитного поля, способные привести к росту содержания low-FIP-ионов благодаря пинчеванию тока. Причиной возникновения системы токов, текущих в противоположных направлениях таким образом, что азимутальная компонента поля должна исчезать на бесконечности, являются азимутальные движения на границах трубки потока. Количественных оценок вариаций обилий элементов от фотосферы до короны в этой работе не проводилось, но фракционирование элементов должно происходить

несколько выше области температурного минимума и заканчиваться в области температур, где ионизируются практически все элементы. В модели Арджа и Маллэна [Arge, Mullan, 1998] было обращено внимание на то, что при выходе в фотосферу трубки магнитного потока подвергаются воздействию конвективных течений, что приводит к их сближениям и взаимодействиям. При взаимодействии двух трубок потока противоположной полярности не происходит взрывных энергичных явлений: плотная, частично ионизованная плазма лишь нагревается при сжатии, степень ионизации в ней возрастает и плазма поднимается вверх, в корону. Подобный процесс магнитного взаимодействия наблюдатели описывают как «гашение магнитного потока». Ключевыми параметрами в этой модели являются степень ионизации ( $n_i/n_a$ ) и плазменный параметр  $\beta$  – отношение давления плазмы к магнитному давлению. Задача о взаимодействии магнитных трубок решалась численно, и в результате варьирования параметра  $n_i/n_a$  было получено типичное среднее значение FIP-эффекта для короны Солнца  $\xi \sim 4$ . Достоинством этого механизма является то, что в этом процессе обеспечивается непрерывное поступление нагретого газа из хромосферы в корону, а FIP-эффект возникает как естественное физическое следствие.

Интересная физическая идея FIP- фракционирования, основанная на использовании эффекта альфвеновской ионизации [Alfven, 1960], была предложена в работе Дайве и др. [Diver et al., 2005]. При вторжении потока нейтрального газа поперек поля в область замагниченной плазмы с тем же химическим составом, когда скорость потока газа  $v_0$  превышает критическую скорость  $v_c = (2e\phi/m_0)^{1/2}$  ( $\phi$  – потенциал ионизации нейтрального газа,  $m_0$  – масса нейтральных атомов), происходит эффективная ионизация нейтральных атомов. Очевидно, что для low-FIP-элементов критические скорости ионизации невелики и вполне реализуемы в условиях солнечной хромосферы. Следует указать на еще одну возможность фракционирования элементов в ускоренных частицах солнечных вспышек. Как уже отмечалось, в импульсных солнечных вспышках наблюдается очень значительное (на три-четыре порядка величины) возрастание отношения изотопов  $^3\text{He}/^4\text{He}$ , сопровождаемое увеличением содержания тяжелых ионов (от O до Fe), также связанное с FIP-фракционированием. Для объяснения подобного селективного ускорения был предложен механизм возбуждения электромагнитных ионно-циклотронных (EMIC) волн потоками энергичных электронов в плазме вспышки [Roth, Temerin, 1998] по аналогии с генерацией EMIC-волн электронами в авроральной зоне земной ионосферы. Эти волны в условиях солнечной вспышки генерируются в области гирочастот водорода и  $^4\text{He}$ . Редкий изотоп гелия ( $^3\text{He}$ ) оказывается единственным элементом, гирочастота которого попадает в область резонанса с основной гармоникой EMIC-волн, поэтому он способен резонансно поглощать волны и эффективно ускоряться. Волны с частотами ниже гирочастоты  $^4\text{He}$  также приводят к возрастанию относительных содержаний более тяжелых элементов в плазме вспышки по отношению

к их содержаниям в короне [Reames, 1998], что согласуется с наблюдениями. Однако в работе Лэминга [Laming, 2004] было обращено внимание на то, что все рассмотренные выше механизмы способны качественно объяснить только положительный FIP-эффект на Солнце, т. е. возрастание содержаний low-FIP-элементов в солнечной короне. В то же время у целого ряда звезд с большей активностью, чем у Солнца, наблюдается обратный FIP-эффект (IFIP), т. е. корональные обилия элементов демонстрируют тренд к нарастанию дефицита металлов (low-FIP-элементов). Таким образом, прослеживается следующая закономерность. Звезды солнечного типа, но с меньшей активностью (например, Процион F4 IV) не показывают никаких аномалий корональных обилий элементов, одиночные звезды с активностью, близкой солнечной ( $\pi^1$  UMa G1 V,  $\chi^1$  Ori G0 V), демонстрируют нормальный FIP-эффект солнечного типа. Звезды же с наибольшей корональной активностью показывают обратный FIP-эффект (II Peg K2 IV с невидимым компонентом), причем обратный FIP-эффект связан с понижением содержания именно low-FIP-элементов. Отсюда следует, что FIP-эффект определенно должен быть связан со спектральным типом звезды. С целью интерпретации как FIP-, так и обратного FIP-эффекта Лэминг [Laming, 2004] рассмотрел влияние нерезонансных волн на ионы хромосферы под действием пондеромоторной силы альфвеновских волн, распространяющихся в хромосфере вверх, в корону, или в виде корональных волн, идущих вниз, в хромосферу. В этой модели появляется естественное различие между обилиями элементов в медленном ветре из спокойной короны и быстрым ветром из областей корональных дыр. Альфвеновские волны, возбужденные в замкнутых магнитных петлях, неизбежно должны возвращаться к подножиям петли, пока не затухнут или не отражаются в обратном направлении, и лишь волны в областях с открытым полем способны свободно выходить из магнитной конфигурации. Пондеромоторная сила  $F$  альфвеновских волн,

$$F = q^2 (\partial E_{\perp}^2 / \partial z) (4m (\Omega^2 - \omega^2))^{-1}, \quad (1)$$

зависит от плотности энергии волн  $U_w$ , альфвеновской скорости  $V_A$ , циклотронной частоты частиц  $\Omega$  и частоты волн  $\omega$  (в формуле (1)  $q$  и  $m$  – заряд и масса иона,  $E_{\perp}$  – поперечное электрическое поле пика волны, для альфвеновских волн  $E_{\perp}^2 / 8\pi = U_w (V_A/c)^2$ ,  $c$  – скорость света) [Laming, 2004]. Зависимость силы  $F$  от альфвеновской скорости  $V_A$  означает, что пондеромоторная сила должна быть максимальной в верхней части хромосферы. Ускорение ионов под действием этой силы не зависит от массы иона, так что фракционирование частиц не зависит от их массы, что согласуется с наблюдениями. Для интенсивности волн, нарастающей вверх в подножии петли, пондеромоторная сила, действующая на ионы, направлена вниз, если  $\omega \gg \Omega$ , и вверх, если  $\Omega \gg \omega$ . Причина действия сил связана с рефракцией волн в плазме с градиентом плотности. Все волны отклоняются в направлении областей плазмы с большим показателем преломле-

ния, т. е. к областям с высокой плотностью отклоняются низкочастотные волны, а к областям с низкой плотностью – высокочастотные волны. Следовательно, нарастающее давление волн в области с высоким показателем преломления приводит к появлению силы, выталкивающей ионы в области с низким показателем преломления.

Таким образом, низкочастотные волны ускоряют ионы в области с низкой плотностью вверх (в корону) в гравитационно-стратифицированной среде, а высокочастотные волны выталкивают ионы вниз, в области с высокой плотностью. В условиях хромосферы Солнца волны с достаточно высокими частотами для обеспечения направленной вниз пондеромоторной силы или для выполнения резонансных условий с гирочастотами ионов сильно затухают при столкновениях частиц с обменом зарядами, поэтому их влияние на фракционирование ионов по FIP оказывается пренебрежимо малым. В рамках аналитической модели солнечной магнитной петли, предложенной Хольвегом [Hollweg 1984], Лэминг [Laming, 2004] рассчитал направленную вверх пондеромоторную силу, действующую на ионы, для типичных градиентов плотности в хромосфере. В условиях спокойной солнечной хромосферы направленная вверх пондеромоторная сила значительно превосходит силу гравитации, действующую в обратном направлении. Величина FIP-фракционирования  $\xi$  определяется резонансными характеристиками корональной петли и соответствующей плотностью энергии волн  $U_w$ , причем  $U_w$  является единственным свободным параметром в численном моделировании. Согласно расчетам [Laming, 2004], альфвеновские волны, ответственные за FIP-фракционирование элементов, должны обладать относительно низкими частотами, близкими к основной частоте колебаний петли (~200 с в хромосфере), в этом случае плотность энергии волн и пондеромоторная сила достигают максимальных значений. Отмечено, что большие петли магнитного поля с резонансными частотами, близкими к хромосферному периоду колебаний 200–300 с, способны пропускать большие потоки альфвеновских волн с соответствующим существенным FIP-фракционированием. В областях с открытыми линиями магнитного поля (в корональных дырах) с формально бесконечными периодами волн не обеспечивается эффективного пропускания альфвеновских волн и потому не происходит заметного FIP-фракционирования (что и наблюдается). На основе численного моделирования в рамках модели хромосферы Вернацца и др. [Vernazza et al., 1981] Лэминг [Laming, 2004] показал, что основное FIP-фракционирование может происходить в верхней хромосфере (на высоте >2 Мм) с большими градиентами плотности вблизи области плато. Отмечено, что в этих условиях low-FIP-элементы оказываются практически полностью ионизованными, а high-FIP-элементы ионизованы на 50 %. Однако существуют свидетельства того, что FIP-фракционирование может осуществляться и на небольших высотах в хромосфере, по крайней мере, в активных областях и вспышках. Высокоэнергичные протоны, ускоренные во вспышке и попадающие в хромосферу, возбуждают гамма-излучение в фоновой плазме, если ее плот-

ность достигает  $10^{14}$ – $10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Обилия элементов, определенные из спектра гамма-излучения вспышки, показали существование FIP-фракционирования [Ramaty et al., 1995]. Плотности фоновой плазмы при этом соответствуют нижней хромосфере, где альфвеновская скорость и скорость звука приблизительно равны, но не в области плато Луа, где ожидается фракционирование в рамках модели Лэминга [Laming, 2004]. В следующей работе Лэминг [Laming, 2009] несколько пересмотрел свою модель с использованием результатов численного моделирования распространения альфвеновских волн в корональных петлях, погруженных подножиями в хромосферу. Были рассмотрены два численных примера – резонансной петли и петли вне резонанса с одним и тем же потоком альфвеновских волн из хромосферы (в расчетах учитывались волны с трехминутным периодом). В случае резонансной петли пондеромоторное ускорение направлено вверх (в корону), а FIP-фракционирование подобно рассмотренному ранее варианту в работе [Laming, 2004]. В нерезонансном случае колебание корональной петли оказалось приблизительно в двадцать раз слабее, чем в случае петли, находящейся в резонансе с волнами. Пондеромоторная сила при этом направлена вертикально вниз почти на всех высотах хромосферы и очень невелика для появления заметного фракционирования. Это может иметь принципиальное значение для проявления обратного FIP-эффекта в коронах активных звезд с более сильной турбулентностью, когда содержание low-FIP-элементов в короне оказывается пониженным. Затем Лэминг [Laming, 2009] рассмотрел пример поведения FIP-эффекта в корональной петле с повышенным потоком энергии альфвеновских волн  $\sim 2 \cdot 10^6$  эрг см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>, достаточным для компенсации мощности потерь на излучение в короне. Выяснилось, что в этом случае содержание гелия оказалось сильно пониженным в короне относительно содержания водорода, который подвергается сильному пондеромоторному ускорению. Подобное понижение содержания было предсказано и для неона. Кроме того, включение повышенной альфвеновской турбулентности ведет к насыщению FIP-эффекта в короне на предельном уровне  $\xi \sim 3$ . Однако на более реалистичных численных примерах было показано, что FIP-фракционирование значительно понижается при наличии волн с другими частотами, отражающимися из короны. Это не оказывает влияния на пондеромоторное ускорение, но приводит к уменьшению степеней фракционирования. Маловероятно, чтобы источник волн в хромосфере был монохроматическим, поэтому ситуация с частичным прохождением волн в корону и с их частичным отражением с пониженным FIP-фракционированием должна быть весьма распространенной в хромосфере. На основании этого Лэминг сделал вывод, что если FIP-эффект обусловлен пондеромоторной силой альфвеновских волн в хромосфере, то источник волн должен находиться в короне. Наиболее вероятным источником генерации турбулентности в короне могут быть явления коронального пересоединения, связанные с нановспышками. Численное моделирование показало, что в том случае, когда волны проникают в хромосферную область петли из короны, прежде чем они отражатся, возникает более

сильное и согласованное FIP-фракционирование для широкого набора спектров волн, в отличие от случая, когда волны в петле распространяются снизу, из хромосферы [Laming, 2009]. Отсюда следует еще более важный вывод, что по наблюдаемым значениям содержаний элементов в различных областях солнечной короны можно судить о потоках энергии альфвеновских волн в хромосфере. Кроме того, оказывается, что для получения нужного фракционирования элементы потоки энергии альфвеновских волн должны быть достаточными для нагрева солнечной короны или ускорения солнечного ветра [Laming, 2009]. Потоки энергии, наблюдаемые в волнах быстрой и медленной мод, оказываются недостаточными для нагрева короны [Erdelyi, Fedun, 2007]. Регистрация же альфвеновских волн, наиболее подходящей моды волн для переноса энергии в солнечную корону, затруднительна, поскольку они несжимаемы и могут выявляться только по доплеровским смещениям или движениям вещества. Томчик и др. [Tomczyk et al., 2007] зарегистрировали альфвеновские волны в солнечной короне по наземным наблюдениям с многоканальным поляриметром (CoMP) на обсерватории NSO в эмиссионной линии Fe XIII (1074.7 нм), однако, согласно полученным оценкам, поток энергии этих волн оказался недостаточным для нагрева короны. На ИСЗ «Hinode» 9 ноября 2006 г. с помощью солнечного телескопа SOT проводились наблюдения структуры волокон протуберанца на западном лимбе Солнца. Было обнаружено, что многие волокна протуберанца совершают вертикальные (в плоскости неба) колебательные движения с периодами в области 130–250 с. Эти колебания сохраняли когерентный характер вплоть до расстояний ~ 16 000 км. Наиболее вероятное объяснение этих колебательных движений состоит в том, что они представляют собой распространяющиеся или стоячие альфвеновские волны в горизонтальном магнитном поле в волокнах, образующих протуберанец [Okamoto et al., 2007]. Однако сравнение наблюдательных данных с результатами численного моделирования показало, что, по-видимому, наблюдаемые колебания не являются альфвеновскими [Erdelyi, Fedun, 2007], поэтому требуется проведение дальнейших целенаправленных наблюдений. Таким образом, из всех рассмотренных теоретических механизмов, приводящих к возникновению FIP-эффекта в солнечной атмосфере, наибольшими преимуществами обладает механизм Лэминга [Laming, 2004, 2009], основанный на воздействии пондеромоторной силы от альфвеновских волн на ионы в верхней хромосфере. Влияние пондеромоторной силы волн проявляется тогда, когда волны из хромосферы проходят или отражаются при достижении границы «хромосфера – корона», и в значительной степени зависит от свойств верхней части корональной петли. Этот сценарий обладает тем преимуществом, что при реалистичных плотностях энергии волн в модели возникают как положительные, так и отрицательные изменения обилий примесных low-FIP-ионов по сравнению с нейтральными атомами, что позволяет объяснить как прямой FIP-эффект в солнечной атмосфере, так и обратный FIP-эффект, наблюдаемый у некоторых звезд. В условиях солнечной атмосферы пондеромоторная сила в хромосфере

направлена вверх и приводит к нарастанию содержания ионов хромосферы в короне. Кроме того, сценарий Лэминга [Laming, 2009] допускает интерпретацию особенностей корональных обилий некоторых элементов, в частности, понижение обилия гелия относительно обилия водорода и понижение содержания неона в короне. Предсказывается также насыщение FIP-эффекта на уровне  $\xi \sim 3$ , близком наблюдаемому уровню в короне. Хорошее соответствие между наблюдаемыми обилиями элементов в короне или солнечном ветре отмечено для тех моделей, в которых приняты значения потоков энергии альфвеновских волн, достаточные для нагрева короны или ускорения солнечного ветра.

### Заключение

Таким образом, можно утверждать, что вариации содержаний примесных элементов могут служить индикаторами связей между хромосферой, корональными структурами и физическими характеристиками солнечного ветра. Информация о составе элементов необходима для корректного оценивания физических параметров солнечной плазмы в рентгеновском диапазоне спектра, например при определении электронной температуры, меры эмиссии и т. д. Радиативное охлаждение корональной плазмы учитывается в моделях нагрева короны, а его эффективность зависит от состава примесных элементов. Состав элементов является также уникальным показателем связи между процессами в хромосфере и короне, в том числе ответственными за нагрев и ускорение плазмы солнечной короны и солнечного ветра. Наиболее интересной особенностью, наблюдаемой в составе плазмы солнечного ветра и короны, является именно FIP-эффект – преобладание содержаний элементов, нейтральные атомы которых обладают потенциалом ионизации ниже 10 эВ (low FIP), по отношению к элементам с более высоким потенциалом. Граничное значение потенциала, разделяющее high-FIP-элементы и low-FIP-элементы, по-видимому, близко к энергии кванта  $\text{Ly}\alpha$  [Raymond, 1999]. Наибольшее обилие в верхней атмосфере Солнца из low-FIP-элементов обнаруживают Na, Si, Al, Ca, Fe и Ni, в то время как N, O, Ne и Ar относятся к high-FIP-элементам и их обилие не увеличено (промежуточное положение по содержанию занимают ионы C и S). Обычно возрастание обилия low-FIP-элементов достигает  $\xi \sim 3-4$  в медленном солнечном ветре и несколько больше  $\sim 1$  в быстром ветре (в развитых активных областях амплитуда  $\xi$  может превышать 10 [Feldman et al., 2002]). Интенсивные исследования проявлений FIP-эффекта в солнечной атмосфере начались более 30 лет назад, когда были начаты измерения состава солнечных энергичных частиц и солнечного ветра [Meurer, 1985]. Тогда же сравнение содержаний элементов в солнечных космических лучах с соответствующими содержаниями элементов в фотосфере Солнца привело к известной зависимости содержания элементов от FIP. Удивительно, но намного раньше эффект обогащения тяжелыми элементами, который впоследствии был истолкован как проявление FIP-эффекта, обнаруживался в составе энергичных

частиц галактических космических лучей [Reames, 1998]. По современным представлениям это может свидетельствовать о единообразном механизме ускорения энергичных частиц в космических условиях, что подчеркивает важность детального изучения проявлений FIP-эффекта в различных космических объектах. Сейчас проявления этого эффекта широко изучаются у звезд различных спектральных классов. Можно констатировать, что достаточно надежно установлена зависимость FIP-эффекта от спектрального класса звезды. Изложение полученных в этой области результатов выходит за рамки настоящей работы. В последнее время в связи с усовершенствованием техники наблюдений и развитием методов численного моделирования плазмы солнечной атмосферы обострился интерес к определению химического состава Солнца. В 2009 г. Асплунд и др. [Asplund et al., 2009] привели итоговые расчетные данные по химическому составу фотосферы Солнца, согласно которым содержание таких распространенных элементов, как C, N, O и Ne, несколько уменьшилось по сравнению с ранее принятыми значениями. Изменилась металличность Солнца  $Z$ , вместо принятого ранее значения 0.02 была введена величина  $Z=0.0134$ . Это привело к значительному изменению непрозрачности в основании конвективной зоны и к резкому расхождению с данными гелиосейсмологии Солнца. Под вопросом оказалась и стандартная модель внутреннего строения Солнца, а, как известно, Солнце используется в качестве опорной звезды в астрофизике. Безусловно, это должно сказаться и на определениях амплитуды FIP-эффекта в атмосфере Солнца. Попытки преодоления возникшего кризиса привели к появлению большого числа работ, в которых обсуждаются различные аспекты данной проблемы [Bi et al., 2011]. Не вдаваясь в детали, отметим лишь работу Теплицкой и Григорьевой [2010], посвященную статистическому анализу откликов содержания элементов в зависимости от модели атмосферы, на основе которой они вычисляются. Теплицкая и Григорьева [2010] пришли к выводу, что новые данные [Asplund et al., 2009] по химическому составу Солнца могут относиться к той области нижней атмосферы, где образуются спектральные линии, использованные в диагностике, и поэтому отражают особенности процессов диффузии только в этой области. В таком случае прежний химический состав Солнца, согласующийся с данными гелиосейсмологии, не нуждается в коренном пересмотре. В заключение настоящего обзора укажем на еще одну важную диагностическую роль FIP-эффекта в астрофизике при поиске экзопланет земной группы. Недавно было выяснено, что значения обилия элементов на Солнце являются аномальными по сравнению с ближайшими звездами – двойниками Солнца. Для Солнца характерен определенный недостаток тугоплавких элементов (элементов с температурами конденсации  $T_c > 900$  К) по отношению к летучим элементам ( $T_c < 900$  К). Это может служить признаком преимущественного образования планет земной группы у Солнца. Действительно, измерения обилия элементов у звезд – аналогов Солнца показали определенную согласован-

ность их с поведением  $T_c$ , что может быть признаком образования планетных систем. Далее было показано, что температура конденсации  $T_c$  хорошо коррелирует с FIP, следовательно, FIP-эффект может оказаться косвенным признаком наличия планет земной группы у ближайших звезд [Ramirez et al., 2010].

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки ГК 02.740.11.0576 и ГК 16.518.11.7065.

Автор глубоко благодарен Е.Г. Пермяковой за большую техническую помощь в выполнении работы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алтынцев А.Т., Банин В.Г., Куклин Г.В., Томозов В.М. Солнечные вспышки. М.: Наука, 1982. 246 с.
- Мординов А.В., Томозов В.М., Файнштейн В.Г. Влияние электронной функции распределения на динамику расширения бесстолкновительной плазмы в фоновую меньшей плотности // Прикладная механика и теоретическая физика. 1985. № 6. С. 10–15.
- Прист Э., Форбс Т. Магнитное пересоединение. Магнитогазодинамическая теория и приложения. М.: Физматлит, 2005. 591 с.
- Теплицкая Р.Б., Григорьева С.А. Элементы с высокими значениями первого потенциала ионизации в новом химическом составе фотосферы Солнца // Солнечно-земная физика. 2010. Вып. 16. С. 88–93.
- Томозов В.М. Аномалии химического состава короны и солнечного ветра как средство для изучения динамики атмосферы Солнца. Обзор современных представлений // Солнечно-земная физика. 2004. Вып. 6. С. 68–74.
- Томозов В.М. Динамика солнечной атмосферы и FIP-эффект // Избранные проблемы астрономии / Под ред. С.А. Язева. Иркутск: Изд-во ИГУ, 2011. С. 186–193.
- Abramenko V.I., Fisk L.A., Yurchyshyn V.B. The rate of emergence of magnetic dipoles in coronal holes and adjacent quiet-Sun regions // *Astrophys. J.* 2006. V. 641. P. L65–L68.
- Alfvén H. Collision between a nonionized gas and magnetized plasma // *Rev. Modern Phys.* 1960. V. 32. P. 710–713.
- Aly J.J. Quasi-static evolution of a three-dimensional force-free magnetic flux tube or arcade // *Physics of Magnetic Flux Ropes* / Eds. C.T. Russell, E.R. Priest, L.C. Lee. 1990. P. 235–239 (Geophys. Monographs Ser. V. 58).
- Antiochos S.F. The physics of coronal closed-field structures // *Adv. Space Res.* 1994. V. 14. P. 139–148.
- Arge C.N., Mullan D.J. Modeling of magnetic interactions in partially-ionized gas: application to the FIP effect // *Solar Phys.* 1998. V. 182. P. 293–332.
- Asplund M., Grevesse N., Sauval A.J., Scott P. The chemical composition of the Sun // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2009. V. 47. P. 481–522.
- Bemporad A., Poletto G., Suess S.T., et al. Current sheet evolution in the aftermath of a CME event // *Astrophys. J.* 2006. V. 638. P. 1110–1128.
- Bemporad A. Spectroscopic detection of turbulence in post-CME current sheets // *Astrophys. J.* 2008. V. 689. P. 572–584.
- Bi S.L., Li T.D., Li L.H., Yang W.M. Solar models with revised abundance // *Astrophys. J. Lett.* 2011. V. 731. P. L42.
- Brooks D.H., Warren H. P. Establishing a connection between active region outflows and the solar wind: abundance measurements with EIS/Hinode // *Astrophys. J. Lett.* 2011. V. 727. L13.
- Ciaravella A., Raymond J.C., Li J., et al. Elemental abundances and post coronal mass ejection current sheet in a very hot active region // *Astrophys. J.* 2002. V. 575. P. 1116–1130.

- Cliver E.W. Solar flare gamma ray emission and energetic particles in space // *High Energy Solar Physics* / Eds. R. Ramaty et al. 1996. P. 45–60 (AIP Conf. Proc. V. 374).
- Colgan J., Abdalla J., Sherrill M.E., Foster M., et al. Radiative losses of solar coronal plasmas // *Astrophys. J.* 2008. V. 689. P. 585–592.
- Cranmer S.R. Coronal holes // *Living Rev. Solar Phys.* 2009. V. 6. P. 3–34.
- Diver D.A., Fletcher L., Potts H.E. FIP enhancement by Alfvén ionization // *Solar Phys.* 2005. V. 227. P. 207–215.
- Erdelyi R., Fedun V. Are there Alfvén waves in the solar atmosphere? // *Science*. 2007. V. 318. P. 1572–1574.
- Feldman U., Widing K.G. A review of the first ionization potential effect on elemental abundances in the solar corona and in flares // *Phys. Plasmas*. 2002. V. 9, N 2. P. 629–635.
- Feldman U., Widing K.G. Elemental abundances in the solar upper atmosphere derived by spectroscopic means // *Space Sci. Rev.* 2003. V. 107. P. 665–720.
- Fisk L.A., Schwadron N.A., Zurbuchen T.H. Acceleration of the fast solar wind by the emergence of new magnetic flux // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104, N A9. P. 19765–19722.
- Furth H., Rosenbluth M., Killeen Y. Finite resistivity instability of a sheet pinch // *Phys. Fluids*. 1963. V. 6. P. 459–484.
- Golovko A.A., Kuklin G.V., Mordvinov A.V., Tomozov V.M. The role of large-scale velocity fields in producing a preflare situation // *Solar Maximum Analysis. Additional Issue* / Eds. V.E. Stepanov, V.N. Obridko, G.Ya. Smolkov. Novosibirsk: Nauka, 1988. P. 278–290.
- Geiss J., Gloeckler G., von Steiger R., et al. The southern high-speed stream: results from the SWICS instrument on Ulysses // *Science*. 1995. V. 268, N 5213. P. 1033–1036.
- Güdel M. Magnetic activity, high-energy radiation and variability: from young solar analogs to low-mass objects // *Solar and Stellar Variability: Impact on Earth and Planets* / Eds. A.G. Kosovichev, A.H. Andrei and J.-P. Rozelot. 2010. P. 375–384. (Proc. IAU Symposium. N 264).
- Hansen R.T., Garcia C.J., Hansen S.F., Loomis H.G. Brightness variations of the white light corona during the years 1964–67 // *Solar Phys.* 1969. V. 7. Iss. 3. P. 417–433.
- Henoux J.C., Somov B.V. The photospheric dynamo. I. Physics of thin magnetic flux tubes // *Astron. Astrophys.* 1997. V. 318. P. 947–956.
- Heinzel P., Schmieder B., Tziotziou K. Why are solar filaments more extended in extreme-ultraviolet lines than in H $\alpha$ ? // *Astrophys. J.* 2001. V. 561. P. L223 – L227.
- Hollweg J.V. Resonances of coronal loops // *Ibid.* 1984. V. 277. P. 392–403.
- Ko Y.-K., Raymond J.C., Lin J., et al. Dynamical and physical properties of a post-coronal mass ejection current sheet // *Ibid.* 2003. V. 594. P. 1068–1084.
- Laming J.M., Feldman U., Drake J.J., et al. The off-limb behavior of the first ionization potential effect in  $T > 5 \cdot 10^5$  K solar plasmas // *Ibid.* 1999. V. 518. P. 926–936.
- Laming J.M. A unified picture of the first ionization potential and inverse first ionization potential // *Ibid.* 2004. V. 614. P. 1063–1072.
- Laming J.M. Non-WKB models of the first ionization potential effect: implications for solar coronal heating and coronal helium and neon abundances // *Ibid.* 2009. V. 695. P. 954–969.
- Li G., Zank G.P. Mixed particle acceleration at CME-driven shocks and flares // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. L02101 (1–4).
- Lin J., Forbes T.G. Effects of reconnection on the coronal mass ejection process // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. Iss. A2. P. 2375–2392.
- Lin J., Li J., Forbes T.G., et al. Features and properties of coronal mass ejection/flare current sheets // *Astrophys. J.* 2007. V. 658. P. L123 – L126.
- Madjarska M.S., Doyle J.G., van Driel-Gesztelyi L. Evidence of magnetic reconnection along coronal hole boundaries // *Ibid.* 2004. V. 603. P. L57–L59.
- Matyukhin Yu.G., Tomozov V.M. The quasi-static evolution of magnetic configurations on the Sun and solar flares // *Physics of Magnetic Flux Ropes* / Eds. C.T. Russell, Priest E.R., Lee L.C. 1990. P. 241–244. (Geophys. Monographs Ser. V. 58).
- Meyer J.-P. The baseline composition of solar energetic particles // *Astrophys. J. Suppl.* 1985. V. 57. P. 151–171.
- Miller J.A. Particle acceleration in impulsive solar flares // *Space Sci. Rev.* 1998. V. 86. P. 79–105.
- Neugebauer M., Forsyth R.J., Galvin A.B., Harvey K.L., et al. Spatial structure of the solar wind and comparisons with solar data and models // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103, iss. 1. P. 14587–14600.
- Okamoto J., Tsuneta S., Berger T.E., et al. Coronal transverse magneto hydrodynamic waves in a solar prominence // *Science*. 2007. V. 318. P. 1577–1580.
- Papics P.I. Solar prominences, solar flares and coronal mass ejections // *Solar Phys. Rep.* 2007. P. 1–10.
- Peter H. Open and closed magnetic structures in the transition region // *Proc. SolMag: Magnetic coupling of the solar atmosphere. Euro-Conference and IAU Coll.* 188. 2002. Greece, Santorini, 11–15 June, 2002. P. 525–528. (ESA SP-505).
- Pucci S., Lie-Svendson Ø., Esser R. Elemental abundances in the fast solar wind emanating from chromospheric funnels // *Astrophys. J.* 2010. V. 709. P. 993–1002.
- Ramaty R., Mandzhavidze N., Kozlovsky B., Murphy R.J. Solar atmospheric abundances and energy content in flare-accelerated ions from gamma-ray spectroscopy // *Astrophys. J. Lett.* 1995. V. 455. P. L193–L196.
- Ramirez I., Asplund M., Baumann P., et al. A possible signature of terrestrial planet formation in the chemical composition of solar analogs // *Astron. Astrophys.* 2010. V. 521. A33.
- Raymond J.C. Composition variations in the solar corona and solar wind // *Space Sci. Rev.* 1999. V. 87. P. 55–66.
- Raymond J.C., Ciaravella A. Current sheet of 4 November 2003 flares // *Indian J. Radio & Space Phys.* 2010. V. 39. P. 249–251.
- Reames D.V. Solar energetic particles: sampling coronal abundances // *Space Sci. Rev.* 1998. V. 85. P. 327–340.
- Reames D.V. Particle acceleration at the Sun and in the heliosphere // *Ibid.* 1999. V. 90. P. 413–491.
- Rodriguez L., Krupp N., Woch J., Franz M. Elemental abundances of energetic particles within magnetic clouds by Ulysses // *Astrophys. J.* 2008. V. 673. P. 621–628.
- Roth I., Temerin M. Selective ion acceleration in impulsive solar flares // *Adv. Space Res.* 1998. V. 21. P. 591–595.
- Sackmann I.-J., Boothroyd A.I. Our Sun. V. A bright young Sun consistent with helioseismology and warm temperatures on ancient Earth and Mars // *Astrophys. J.* 2003. V. 583. P. 1024 – 1039.
- Sheminova V.A., Solanki S.K. Is the FIP-effect present inside solar photospheric magnetic flux tubes? // *Astron. Astrophys.* 1999. V. 351. P. 701–706.
- Sheeley N.R. Elemental abundance variations in the solar atmosphere // *Astrophys. J.* 1996. V. 469. P. 423–428.
- Shibata K. New observational facts about solar flares from Yohkoh studies – Evidence of magnetic reconnection and a unified model of flares // *Adv. Space Res.* 1996. V. 17, N 4/5. P. (4/5)9–(4/5)18.
- Shibata K. Reconnection models of flares // *Solar Physics With Radio Observations: Proc. of Nobeyama Symposium.* 1998. P. 381–389. (NRO Report N 479).
- Schwadron N.A., Fisk L.A., Zurbuchen T.H. Elemental fractionation in the slow solar wind // *Astrophys. J.* 1999.

V. 521. P. 859–867.

Tomczyk S., McIntosh S.W., Keil S.L., et al. Alfvén waves in the solar corona // *Science*. 2007. V. 317. P. 1192–1196.

Uzzo M., Strachan L., Vourlidis A. The physical properties of coronal streamers // *Astrophys. J.* 2007. V. 671. P. 912–925.

Vernazza J., Avrett E.H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. III. Model of the EUV brightness components of the quiet-Sun // *Ibid.* 1981. V. 45. P. 635–725.

Von Steiger R., Wimmer-Schweingruber, Geiss J., et al. Abundance variations in the solar wind // *Adv. Space Res.* 1995. V. 15, N 7. P. (7)3–(7)12.

Von Steiger R. Composition aspects of the upper solar atmosphere. Rapporteur Paper III // *Space Sci. Rev.* 1998. V. 85. P. 407–418.

Wang Y.-M., Sheeley N.R., Walters J.H., et al. Origin of streamer material in the outer corona // *Astrophys. J.* 1998. V. 498. P. L165–L168.

Wedemeyer-Böhm S., Lagg A., Nordlund A. Coupling from the photosphere to the chromosphere and the corona // *Space Sci. Rev.* 2009. V. 144. P. 317–350.

Woo R., Habbal S.R., Feldman U. Role of closed magnetic fields in solar wind flow // *Astrophys. J.* 2004. V.

612. P. 1171–1174.

Wood B.E., Howard R.A., Themisizu A., Sodzer D.G. The three-dimensional morphology of a corotating interaction region in the inner heliosphere // *Astrophys. J. Lett.* 2010. V. 708. P. L89–L94.

Zurbuchen T.H., von Steiger R. On the solar wind elemental composition: constraints on the origin of the solar wind // *Publ. SOHO-17: 10 Years of SOHO and Beyond: Proc. of the conference held 7–12 May, 2006 at Giardini Naxos, Sicily, Italy / Eds. H. Lacoste and L. Ouwehand.* 2006. P. 7.1–7.8. (ESA SP-617).

*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск*