

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В КОРОНЕ СОЛНЦА ПО ЗАРЯДОВОМУ СОСТОЯНИЮ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

© 2024 г. Ф. Ф. Горяев^{1*}, В. А. Слемзин^{1**}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*Электронный адрес: goryaev_farid@mail.ru

**Электронный адрес: slemzinva@lebedev.ru

Поступила в редакцию 03.04.2024 г.

После доработки 06.06.2024 г.

Принята к публикации 06.06.2024 г.

Термодинамика плазмы солнечного ветра (СВ) в короне Солнца определяется энергетическим обменом с внешними источниками и может быть изучена, если известна информация о физических параметрах плазмы, таких как температура, плотность, скорости потоков СВ и др. Ранее Паркер показал, что в рамках одножидкостной модели состояние плазмы СВ может быть описано с помощью политропной функции, в которой давление p и плотность ρ связаны соотношением $p/\rho^\gamma = \text{const}$ с индексом политропы γ . В современных МГД-моделях применение политропной функции вместо приближенного описания механизмов нагрева плазмы значительно ускоряет расчет. Значения индекса γ могут быть получены с помощью параметров плазмы СВ, но для потоков СВ, движущихся в направлении Земли, измерение таких параметров представляет определенные трудности. В настоящей работе рассматривается метод определения индекса политропы γ для потоков СВ на стадии расширения в короне по измеряемым “на месте” ионным параметрам плазмы СВ: среднему заряду ионов железа $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и отношению плотностей ионов кислорода O^{7+}/O^{6+} . Связь между ионными параметрами и индексом γ устанавливается на основе решения уравнений баланса для процессов ионизации и рекомбинации ионов в плазме СВ. По гистограммам ионных параметров СВ, измеренных прибором ACE/SWICS в 2010 г., получены средние значения γ в короне на высотах $\approx 1–7$ солнечных радиусов для потоков медленного СВ, быстрого СВ из корональных дыр и межпланетных корональных выбросов массы.

Ключевые слова: солнечный ветер, солнечная корона, ионный состав солнечного ветра.

1. ВВЕДЕНИЕ

В процессе формирования потоков солнечного ветра (СВ) в короне происходит динамическое изменение параметров плазмы СВ под влиянием обмена энергией с внешними источниками. Информация об этих процессах важна как в теоретическом плане, так и для практических применений, прежде всего, для моделирования параметров СВ и прогнозирования его воздействия на околоземную космическую среду. Трудность моделирования СВ в короне Солнца связана, в первую очередь, с особенностями структур, из которых формируется поток СВ, и сложностью оценки локальных параметров плазмы внутри короны, которые, в основном, определяются по спектральному излучению этих структур. Для источников на солнечном диске данные оптических измерений соответствуют интегральным интенсивностям вдоль линии наблюдения, поэтому локальные значения параметров плазмы в короне могут быть определены только косвенно через решение обратной задачи деконволюции, которая относится к классу некорректных задач, или путем сопоставления интегральных модельных параметров с экспериментально измеренными (см., например, [16]).

Отдельные прямые измерения локальных параметров плазмы внутри короны на минимальном расстоянии менее 20 солнечных радиусов стали возможны в последнее время благодаря наблюдениям с помощью Солнечного зонда «Паркер» (Parker Solar Probe: [18, 19]).

Среди подходов, разработанных для моделирования энергетического баланса СВ, часто используется рассмотренная еще Паркером ([20, 21]) политропная модель СВ – гидродинамическая одномерная модель радиального ис-

течения плазмы из короны с политропным законом расширения, которая описывает переход от дозвукового течения плазмы в короне к сверхзвуковому в гелиосфере. В рамках этой модели соотношение между давлением p и массовой плотностью ρ одноатомного идеального газа описывается соотношением

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \text{const}, \quad (1)$$

где γ – показатель (индекс) политропы.

В первоначальной модели Паркера считалось, что плазма в короне изотермическая, что соответствует значению $\gamma = 1$. В гелиосфере, при отсутствии источников нагрева, показатель политропы расширяющейся и охлаждающейся плазмы СВ полагался равным адиабатическому значению $\gamma = 5/3$. Такая модель качественно описывала формирование стационарного потока СВ, однако параметры плазменного потока около Земли заметно отличались от измеряемых.

Согласование модельных параметров у Земли с измерениями температуры и плотности околосолнечной плазмы, опирающимися на оптические наблюдения солнечных затмений, привело к значению γ в короне, близкому к значению 1.1 ([21]). Соответствующий поток энергии в короне, по Паркеру, обусловлен теплопроводностью электронной компоненты.

В дальнейшем, гидродинамические модели стационарного СВ развивались за счет включения энергетических соотношений в различных модификациях, содержащих разные типы источников энергии и тепла. Однако эти модели, основанные на использовании теоретически предполагаемых значений параметров плазмы в короне, как и учет магнитного давления ([26]), не устранили расхождений мо-

дельных расчетов температуры, плотности и скорости в СВ с реально измеряемыми вблизи Земли ([29]).

Частично согласование между плотностью и температурой потоков плазмы в рамках одножидкостной сферически симметричной модели улучшалось за счет самосогласованного рассмотрения условий в нижней короне и СВ в гелиосфере с волновыми источниками энергии–импульса и радиальным магнитным полем ([10, 13]).

Эпизодические измерения параметров СВ в гелиосфере с помощью космических аппаратов показали, что на разных масштабах расстояний индексы политропы могут различаться. В работе [26] рассматривались значения индекса γ , получаемые из соотношения между температурой и плотностью СВ, измеренных на космическом аппарате Helios на расстояниях от Солнца 0.3–1 а.е. (а.е. – астрономическая единица). Среднее значение индекса γ составило 1.46 ± 0.04 без учета магнитного давления и 1.58 ± 0.06 с учетом магнитного давления. При этом диапазон значений γ слабо зависел от скорости потока СВ.

Измерения на зонде Паркер ([19]) показали, что в среднем на интервале расстояний 0.2–0.8 а.е. значение γ близко к адиабатическому. В то же время, на промежуточных участках размером порядка 0.1 а.е. были отмечены волнообразные колебания с максимальным значением $\gamma \approx 2.7$, что может быть связано с изменением степеней свободы или какими-то дополнительными механизмами диссипации энергии протонов.

В работе [15] приведены данные измерений на космическом аппарате Wind на расстоянии 1 а.е., по которым в период двух последних солнечных циклов (1995–2017 гг.) было полу-

чено значение γ , близкое к 1.86. Измерения радиальных зависимостей температуры и плотности для быстрого СВ на зонде Паркер (0.1 а.е.) и обсерватории Solar Orbiter (0.9 а.е.) в период между 15 июля и 15 октября 2020 г. привели к значению $\gamma = 1.517$. Отличие индекса от адиабатического авторы связывают с дополнительным нагревом за счет альвеновских флюктуаций ([22]).

Для построения моделей формирования СВ в солнечной короне необходимо знать значения параметров плазмы на расстояниях нескольких солнечных радиусов от поверхности Солнца. Поскольку возможности прямых измерений в короне затруднены, в большинстве случаев моделирование СВ выполняется по упрощенной схеме: сначала определяются параметры плазмы в точке максимума температуры в короне, которые далее используются как исходные для продолжения расчета в гелиосферной части, где расширение потока СВ рассматривается как адиабатическое.

Такая схема расчета позволяет получить параметры СВ по порядку величины на расстоянии 1 а.е., близкие к среднестатистически измеряемым по всему потоку СВ, но не учитывает различий для разных типов СВ. Более точный расчет может быть выполнен, если для данного типа потока определены радиальные профили параметров СВ в короне или их связь, описываемая с помощью индекса политропы. Упомянутые выше гидродинамические модели лучше всего пригодны для описания квазистационарных потоков СВ: фонового медленного СВ (MCB) и высокоскоростного СВ (BCB) из корональных дыр. Для описания межпланетных корональных выбросов массы (MKBM) разрабатываются более сложные численные МГД-модели (см., например, [1]).

Такие МГД-модели как WSA-Enlil+Cone ([17]) и EUPHORIA ([23]) рассматривают по отдельности две стадии образования СВ: корональную и гелиосферную. В корональной части рассматривается формирование и ускорение плазмы СВ в условиях расширяющегося потока магнитного поля, рассчитываемого в потенциальном или бессиловом приближении (см., например, [24]).

При этом в расчет включаются различные механизмы нагрева плазмы: электронная теплопроводность, обмен энергией между ионами и электронами, нагрев за счет диссипации альвеновских волн и турбулентности и др. (см. обзор [12]). Учет в МГД-моделях СВ потоков массы и энергии с помощью соответствующих уравнений, включающих указанные механизмы, значительно усложняет численное моделирование.

Однако без потери точности приближенные описания механизмов нагрева и охлаждения могут быть заменены политропной функцией, связывающей давление и плотность плазмы, существенно упрощающей и ускоряющей расчет ([30]), что важно для оперативного прогнозирования параметров СВ на выходе из короны.

Для использования политропной модели необходимо знание ее индекса γ для разных типов СВ в конкретных условиях. Работы по экспериментальному определению параметра γ в корональной плазме на расстояниях менее 0.1 а.е. немногочисленны. Наряду с подходом Паркера, в качестве примера можно привести работу [2], в которой с помощью спектрометра EIS на спутнике Hinode наблюдались медленные МГД-волны в корональной петле вблизи поверхности Солнца и было показано, что эффективное значение индекса политропы совпадает

с значением Паркера $\gamma_{\text{eff}} = 1.10 \pm 0.02$, причем нагрев плазмы описывался спиритцеровской теплопроводностью.

В настоящей работе рассмотрен метод определения индекса политропы γ плазмы СВ на участке расширения в короне на высотах от 1 до 5–7 солнечных радиусов по измеряемым “на месте” вблизи Земли ионным параметрам СВ: среднему заряду ионов Fe и отношению плотностей ионов кислорода O^{7+}/O^{6+} .

Эти ионные параметры сравниваются с модельными ионными параметрами, которые рассчитываются по радиальным профилям температуры и плотности с помощью уравнений баланса для процессов ионизации и рекомбинации ионов в плазме СВ.

В разделе 2 дается описание модели расчета ионных параметров СВ в короне. В разделе 3 описан метод определения индекса политропы по ионным параметрам для разных типов СВ. В разделе 4 приводятся примеры радиальных распределений индекса политропы γ в короне для типовых квазистационарных потоков СВ. В разделе 5 обсуждаются полученные результаты и подводятся заключительные итоги исследования. И, наконец, в Приложении рассмотрены основные особенности и параметры политропной модели.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ СВ В КОРОНЕ

Ионный состав плазмы СВ, т.е. распределение ионов различных элементов по стадиям ионизации, эволюционирует при движении через корону вместе с изменениями физических характеристик плазмы (температуры, плотности и скорости потока) из-за влияния

конкурирующих процессов ионизации и рекомбинации в ион-электронных столкновениях. В процессе расширения ионный состав «замораживается» на расстояниях нескольких солнечных радиусов, когда плазма становится бесстолкновительной из-за быстрого падения плотности, и практически не меняется при дальнейшем движении в гелиосфере (см., например, Хундхаузен и др., 1968; Ко и др., 1997; Родькин и др., 2017; Гречнев и др., 2019; Горяев и др., 2020).

Эволюция ионного состава данного химического элемента в движущейся плазменной структуре СВ может быть найдена путем решения уравнений баланса для плотностей ионов N_Z (Z – заряд соответствующего иона), которые имеют вид

$$\frac{dN_Z}{dt} = N_e [N_{Z-1} C_{Z-1} - N_Z (C_Z + R_{Z-1}) + N_{Z+1} R_Z], \quad (2)$$

где N_e и T_e – плотность и температура электронов в плазме СВ; C_Z – скорость ионизации для перехода $N_Z \rightarrow N_{Z+1}$; R_Z – скорость рекомбинации для перехода $N_{Z+1} \rightarrow N_Z$.

Для расчета зарядового состояния ионов в движущейся плазменной структуре СВ в короне с помощью уравнений баланса (??) и определения итогового «замороженного» распределения ионов по стадиям ионизации, требуется информация о временных зависимостях параметров плазмы $N_e(t)$, $T_e(t)$, а также скорости потока СВ $V(t)$. Эти параметры зависят от условий нагрева и ускорения, влияющих на состояние плазмы СВ, и от геометрии ее расширения в короне. Соответствующие временные профили обычно моделируются исходя

из типичных условий в короне, например, по источникам СВ, либо находятся из измерений с помощью спектроскопических методов (см., например, Гречнев и др., 2019).

В настоящей работе мы рассматриваем квазистационарные условия в выделенном расширяющемся объеме плазмы СВ. В этом случае частная производная в левой части (??) равна нулю ($\partial N_Z / \partial t = 0$) и при движении плазмы СВ в радиальном направлении уравнение (??) принимает вид (см., например, Хундхаузен и др., 1968; Ко и др., 1997):

$$V \frac{dN_Z}{dr} = N_e [N_{Z-1} C_{Z-1}(T_e) - N_Z (C_Z(T_e) + R_{Z-1}(T_e)) + N_{Z+1} R_Z(T_e)]. \quad (3)$$

В этом случае предполагается, что в каждый момент времени ионный состав плазмы определяется только процессами ионизации и рекомбинации при заданных параметрах плазмы.

Зарядовое состояние ионов в плазме СВ определяется двумя конкурирующими процессами с характерными временными масштабами (см., например, Хундхаузен и др., 1968; Ко и др., 1997). Первый процесс связан с расширением потока СВ в окружающее пространство и характеризуется временем расширения $\tau_{\text{exp}} = N_e / (V dN_e / dr)$. Второй процесс характеризуется временем ионизации/рекомбинации $\tau_{\text{ir}} = 1 / (C_Z + R_{Z-1}) N_e$ иона с зарядом Z в плазме СВ. На начальной стадии ускорения и формирования потока СВ вблизи поверхности Солнца, где скорость движения потока мала и плотность плазмы относительно высокая, выполняется условие $\tau_{\text{exp}} \gg \tau_{\text{ir}}$ и ионный состав соответствует ионизационному равновесию при текущей температуре движущейся плазменной

структуры.

В процессе дальнейшего движения и расширения увеличивается скорость потока и быстро падает плотность плазмы, в результате чего ионизационное равновесие нарушается. Это проявляется в том, что плотности ионов с меньшими скоростями рекомбинации «замораживаются» раньше и ионный состав отклоняется от равновесного.

В пределе $\tau_{\text{exp}} \ll \tau_{\text{ir}}$ для всех ионов данного элемента зарядовое состояние плазмы СВ «замораживается» и при дальнейшем движении в межпланетном пространстве практически не меняется.

На рис. 1 представлено сравнение характерных временных масштабов τ_{exp} и τ_{ir} для ионов $\text{O}^{6+} - \text{O}^{8+}$ и $\text{Fe}^{12+} - \text{Fe}^{19+}$, где для расчета этих времен использовались параметры плазмы КВМ из работ Слемзин и др. (2022) и Горяев и др. (2023). Для скоростей рекомбинации и ионизации ионов кислорода и железа использовались атомные данные из базы CHIANTI (Дере и др., 2009). Из рис. 1 можно видеть, что ионный состав элемента О «замораживается» уже на расстояниях порядка двух солнечных радиусов от центра Солнца, тогда как зарядовый состав элемента Fe «замораживается» в среднем на расстояниях $4-8 R_{\text{sun}}$. Это связано с тем, что скорости рекомбинации для ионов железа заметно превосходят соответствующие скорости для ионов кислорода, что приводит к обратному соотношению для времен рекомбинации этих ионов.

В настоящей работе мы исследуем значения индекса политропы γ для различных типов СВ. Для этого решаются уравнения баланса (3) для ионов элементов О и Fe в рамках под-

хода, использованного ранее в работах Родькин и др. (2017), Гречнев и др. (2019), Горяев и др. (2020), Слемзин и др. (2022) и Горяев и др. (2023). Мы рассматриваем модель, где плазма СВ расширяется по политропному закону $T_e \propto N_e^{\gamma-1}$ (см. Приложение) из области в короне с максимальной начальной температурой и равновесным распределением ионов при этой температуре. Начальное положение плазмы СВ в момент времени $t = 0$ обычно находится на высотах $\approx 0.1-0.3 R_{\text{sun}}$, где достигается максимальная температура и в рамках рассматриваемой модели начинается стадия охлаждения.

Как упоминалось выше, при малых скоростях и высоких плотностях на начальной стадии движения вблизи солнечной поверхности выполняются условия ионизационного равновесия. Отклонения от ионизационного равновесия начинаются выше этих высот, и поэтому конечный «замороженный» ионный состав практически не зависит от выбора начальной точки движения, если она находится вблизи поверхности Солнца. Для радиальных профилей электронной плотности $N_e(r)$ использовалась наиболее вероятная геометрия расширения плазмы СВ в корону: $N_e \propto 1/h^2$ (где h – высота над поверхностью Солнца) для быстрого и медленного СВ и $N_e \propto 1/r^3$ (r – расстояние от центра Солнца) для СВ типа КВМ (см., например, Слемзин и др., 2022; Горяев и др., 2023).

Для численного моделирования эволюции ионного состава элементов О и Fe при движении потока СВ от начальной точки до области «замораживания» решались уравнения баланса (3) с заданными профилями параметров плазмы $N_e(r)$, $T_e(r)$ и $V(r)$. Наконец, по найденным распределениям ионов О и Fe определяются ионные параметры $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$. Ме-

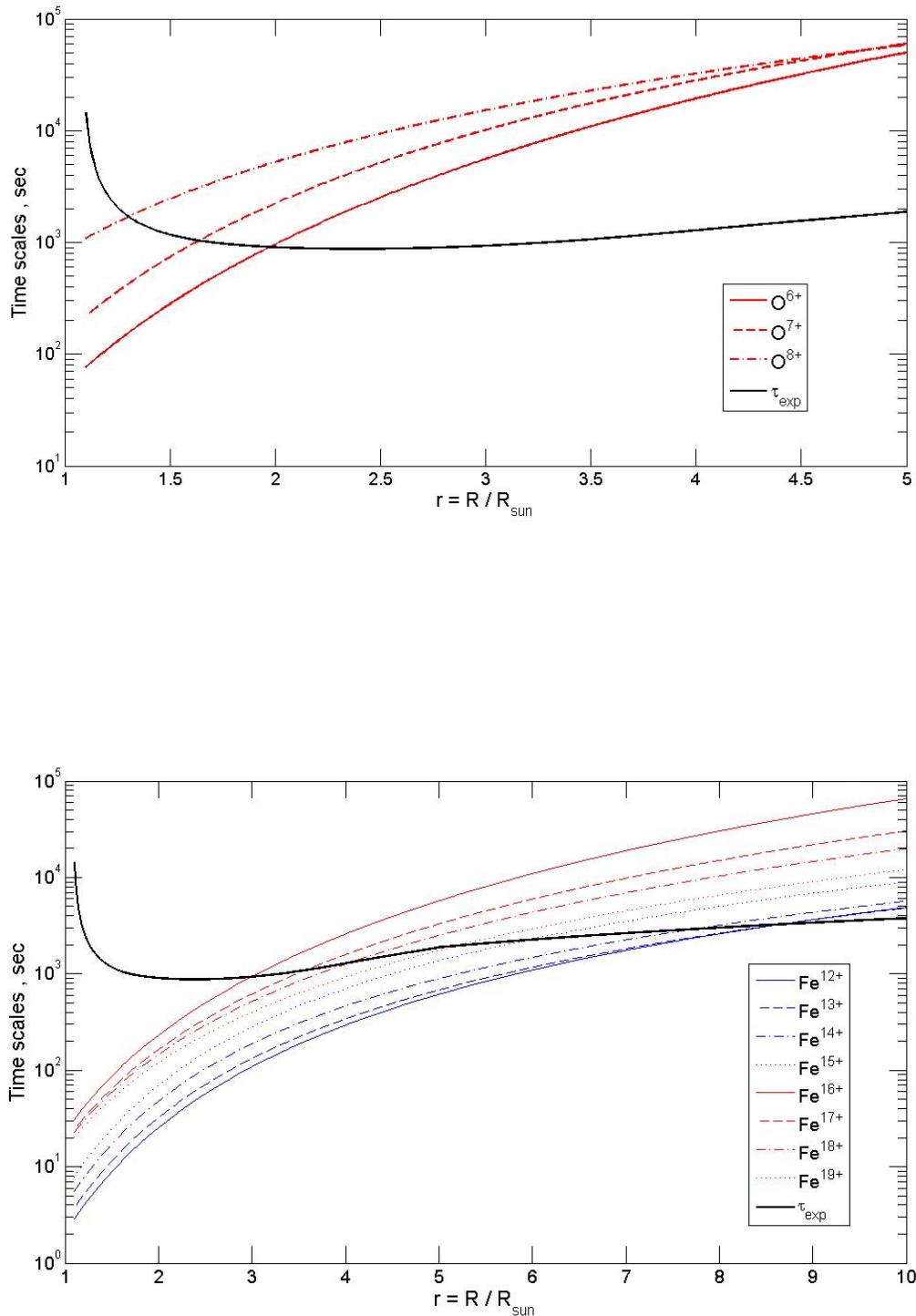


Рис 1. Сравнение времени расширения плазмы τ_{exp} с временами ионизации/рекомбинации τ_{ir} для ионов O^{6+} – O^{8+} (вверху) и Fe^{12+} – Fe^{19+} (внизу). Для расчета масштабов времен использованы параметры плазмы для КВМ из работ [30] и [12]. Расстояние $r = R / R_{\text{sun}}$ отсчитывается от центра Солнца, т.е. $r = 1$ соответствует поверхности Солнца.

няя индекс политропы, можно получить зависимость параметров $\langle Q_{Fe} \rangle$ и O^{7+}/O^{6+} от γ . В разделе 3 эта процедура используется для определения параметра γ для разных типов СВ с помощью сравнения рассчитанных ионных параметров $\langle Q_{Fe} \rangle$ и O^{7+}/O^{6+} с измеренными распределениями.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНДЕКСА ПОЛИТРОПЫ ДЛЯ РАЗНЫХ ТИПОВ СВ ПО ИОННЫМ ПАРАМЕТРАМ $\langle Q_{Fe} \rangle$ И O^{7+}/O^{6+}

Для анализа статистики ионных параметров плазмы СВ, относящихся к разным крупномасштабным типам СВ и регистрируемых на расстоянии 1 а.е., были построены гистограммы среднего заряда ионов железа $\langle Q_{Fe} \rangle$ и отношения ионов кислорода O^{7+}/O^{6+} и по ним получены средние значения этих параметров и их дисперсии. Для этого использовались данные прибора SWICS на космическом аппарате ACE (Глоеклер и др., 1998) за 2010 г., разграниченные по времени по типам потоков СВ в соответствии с каталогом ИКИ ([url{http://www.iki.rssi.ru/omni/catalog/}](http://www.iki.rssi.ru/omni/catalog/)). Этот период соответствует спокойной солнечной короне в начальной стадии роста активности 24-го солнечного цикла. Далее в этом разделе приводятся гистограммы ионных параметров $\langle Q_{Fe} \rangle$ и O^{7+}/O^{6+} для квазистационарных потоков по классификации каталога ИКИ: медленного СВ (SW_{slow}), быстрого СВ (SW_{fast} , CIR) и нестационарных потоков КВМ типа магнитных облаков (MC – magnetic clouds) и ЕЛЕСТА.

Эти эмпирические данные сравниваются с модельными расчетами ионных параметров $\langle Q_{Fe} \rangle$ и O^{7+}/O^{6+} как функций индекса γ ,

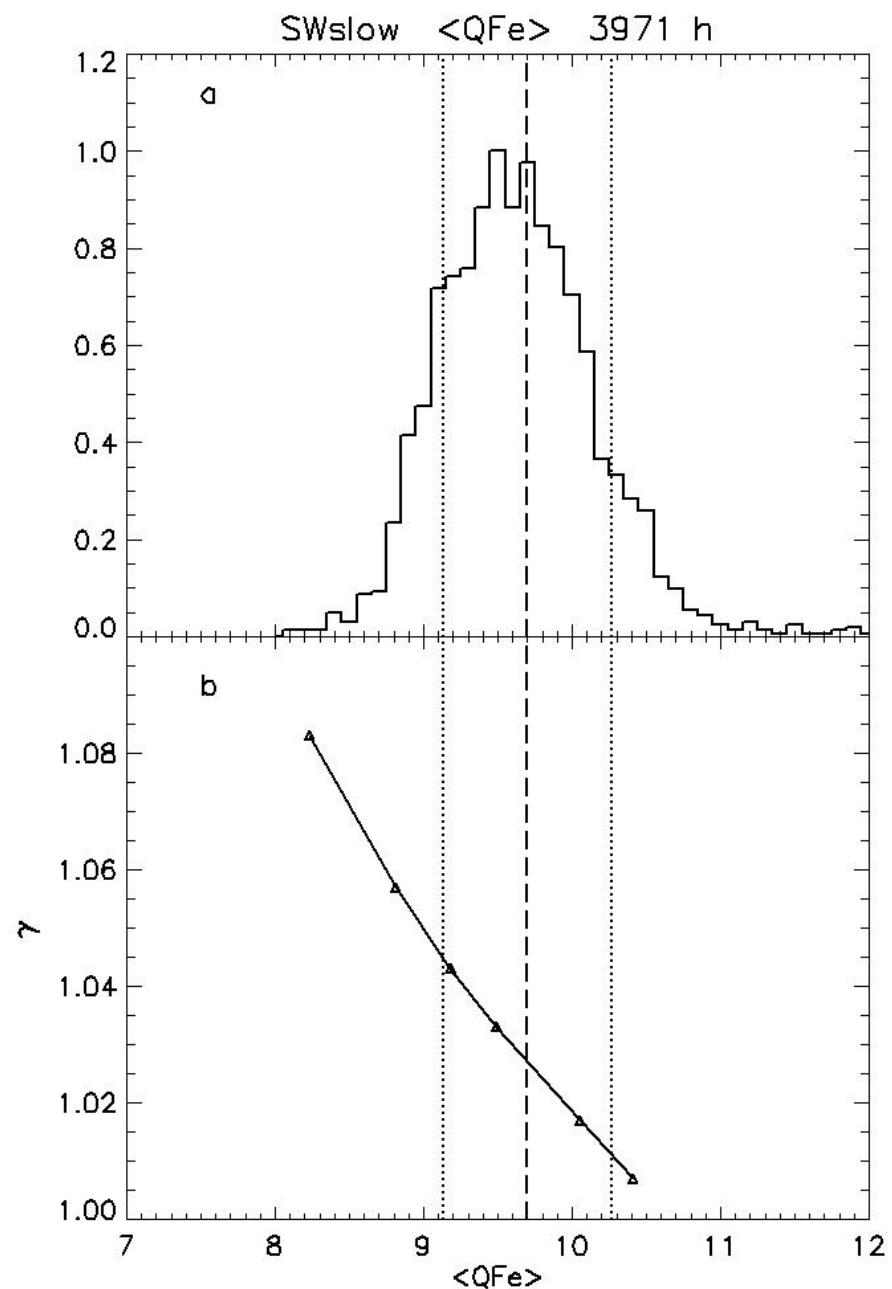
где по средним значениям и дисперсиям этих параметров определяются средние величины γ и их разброс для разных типов СВ. При моделировании ионных параметров с помощью уравнений (2) для физических характеристик плазмы СВ (плотности, температуры и скорости потока) использовались данные из работ Ко и др. (1997) (быстрый СВ) и Слемзин и др. (2022) (медленный СВ и КВМ). В работе Ко и др. (1997) исследовались физические условия в полярной корональной дыре. В работе Слемзин и др. (2022) рассматривалось событие 18 августа 2010 г., связанное с формированием КВМ и постэруптивным потоком СВ.

3.1 Медленный СВ (SW_{slow})

На рис. 2 представлены гистограммы ионных параметров $\langle Q_{Fe} \rangle$ и O^{7+}/O^{6+} (верхние рисунки) для потоков медленного СВ (SW_{slow}). На нижних рисунках приведены соответствующие модельные расчеты зависимости индекса γ от ионных параметров. При моделировании ионных параметров в качестве исходной информации для плотности, температуры и скорости потока использовались данные из работы Слемзин и др. (2022), соответствующие временным интервалам T1 (до-эруптивный поток СВ 19.08.2010 г. - 20.08.2010 г.) и T4 (вернувшийся в доэруптивное состояние поток СВ 23.08.2010 г. – 25.08.2010 г.).

3.2 Быстрый СВ (SW_{fast} , CIR)

Гистограммы для быстрого СВ представлены на рис. 3 (SW_{fast}) и рис. 4 (CIR). При моделировании ионных параметров быстрого СВ, как типа SW_{fast} , так и CIR, в качестве исходных данных использовались радиальные профили плотности, температуры и скорости потока для СВ из полярных областей Солнца, приве-



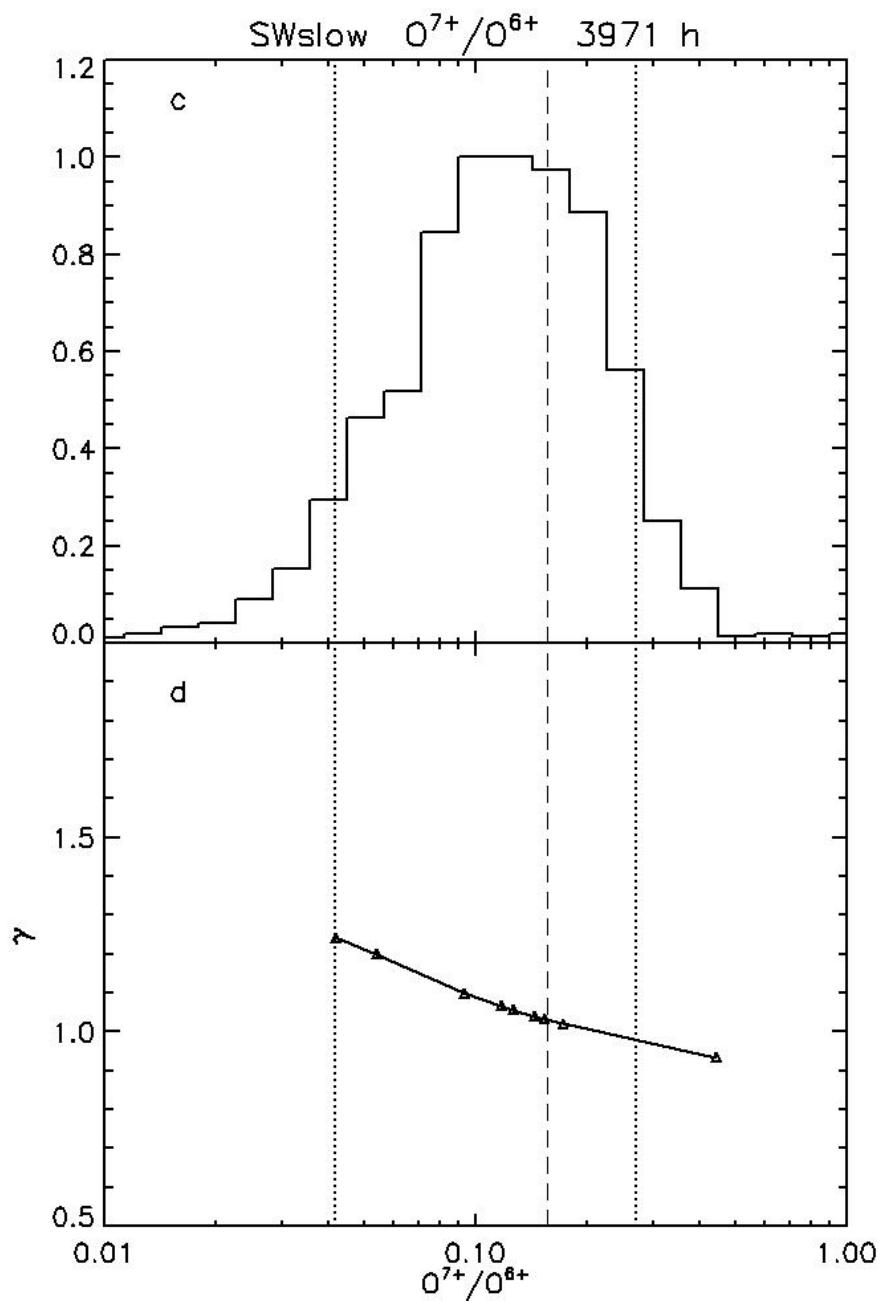


Рис 2. Гистограммы ионных параметров $\langle Q_{Fe} \rangle$ (а) и O^{7+}/O^{6+} (с) для потоков медленного СВ (SWslow), (б) и (д) – модельные зависимости ионных параметров от индекса γ . Пунктирные линии соответствуют средним значениям параметров, точечные – отклонениям от среднего на величину дисперсии параметра при построении гистограммы. В заголовках указаны типы параметров и общее количество часовых интервалов данного типа СВ по каталогу ИКИ (см. текст) за 2010 г.

денные в работе Ко и др. (1997). Соответствующие расчетные зависимости индекса γ от ионных параметров $\langle Q_{Fe} \rangle$ и O^{7+}/O^{6+} представлены в нижних частях рис. 3 и 4.

3.3 МКВМ (МС, ЕЛЕСТА)

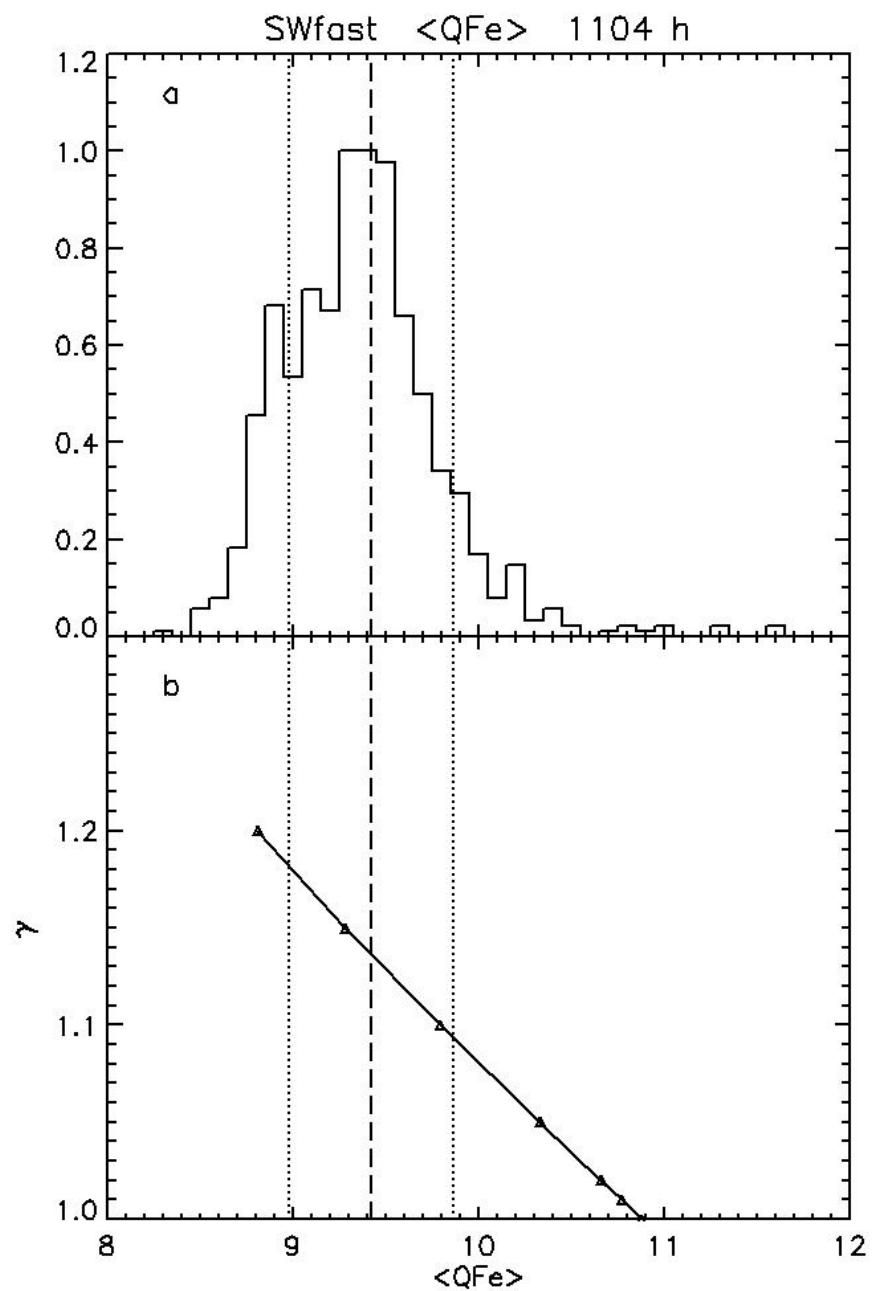
На рис. 5 и 6 представлены гистограммы ионных параметров $\langle Q_{Fe} \rangle$ и O^{7+}/O^{6+} для МКВМ типа МС (рис. 5) и ЕЛЕСТА (рис. 6). При моделировании ионных параметров МКВМ типа МС в качестве исходных данных для физических характеристик плазмы СВ использовались результаты работы Слемзин и др. (2022) для временного интервала T2 (эрупция, соответствующая распространению МКВМ 20.08.2010 г. – 21.08.2010 г.), а при моделировании потоков типа ЕЛЕСТА – из той же работы Слемзин и др. (2022) для интервала T3 (пост-эруптивный поток СВ 21.08.2010 г. – 22.08.2010 г.). В работе Слемзин и др. (2022) интервал T3 по соотношению «холодной» (относящейся к низкозарядным ионам в распределении по ионному заряду Z) и «горячей» (относящейся к высокозарядным ионам в распределении по Z) частей зарядового распределения ионов Fe в плазме СВ (в Слемзин и др. (2022) они обозначены параметрами q4 и q12 соответственно) рассматривается как пост-эруптивный поток, но по общим характеристикам плазмы этот интервал можно отнести к типу ЕЛЕСТА.

Полученные из гистограмм на рис. 2–6 средние значения и дисперсии ионных параметров $\langle Q_{Fe} \rangle$ и O^{7+}/O^{6+} , а также средние значения и дисперсии значений индекса γ , найденные при сопоставлении распределений на гистограммах с результатами моделирования

приведены в табл. 1. Отметим, что в табл. 1 не указаны границы значений γ , соответствующие отклонению параметра O^{7+}/O^{6+} от среднего на величину дисперсии, поскольку они выходят за границы применимости данной модели.

4. РАДИАЛЬНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНДЕКСА ПОЛИТРОПЫ В КОРОНЕ ДЛЯ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ ПОТОКОВ СВ

Если из измерений или других данных известны распределения температуры и плотности плазмы СВ в короне, то по ним также можно найти распределение индекса γ в рамках политропной модели (см. формулу (П2) в приложении). На рис. 7 показаны примеры радиальных распределений индекса γ для квазистационарных потоков СВ, полученных по данным модельных расчетов и из измерений температуры и плотности плазмы в короне при низкой солнечной активности в работах Кранмер и др. (2007), Ланди и др. (2012), Ко и др. (1997), Гибсон и др. (1999), Горяев и др. (2014). Распределение индекса γ на рис. 7(а) соответствует профилям характеристик плазмы из работ Кранмер и др. (2007) и Ланди и др. (2012) для медленного СВ. На рис. 7(б) представлено распределение γ для медленного СВ из стримеров по данным работ Гибсон и др. (1999), Горяев и др. (2014). И наконец, рис. 7(с) демонстрирует профили индекса политропы для быстрого СВ из полярных корональных дыр, полученные по данным работ Ко и др. (1997), Фишер, Гухатакурта (1995). Для сравнения с значениями индекса политропы, полученными из рас-



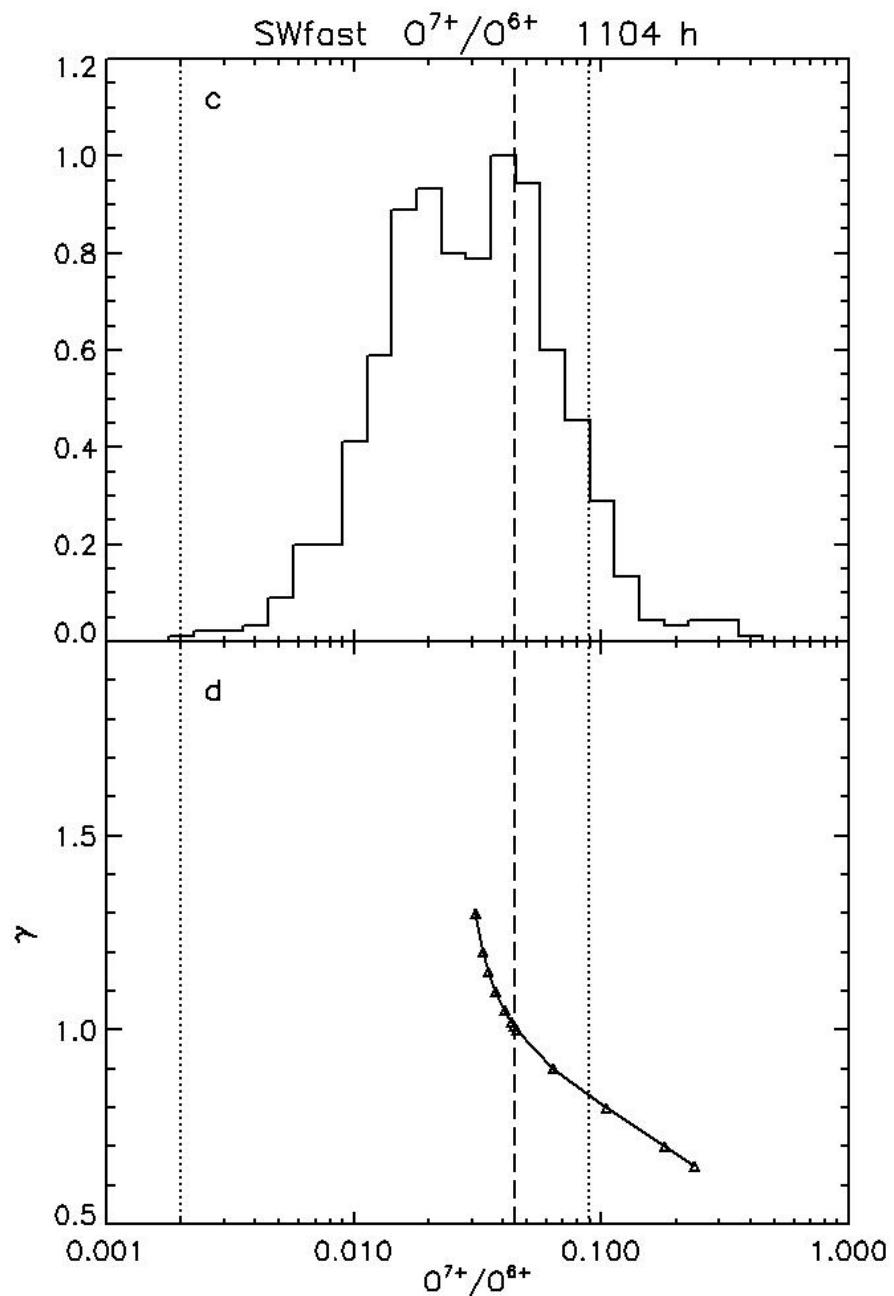
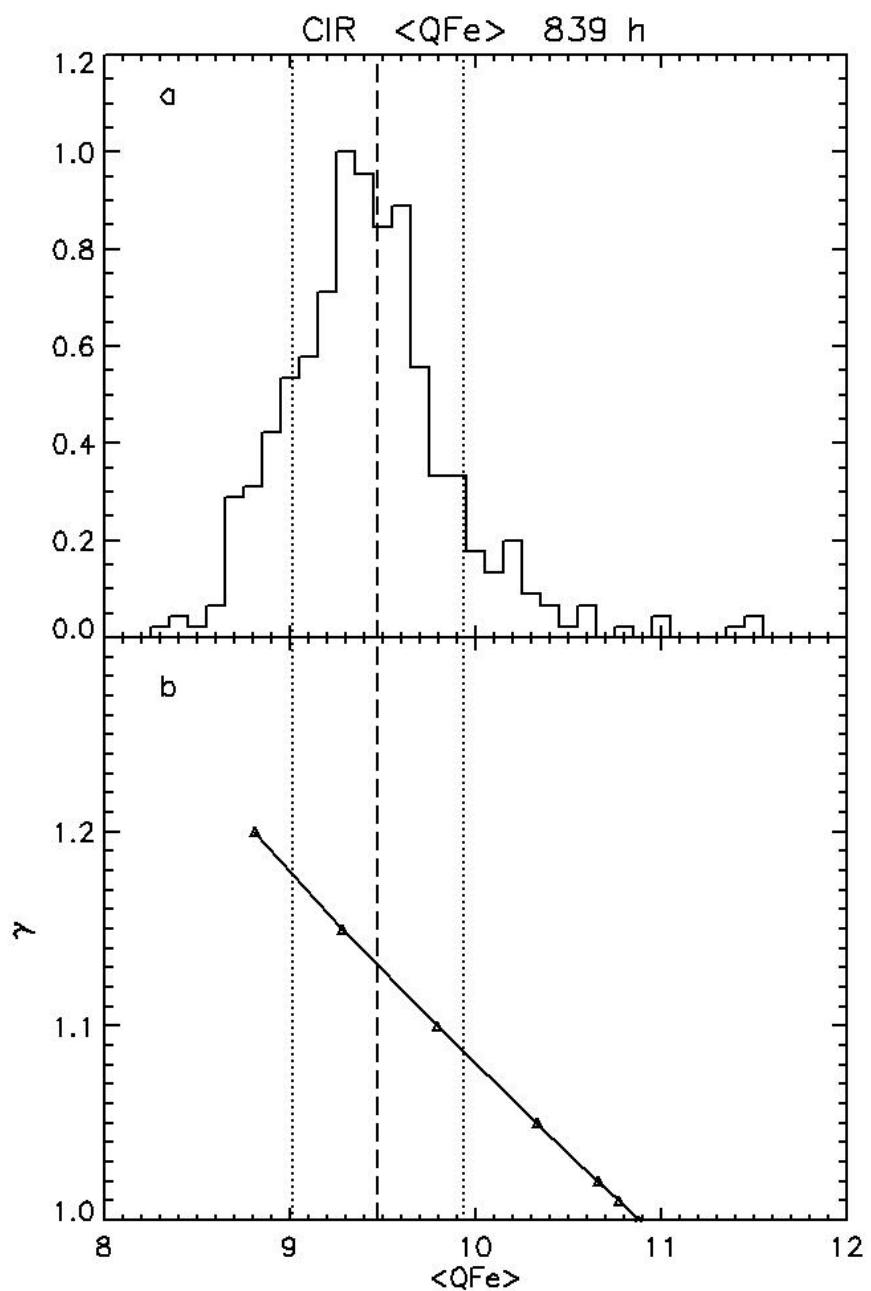


Рис. 3. Гистограммы ионных параметров и модельные значения γ для быстрого СВ (SWfast). Гистограммы ионных параметров $\langle Q_{Fe} \rangle$ (а) и O^{7+}/O^{6+} (с) для потоков медленного СВ (SWslow), (б) и (д) – модельные зависимости ионных параметров от индекса γ . Пунктирные линии соответствуют средним значениям параметров, точечные – отклонениям от среднего на величину дисперсии параметра при построении гистограммы. В заголовках указаны типы параметров и общее количество часовых интервалов данного типа СВ по каталогу ИКИ (см. текст) за 2010 г.



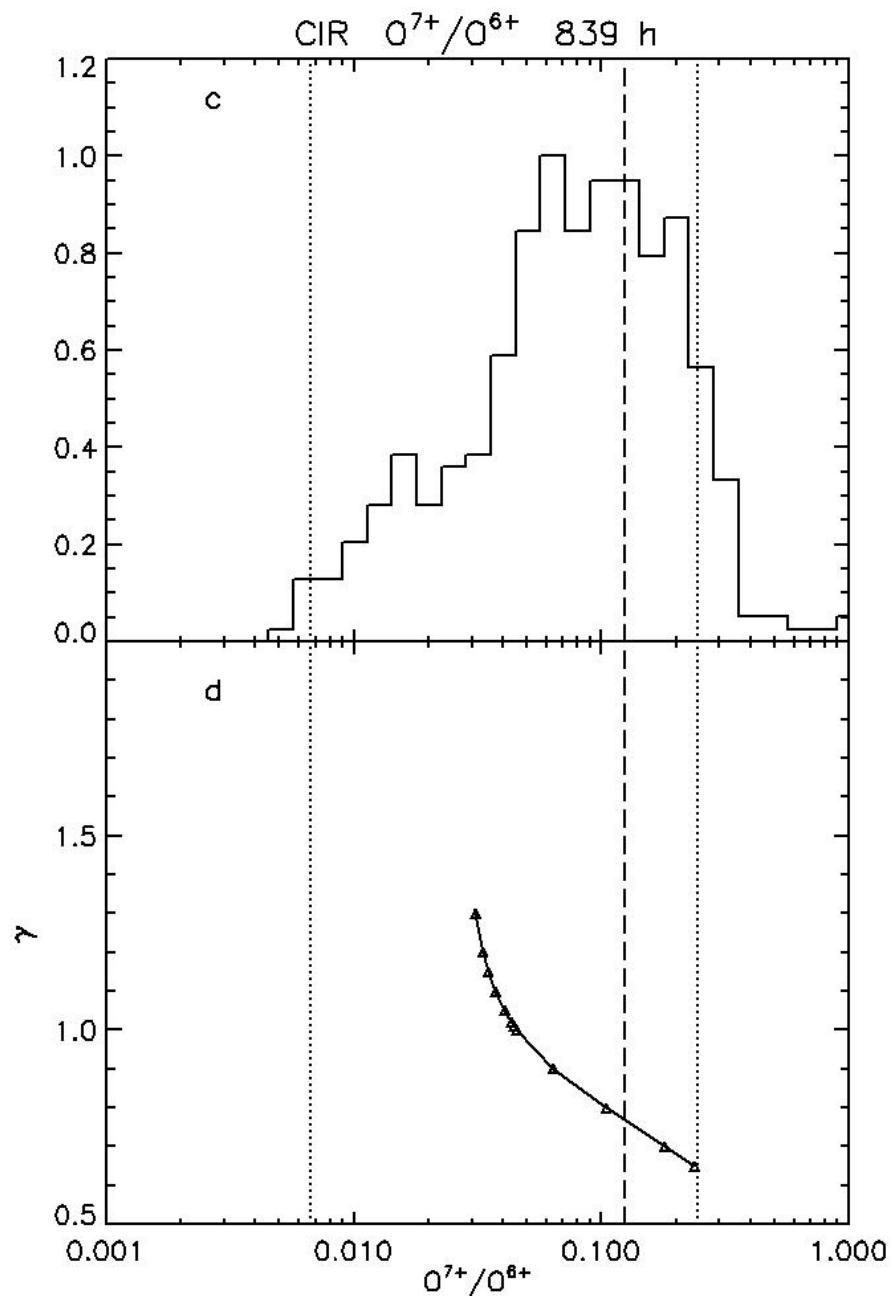


Рис. 4. Гистограммы ионных параметров и модельные значения γ для рекуррентных потоков СВ (CIR). Гистограммы ионных параметров $\langle QFe \rangle$ (а) и O^{7+}/O^{6+} (с) для потоков медленного СВ (SWslow), (б) и (д) – модельные зависимости ионных параметров от γ . Пунктирные линии соответствуют средним значениям параметров, точечные – отклонениям от среднего на величину дисперсии параметра при построении гистограммы. В заголовках указаны типы параметров и общее количество часовых интервалов данного типа СВ по каталогу ИКИ (см. текст) за 2010 г..

пределений ионных параметров согласно таблице 1, радиальные профили γ усреднялись и соответствующие результаты приведены в таблице 2.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

В настоящей работе по результатам моделирования ионных параметров СВ и их сопоставления с измеренными значениями зарядового состояния ионов железа $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и кислорода $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ получены «на месте» усредненные значения индекса политропы крупномасштабных потоков СВ для спокойной короны (2010 г.) на высотах $\approx 1-7 R_{\text{sun}}$.

Отметим следующие особенности полученных результатов. Для обоих ионных параметров большие значения индекса γ соответствуют меньшим значениям параметров СВ, т.е. более низким температурам «замораживания» ионного состава и наоборот.

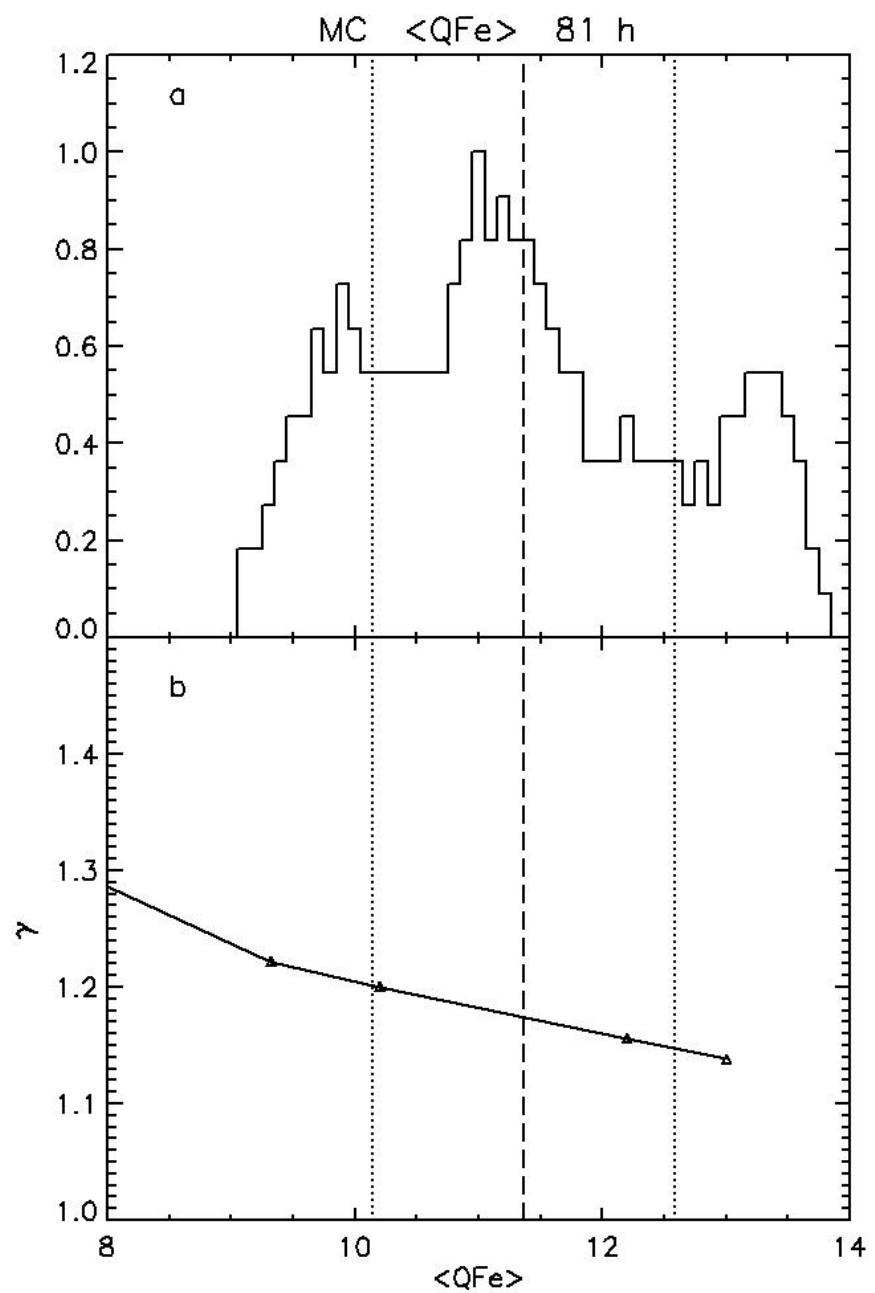
Для квазистационарных потоков типа медленного СВ (SW_{slow}) и высокоскоростного СВ (SW_{fast}) средние значения γ , найденные из анализа гистограмм ионов железа и кислорода, практически совпадают, что говорит об их формировании на малых высотах от поверхности Солнца $\lesssim 1R_{\text{sun}}$.

Основные максимумы гистограмм для высокоскоростных потоков типа SW_{fast} и CIR соответствуют экваториальным КД. Предположительно, наличие второго (меньшего по высоте) максимума в гистограммах связано с тем, что в некоторые периоды в центральной части солнечного диска, помимо экваториальных КД, присутствовали низкоширотные участки

полярных КД, для которых поток СВ имеет более низкую температуру. В 2010 г. наблюдалось 49 высокоскоростных потоков СВ, из которых в 32 событиях источниками были только экваториальные корональные дыры, а в 17 наблюдались низкоширотные области полярных дыр. Однако в нашем случае эти особенности не влияют заметно на результат определения индекса политропы по используемым зарядовым параметрам, поскольку различия в средних значениях параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ для СВ из экваториальных и полярных корональных дыр находятся в пределах их дисперсий.

Для нестационарных потоков СВ типа CIR, MC, EJECTA значения γ , полученные по отношению ионов кислорода, отличаются от значений, найденных по ионам железа, и имеют большую дисперсию. Это означает, что термодинамика потоков СВ на промежуточных высотах от 1 до $2 R_{\text{sun}}$ и на больших высотах различна. Для CIR и EJECTA значения индексов γ , полученные по отношению $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$, меньше 1, что указывает на то, что плазма еще находится в стадии нагрева. Для MC значение $\gamma > 2$, что указывает на существование дополнительного канала расхода тепловой энергии сверх охлаждения в ходе адиабатического расширения.

И наконец, рис. 7(с) демонстрирует профили индекса политропы для быстрого СВ из полярных корональных дыр, полученные по данным работ [16, ?]. Для сравнения с значениями индекса политропы, полученными из пределений ионных параметров согласно таблице 1, радиальные профили γ усреднялись и соответствующие результаты приведены в таблице 2. Из приведенных результатов можно сделать вывод, что формирование температурного режима квазистационарных потоков мед-



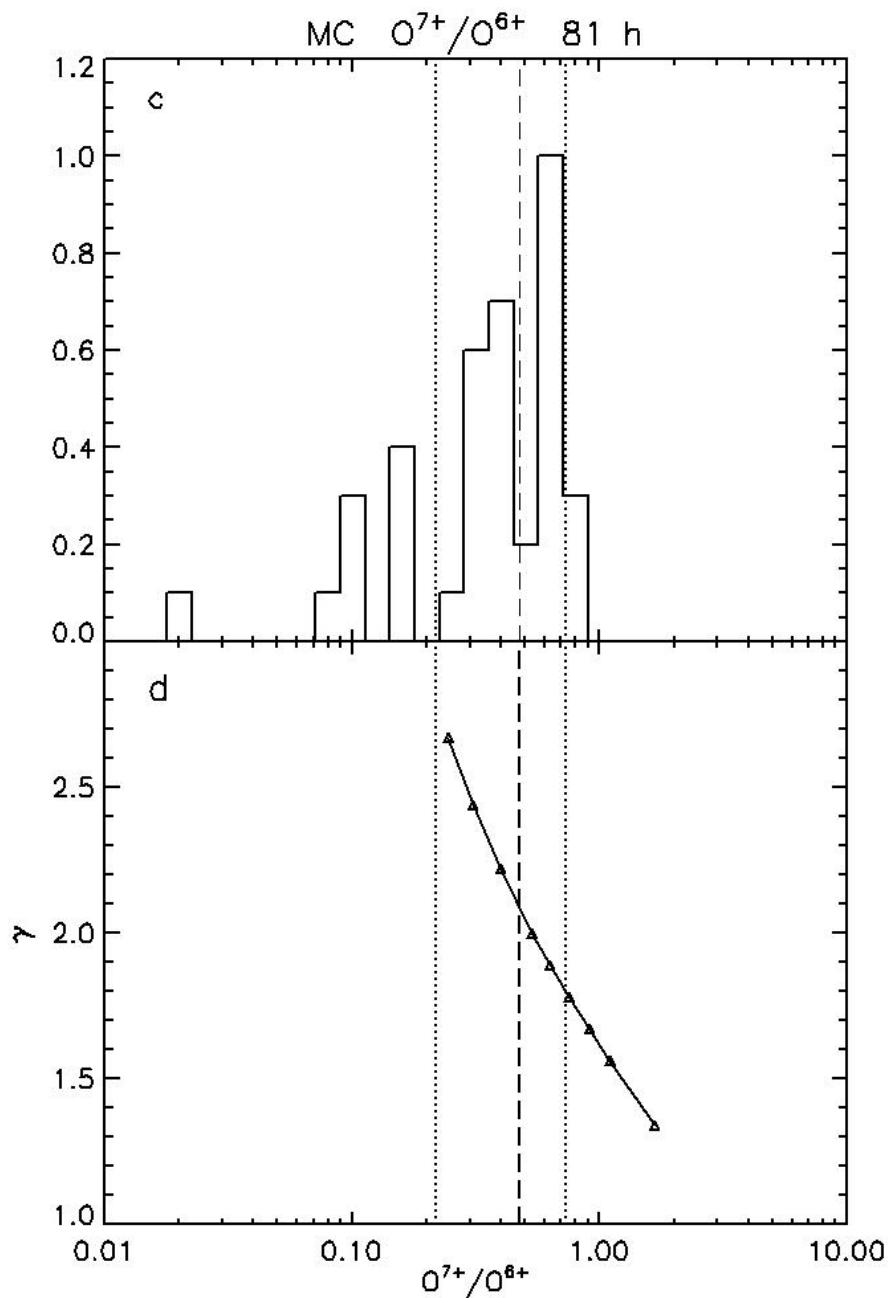
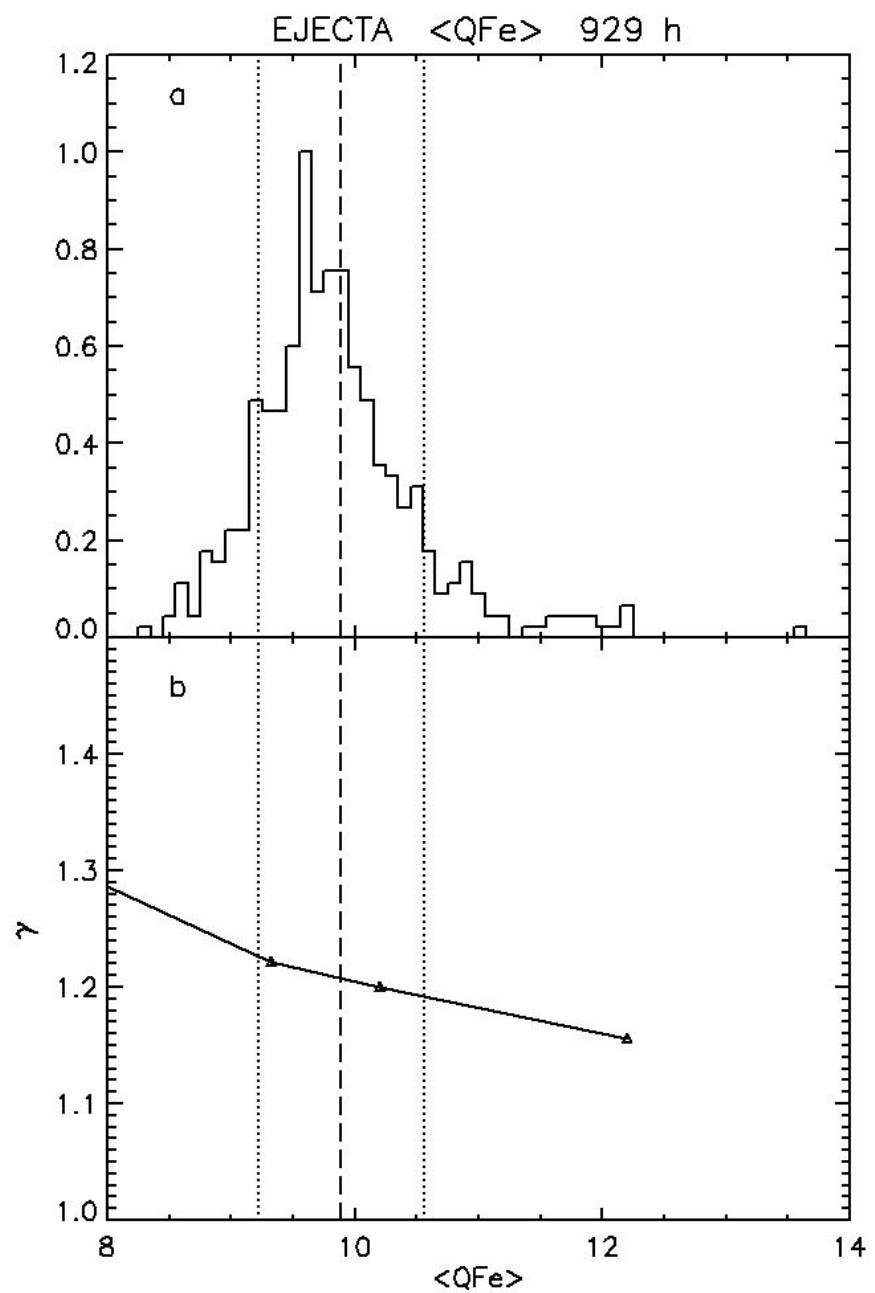


Рис 5. Гистограммы ионных параметров и модельные значения γ для МКВМ типа магнитных облаков (MC). Гистограммы ионных параметров $\langle QFe \rangle$ (а) и O^{7+}/O^{6+} (с) для потоков медленного СВ (SWslow), (б) и (д) – модельные зависимости ионных параметров от γ . Пунктирные линии соответствуют средним значениям параметров, точечные – отклонениям от среднего на величину дисперсии параметра при построении гистограммы. В заголовках указаны типы параметров и общее количество часовых интервалов данного типа СВ по каталогу ИКИ (см. текст) за 2010 г.



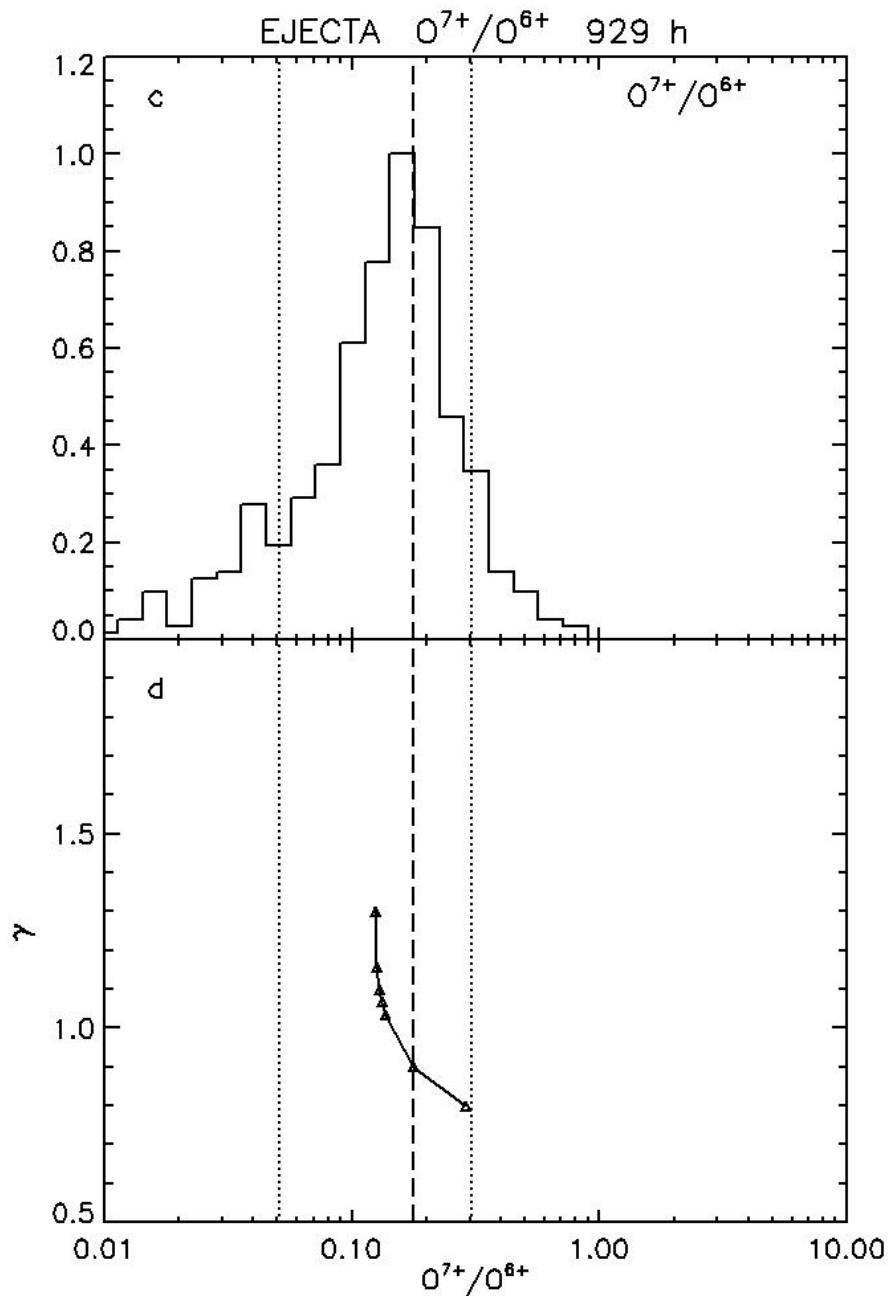
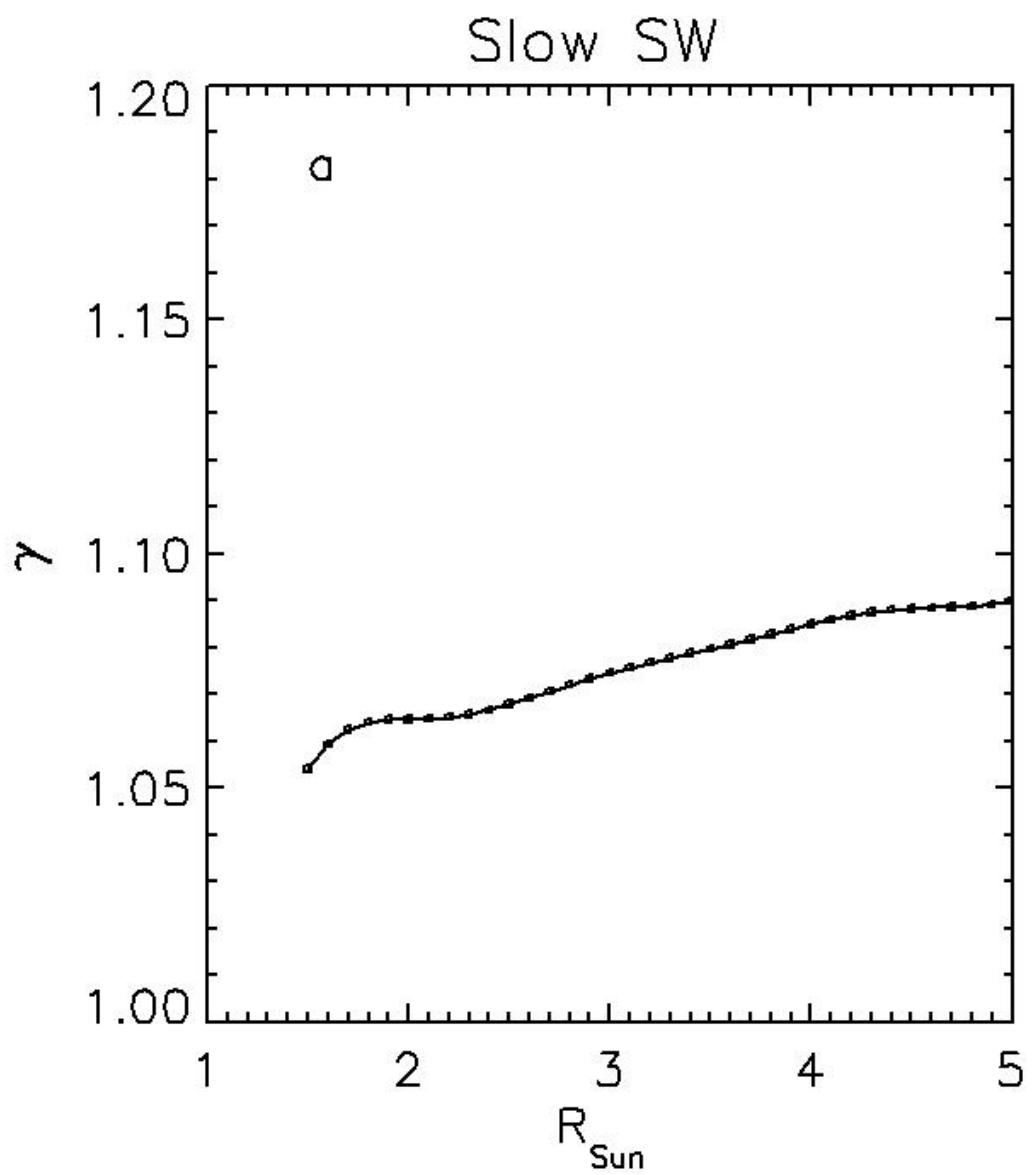
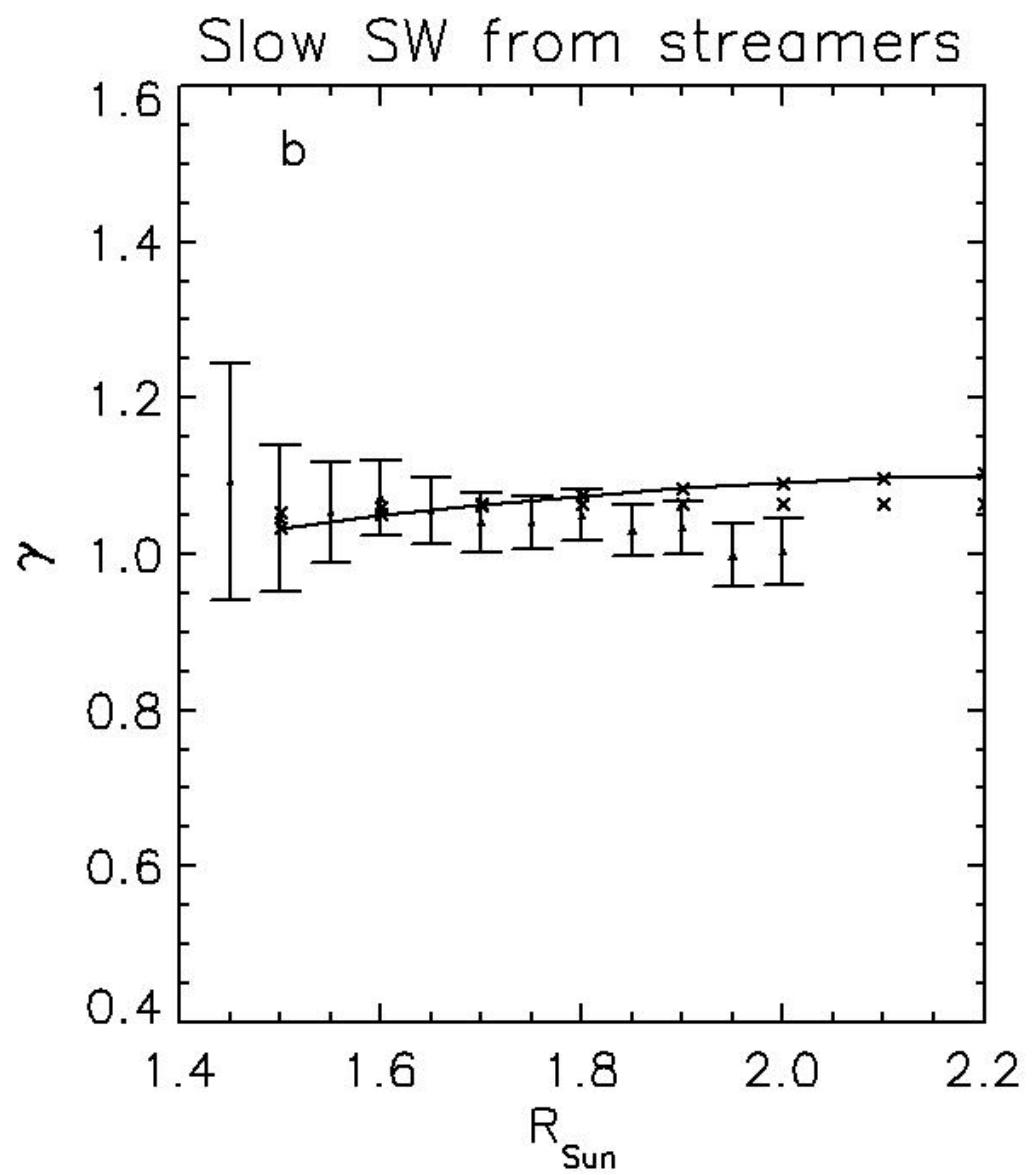


Рис 6. Гистограммы ионных параметров и модельные значения γ для МКВМ типа ЕЈЕСТА. Гистограммы ионных параметров $\langle QFe \rangle$ (а) и O^{7+}/O^{6+} (с) для потоков медленного СВ (SWslow), (б) и (д) – модельные зависимости ионных параметров от γ . Пунктирные линии соответствуют средним значениям параметров, точечные – отклонениям от среднего на величину дисперсии параметра при построении гистограммы. В заголовках указаны типы параметров и общее количество часовых интервалов данного типа СВ по каталогу ИКИ (см. текст) за 2010 г..





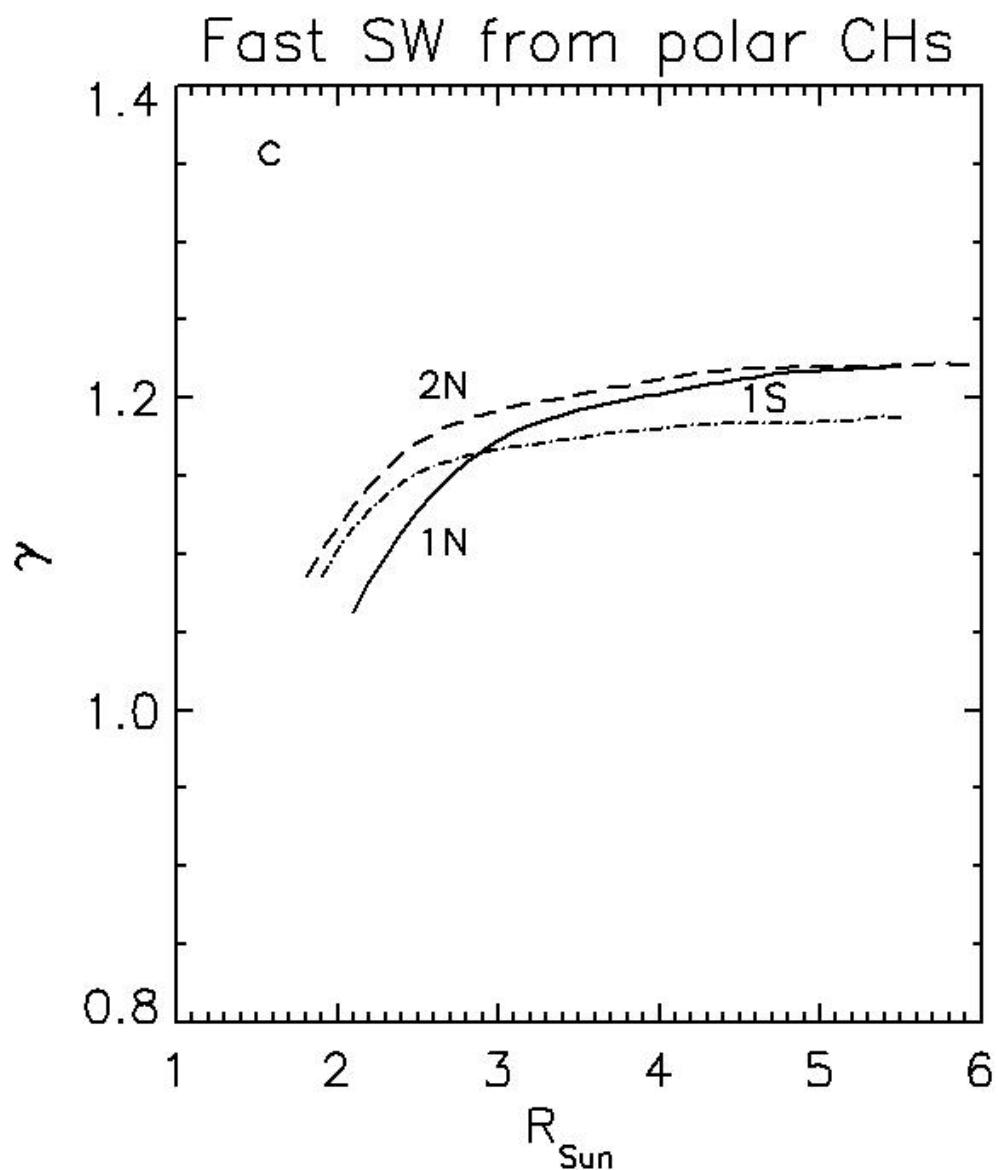


Рис. 7. Значения γ , полученные из радиальных профилей температуры и плотности для разных типов СВ из работ Кранмер и др. (2007), Ланди и др. (2012), Гибсон и др. (1999), Горяев и др. (2014), Ко и др. (1997), Фишер, Гухатакурта (1995). (а) медленный СВ (Кранмер и др., 2007; Ланди и др., 2012); (б) медленный СВ из стримеров: сплошная линия по данным Гибсон и др. (1999), точки с ошибками измерений по данным Горяев и др. (2014); (с) быстрый СВ из полярных корональных дыр: северной 1N и южной 1S по данным Фишер, Гухатакурта (1995) и северной 2N по данным Ко и др. (1997).

ленного и быстрого СВ происходит ниже высот $1-1.5 R_{\text{sun}}$, где зарядовый состав ионов кислорода «замораживается». Для нестационарных потоков режим политропы, связанный с расширением и охлаждением плазмы, формируется выше этого уровня, но ниже высот $\approx 5-7 R_{\text{sun}}$, на которых происходит «замораживание» зарядового состава ионов железа.

В целом, значения индекса γ , рассчитываемые по средним значениям ионных параметров методом моделирования варьируемых радиальных распределений температуры, согласуются в пределах дисперсии ионных параметров с значениями этого индекса, полученными из радиальных профилей температуры и плотности. Результаты работы показывают возможность исследования термодинамики СВ в короне по данным об ионном составе плазмы СВ.

ПРИЛОЖЕНИЕ: ПОЛИТРОПНАЯ МОДЕЛЬ СВ В КОРОНЕ СОЛНЦА

Основным параметром политропной модели является индекс γ , который можно выразить через теплоемкости при постоянном давлении c_p , постоянном объеме c_v и теплоемкость политропического процесса c (все теплоемкости в пересчете на единичную плотность):

$$\gamma = \frac{c_p - c}{c_v - c}. \quad (\text{П1})$$

При $c = 0$, что соответствует адиабатическому процессу, имеем показатель адиабаты $\gamma = c_p/c_v = 5/3 = \alpha$. В случае потока плазмы СВ в короне удобнее оперировать переменными температуры T и плотности n , в которых уравнение политропы имеет вид

$$Tn^{1-\gamma} = \text{const} \equiv C. \quad (\text{П2})$$

Из измерений радиальных профилей температуры и плотности параметр политропы может быть получен с помощью уравнения:

$$\ln(T) = (\gamma - 1) \ln(n) + \ln(C). \quad (\text{П3})$$

Дифференцируя (??) по высоте r , получим зависимость между радиальными градиентами температуры и плотности:

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{dr} = (\gamma - 1) \frac{1}{n} \frac{dn}{dr}, \quad (\text{П4})$$

где r – высота от поверхности Солнца. Если положить, что температура зависит от высоты по степенному закону $T \propto r^{-\delta}$, а плотность $n \propto r^{-\beta}$, то для индекса политропы получаем соотношение (Тоттен и др., 1995):

$$\gamma = 1 + \frac{\delta}{\beta}. \quad (\text{П5})$$

Согласно модели Паркера (см.[20, 21]), в нижней короне при относительно высокой плотности плазма находится в термодинамическом равновесии с окружающей средой при постоянной температуре, чему соответствует индекс политропы $\gamma = 1$. Значение $\gamma < 1$ означает, что при расширении в корону температура плазмы растет, в то время как плотность падает. Этот режим описывает начальную «нагревенную» стадию формирования СВ до максимальной температуры.

В другом пределе, который отвечает режиму сверхзвукового течения в гелиосфере при низкой плотности, отсутствует взаимодействие плазмы СВ с окружающей средой, когда невозмущенная стационарно истекающая плазма расширяется и охлаждается адиабатически

Таблица 1: Средние значения и дисперсия ионных параметров СВ по данным ACE/SWICS за 2010 г.

Тип СВ	Ионный параметр	Среднее и дисперсия	Индекс γ
SWslow	$\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$	9.70 ± 0.57	1.03 ± 0.02
	$\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$	0.156 ± 0.114	1.03
SWfast	$\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$	9.42 ± 0.44	1.14 ± 0.04
	$\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$	0.0446 ± 0.0446	1.14
CIR	$\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$	9.47 ± 0.46	1.13 ± 0.05
	$\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$	0.125 ± 0.112	0.77
MC	$\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$	11.37 ± 1.22	1.21 ± 0.03
	$\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$	0.475 ± 0.256	2.10
EJECTA	$\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$	9.89 ± 0.67	1.21 ± 0.02
	$\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$	0.177 ± 0.127	0.90

Таблица 2: Значения индекса γ для медленного и быстрого СВ, усредненные по радиальным распределениям индекса.

Тип СВ	Диапазон, R_{sun}	Среднее значение γ	Исходные данные
Медленный	1.5–5	1.076 ± 0.010	[17], [19]
Медленный (из стримера)	1.45–2	1.043 ± 0.026	[10]
Медленный	1.5–2.2	1.075 ± 0.024	[8]
Быстрый (из северной ПКД)	2–6	1.196 ± 0.034	[16]
Быстрый (из северной ПКД)	2–5.5	1.183 ± 0.042	[?]
Быстрый (из южной ПКД)	1.9–5.5	1.167 ± 0.024	[?]

$\gamma = \alpha = 5/3$. В средней короне значения индекса политропы, удовлетворяющие условию $1 < \gamma < \alpha$, соответствуют расширению плазмы СВ с одновременным охлаждением в присутствии некоторого притока энергии, который уменьшает снижение температуры по сравнению с адиабатическим режимом. Значения индекса $\gamma > \alpha$ означают, что температура плазмы с падением плотности уменьшается сильнее, чем это происходит в адиабатическом режиме, то есть помимо работы на расширение в плазме СВ имеется дополнительный канал диссипации тепловой энергии.

Зная показатель политропы и радиальные зависимости температуры и плотности, поток энергии ϵ (на единицу объема), нагревающий расширяющуюся в короне плазму при изменении температуры на величину dT на участке dr за время dt , можно оценить следующим образом:

$$\begin{aligned}\epsilon &= cn \frac{dT}{dt} k_B = \frac{3\gamma - \alpha}{2\gamma - 1} \frac{dT}{dt} nk_B \\ &= \frac{3\gamma - \alpha}{2\gamma - 1} \frac{dT}{dr} V nk_B \\ &= \frac{3}{2}(\gamma - \alpha) \frac{dn}{dr} V nk_B,\end{aligned}\quad (\text{П6})$$

где k_B – постоянная Больцмана, V – скорость потока.

Согласно Тоттену и др. (1995), для учета влияния магнитного поля в уравнение политропы к газовому давлению $p_r = nk_B T$ нужно добавить магнитное давление $p_m = B^2/(2\mu_0)$:

$$(p_r + p_m)n^{-\gamma} = k_B T \left(1 + \frac{1}{\beta_{\text{пл}}}\right) n^{1-\gamma} = \text{const}, \quad (\text{П7})$$

где $\beta_{\text{пл}} = p_r/p_m$ – плазменная бета. Если радиальная функция $K_m = 1 + 1/\beta_{\text{пл}}$ в некото-

ром диапазоне высот r может быть представлена как $K_m \sim r^\mu$, то с учетом магнитного давления в соответствии с (??) получим:

$$\gamma = \gamma_r - \frac{\mu}{\beta}, \quad (\text{П8})$$

где γ_r – индекс, соответствующий только газовому давлению. В настоящей работе мы определяем индекс политропы по измеренным ионным параметрам СВ, которые на основе моделирования связаны с реальными радиальными распределениями температуры и плотности, в результате чего влияние магнитного давления учитывается автоматически.

Наконец, в отношении политропного соотношения (??) следует отметить, что плотность корональной плазмы складывается из плотности протонов и электронов, т.е. $n \approx N_p + N_e$. В то же время, как указано в разделе 2, при анализе ионного состава используются плотность и температура электронов. С достаточной для исследуемой модели точностью можно считать, что в пределах рассматриваемых высот до $\approx 4-5 R_{\text{sun}}$ (где R_{sun} – радиус Солнца) плазма СВ находится в термодинамическом равновесии, что отражается в приближенном равенстве $T_p \approx T_e$ (где T_p и T_e – температура протонов и электронов, соответственно), а плотности протонов и электронов даются соотношениями $N_p \approx N_e$ и $n \approx 2N_e$. Из уравнения (??) следует, что удвоение плотности, так же как и кратное изменение температуры при сохранении формы радиальных профилей, не влияют на значение индекса политропы, поэтому приведенные выше соотношения сохраняются при замене переменных (n, T) на (N_e, T_e) .

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность команде прибора ACE/SWICS и сотрудникам ACE Science Center за предоставление данных об ионном составе солнечного ветра, а также Ю.И. Ермолаеву и сотрудникам Лаборатории солнечного ветра ИКИ РАН за предоставление данных каталога крупномасштабных структур солнечного ветра.

Список литературы

- [7] Горяев Ф.Ф., Слемзин В.А., Родькин Д.Г., Шугай Ю.С. // *Космич. исслед.* – 2023. – Т. 61. – С. 10–21. [F.F. Goryaev, V.A. Slemzin, D.G. Rodkin, and Yu.S. Shugai // *Cosmic Res.* – 2023. – Vol. 61. – P. 8–19.]
- [8] Гречнев и др. (V.V. Grechnev, A.A. Kochanov, A.M. Uralov, V.A. Slemzin, D.G. Rodkin, F.F. Goryaev, V.I. Kiselev, and I.I. Myshyakov) // *Solar Phys.* – 2019. – Vol. 294. – P. 139.
- [9] Дере и др. (K.P. Dere, E. Landi, P.R. Young, G. Del Zanna, M. Landini, and H.E. Mason) // *Astron. Astrophys.* – 2009. – Vol. 498. – P. 915–929.
- [10] Зеленый Л.М., Веселовский И.С. (Ред.) *Плазменная гелиогеофизика*. – М.: Физматлит, 2008. – Т. 1. – Гл. 3.
- [11] Ко и др. (Y.-K. Ko, L.A. Fisk, J. Geiss, G. Gloeckler, and M. Guhathakurta) // *Solar Phys.* – 1997. – Vol. 171. – P. 345–361.
- [12] Кранмер и др. (S.R. Cranmer, A.A. van Ballegooijen, and R.J. Edgar) // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 2007. – Vol. 171. – P. 520–551.
- [13] Кутузов А.С., Чашей И.В. // *Геомагнетизм и аэрон.* – 1998. – Т. 38. – С. 1–7. [A.S. Kutuzov, I.V. Chashei // *Geomagnetism and Aeron.* – 1998. – Vol. 38. – P. 139–145.]
- [14] Ланди и др. (E. Landi, J.R. Gruesbeck, S.T. Lepri, and T.H. Zurbuchen) // *Astrophys. J.* – 2012. – Vol. 750. – P. 159.
- [15] Ливадиотис (G. Livadiotis) // *Entropy* – 2018. – Vol. 20. – P. 799.
- [16] Лловерас и др. (D.G. Lloveras, A.M. Vásquez, F.A. Nuevo, C. Mac Cormack, N.

- Sachdeva, W. Manchester, B. Van der Holst, and R.A. Frazin) // *Solar Phys.* – 2020. – Vol. 295. – P. 76.
- [17] Майс и др. (M.L. Mays, A. Taktakishvili, A. Pulkkinen, P.J. MacNeice, L. Rastatter, D. Odstreil, L.K. Jian, I.G. Richardson, et al.) // *Solar Phys.* – 2015. – Vol. 290. – P. 1775–1810.
- [18] Мозер и др. (F.S. Mozer, O.V. Agapitov, J.C. Kasper, R. Livi, O. Romeo, and I.Y. Vasko) // *Astron. Astrophys.* – 2023. – Vol. 673. – P. L3.
- [19] Николау и др. (G. Nicolaou, G. Livadiotis, R.T. Wicks, D. Verscharen, and B.A. Maruca) // *Astrophys. J.* – 2020. – Vol. 901. – P. 26.
- [20] Паркер (E.N. Parker) // *Astrophys. J.* – 1958. – Vol. 128. – P. 664–676.
- [21] Паркер Е.Н. *Динамические процессы в межпланетной среде*. – М.: Мир, 1965.
- [22] Перроне и др. (D. Perrone, S. Perri, R. Bruno, D. Stansby, R. D'Amicis, V.K. Jagarlamudi, R. Laker, S. Toledo-Redondo, et al.) // *Astron. Astrophys.* – 2022. – Vol. 668. – P. A189.
- [23] Помоэлл, Поедтс (J. Pomoell and S. Poedts) // *J. Space Weather and Space Clim.* – 2018. – Vol. 8. – P. A35.
- [24] Родькин и др. (D. Rodkin, F. Goryaev, P. Pagano, G. Gibb, V. Slemzin, Y. Shugay, I. Veselovsky, and D.H. Mackay) // *Solar Phys.* – 2017. – Vol. 292. – P. 90.
- [25] Слемзин и др. (V. Slemzin, F. Goryaev, and D. Rodkin) // *Astrophys. J.* – 2022. – Vol. 929. – P. 146.
- [26] Тоттен и др. (T.L. Totten, J.W. Freeman, and S. Arya) // *J. Geophys. Res.* – 1995. – Vol. 100. – P. 13–17.
- [27] Фишер, Гухатакурта (R. Fisher and M. Guhathakurta) // *Astrophys. J.* – 1995. – Vol. 447. – P. L139–L142.
- [28] Хундхаузен и др. (A.J. Hundhausen, H.E. Gilbert, and S.J. Bame) // *Astrophys. J. Lett.* – 1968. – Vol. 152. – P. L3–L5.
- [29] Хундхаузен А. *Расширение короны и солнечный ветер*. – М.: Мир, 1976. – Гл. 3.
- [30] Якобс, Поедтс (C. Jacobs and S. Poedts) // *Adv. Space Res.* – 2011. – Vol. 48. – P. 1958–1966.