

ФИЗИКА СОЛНЦА

УДК 523.76/77

Н. А. Яковкин, Е. В. Курочка

ВОЗБУЖДЕНИЕ СВЕЧЕНИЯ ВСПЫШЕК КОРПУСКУЛЯРНЫМИ ПОТОКАМИ *

Механизм возникновения солнечных вспышек, несмотря на многолетнее и всестороннее изучение, до сих пор остается предметом гипотез и споров. Механизм должен обеспечить довольно широкий диапазон наблюдаемых интенсивностей и полуширина эмиссионных линий; например, центральная интенсивность линии H_α в спектрах вспышек составляет от 0.4 до 3 единиц интенсивности непрерывного спектра центра диска Солнца [9], а полуширина — от 1 Å до значений, превышающих 15 Å. Нужно также создать условия для появления многочисленных эмиссионных линий металлов и линии L_α , энергия которой иногда достигает 20% энергии L_α излучения всего диска Солнца. Механизм должен обеспечить возникновение рентгеновского излучения вспышек; по сравнению с излучением всего Солнца оно тоже значительно, хотя по абсолютной величине и невелико.

Существует несколько гипотез [1, 2, 6, 7, 10, 20, 21] разогрева вспышечной плазмы. Наиболее подробно разработаны гипотезы, основанные на сжатии вспышек магнитными полями [7, 21] и на возникновении электрического разряда [6, 20]. В некоторых работах принимается разогрев плазмы быстрыми электронами, обладающими энергией 10—100 кэв [2, 10], в других — разогрев производится релятивистскими протонами [1], обладающими энергией порядка 10^9 эв, однократно инжектированными во вспышку. Считается, что температура областей рентгеновского излучения вспышек достигает нескольких десятков миллионов градусов.

В настоящей работе показано, что свечение вспышек в видимой области, в корональных линиях, в EUV и в рентгеновских лучах возбуждается корпускулярными потоками.

Еще в 1962 г. Уорвик [30] высказал предположение, что корпускулярные потоки возникают не во вспышках, а, наоборот, вспышки порождаются корпускулярными потоками. Допустим, что корпускулярный поток, выходящий из нижних слоев атмосферы Солнца, попадает в уже существующий в хромосфере сгусток материи, толщина которого, например, 10^8 см , а плотность 10^{13} частиц в 1 см^3 . При указанных параметрах все протоны и электроны потока (здесь и в дальнейшем расчет ведется на 1 см^2 потока и сгустка), будут поглощены сгустком. Оказывается (см. ниже), что около 70% энергии потока при скорости $10^8 \text{ см}\cdot\text{сек}^{-1}$ (5 кэв), превращается в энергию хаотического движения, т. е. тратится на нагревание, а остальная часть идет на возбуждение и ионизацию атомов.

Покажем, что свечение водорода во вспышке, вызванное корпускулярным потоком, соответствует спектральным наблюдениям. Температуру сгустка, обусловленную корпускулярным потоком, можно найти, решая обратную задачу. Для фиксированного значения температуры с помощью таблиц, составленных Ишизавой [22], находится излучаемая вспышкой энергия и подбирается поток, кинетическая энергия которого равна этой излучаемой энергии. Хотя таблицы в работе [22] составлены для плоской атмосферы, «перпендикулярной»

* Статья печатается в дискуссионном порядке.

поверхности фотосфера, они применимы ко вспышкам, так как при высоких плотностях и температурах ориентировка относительно фотосферы несущественна. Ишизава решил уравнения диффузии излучения, задавая различные наборы параметров: температуры T_e , эффективной протяженности l , концентрации $[H] = [H^+] + n_e + \Sigma [H_i]$ и принимая турбулентную скорость 10 км/сек.

Таблица 1

Энергия, излучаемая в линиях и континуумах [22]

Линии и континуумы	$T_e = 8000^\circ K$		$T_e = 10000^\circ K$		$T_e = 15000^\circ K$	
	τ_{mn}	E_{mn}	τ_{mn}	E_{mn}	τ_{mn}	E_{mn}
L_α	6.8 (7)*	2.4 (6)	6.4 (6)	4.4 (6)	1.8 (5)	5.8 (7)
L_β	9.3 (6)	1.4 (4)	1.0 (6)	3.4 (5)	3.0 (4)	2.5 (6)
L_γ	2.0 (6)	2.0 (3)	3.6 (5)	8.2 (4)	1.0 (4)	1.5 (6)
H_α	8.2 (2)	1.9 (6)	1.6 (2)	7.5 (6)	6.5 (2)	1.1 (7)
H_β	1.2 (2)	1.3 (6)	2.2 (2)	8.6 (6)	9.5 (1)	1.5 (7)
P_α	1.0 (2)	4.3 (5)	5.2 (2)	1.1 (6)	2.2 (2)	2.0 (6)
L_c	4.8 (3)	1.1 (4)	5.3 (2)	1.3 (6)	1.5 (1)	5.1 (7)
H_c	$\ll 1$	6.3 (6)	$\ll 1$	8.7 (7)	$\ll 1$	7.9 (7)
P_c	$\ll 1$	2.0 (6)	$\ll 1$	2.5 (7)	$\ll 1$	2.5 (7)
Bc	$\ll 1$	8.7 (5)	$\ll 1$	1.1 (7)	$\ll 1$	1.1 (7)
ΣE_{mn}		1.5 (7)		1.2 (8)		2.6 (8)

* Следует читать $6.8 \cdot 10^7$.

В табл. 1 приведены значения оптических толщ и полной энергии ($\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стэр}^{-1}$), излучаемой в линиях и континуумах, выписанные из таблиц, приведенных в работе [22] для трех значений температуры (8000 , 10000 и $15000^\circ K$), $l = 10^8 \text{ см}$ и $[H] = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, характеризующих сгусток; для лаймановской серии τ и E вычислены нами также по данным [22]. В табл. 2 приведены: полная энергия вспышки по отношению к энергии, излучаемой в H_α , и два варианта характеристик корпускулярного потока, обеспечивающего указанное излучение энергии, согласно выражению

$$\frac{m_p v^2}{2} [\vec{H}^+] v = E.$$

Как видим, обычные корпускулярные потоки небольшой плотности обеспечивают излучение самых ярких вспышек.

Рассмотрим процессы передачи энергии атомами водорода \vec{H} и протонами \vec{H}^+ потока атомам вспышки. В табл. 3 даны реакции, происходящие при столкновениях частиц, соответствующие им сечения и ссылки на литературу. Данные относятся к мишени из нейтрального водорода; заметим, что сечения не изменяются при взаимной перестановке частиц потока и мишени. Часть энергии, затраченной потоком на передачу тепла вспышке, составляет 72%, на ионизацию водорода — 15, на свечение в линиях (в случае наполовину ионизованных

Таблица 2

Параметры потока, обеспечивающего излучение вспышки

Энергия вспышки и другие характеристики	$T_e = 8000^\circ K$ $n_e = 1.2 (12)$	$T_e = 10000^\circ K$ $n_e = 4.6 (12)$	$T_e = 15000^\circ K$ $n_e = 5.0 (12)$
$\frac{\Sigma E_{mn}}{E(H_\alpha)}$	8	16	23
$\frac{J_{\max}(H_\alpha)}{J(\odot)}$	0.6	2.0	2.7
$\frac{[\vec{H}^+](v=10^8) *}{[\vec{H}^+](v=2 \cdot 10^8)}$	2.3(8)	1.8(9)	3.9(9)
	2.9(7)	2.3(8)	5.5(8)

* v в $\text{см} \cdot \text{сек}^{-1}$.

мишени и потока) $L_\alpha=11$, $L_\beta=0.9$, $H_\alpha=0.1\%$. При этом принято, что в каждом процессе передается около 4 эв в виде кинетической энергии [11]. Как видим, более 70% энергии потока расходуется на нагревание, что обусловлено большим сечением резонансной симметричной перезарядки ($1.4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2}$): $\vec{\text{H}}^+ + \text{H}(1) = \vec{\text{H}}(1) + \text{H}^+$.

Таблица 3
Эффективные сечения атомов водорода при перезарядках,
возбуждении и ионизации

Номер п. п.	Процесс	Сечение, см^{-2}	Литера- тура *
1	$\vec{\text{H}}^+ + \text{H}(1) = \vec{\text{H}}(1) + \text{H}^+$	1.4(-15)	[16] Э
2	$\vec{\text{H}}^+ + \text{H}(1) = \vec{\text{H}}^+ + \text{H}^+ + e$	5.0(-17)	[16] Э
3	$\vec{\text{H}}^+ + \text{H}(1) = \vec{\text{H}}^+ + \text{H}(2)$	3.5(-17)	[28] Э
4	$\vec{\text{H}}^+ + \text{H}(1) = \vec{\text{H}}(2) + \text{H}^+$	3.3(-17)	[28] Э
5	$\vec{\text{H}}^+ + \text{H}(1) = \vec{\text{H}}^+ + \text{H}(3)$	3.0(-18)	[15] Т
6	$\vec{\text{H}}^+ + \text{H}(1) = \vec{\text{H}}(3) + \text{H}^+$	3.7(-18)	[15] Т
7	$\vec{\text{H}}(1) + \text{H}(1) = \vec{\text{H}}(1) + \text{H}^+ + e$	4.6(-17)	[25] Э
8	$\vec{\text{H}}(1) + \text{H}(1) = \vec{\text{H}}(1) + \text{H}(2)$	2.2(-17)	[17] Т
9	$\vec{\text{H}}(1) + \text{H}(1) = \vec{\text{H}}(1) + \text{H}(3)$	5.0(-18)	[13] Т

* Э — экспериментальные, Т — теоретические сечения.

При скорости потока $v=1000 \text{ км}\cdot\text{сек}^{-1}$ протоны (их энергия $\sim 5 \text{ кэв}$) проникают во вспышку на 0.001 ее толщины $l=10^8 \text{ см}$. Действительно, длина свободного пробега $\lambda=[(\text{H})\sigma]^{-1}=(10^{13} \cdot 10^{-15})^{-1}=100 \text{ см}$, а число столкновений составляет $5 \text{ кэв}/4 \text{ эв} \approx 1200$, т. е. поток проникает на глубину $\sim 10^5 \text{ см}$. При $v>15000 \text{ км}\cdot\text{сек}^{-1}$ поток свободно проходит через вспышку, не теряя своей энергии и не нагревая ее, т. к. сечение перезарядки исчезающе мало. Согласно [4], при $v>15000 \text{ км}\cdot\text{сек}^{-1}$

$$\sigma=11.25 \cdot 10^{-17} E^{-1} (1+10 E)^{-5}, \quad (1)$$

где E выражено в Мэв; при $E=1 \text{ Мэв}$ $\sigma \approx 10^{-22} \text{ см}^{-2}$.

Заметим, что только примерно через 20 мин скорость сгустка достигнет половины скорости потока v . Действительно, масса M сгустка ежесекундно возрастает на величину $t=\rho(v-w)$, где ρ — плотность потока, а w — скорость сгустка. Из закона сохранения импульса имеем при $t<0.1 M/m \approx 1000 \text{ сек}$

$$w \approx v - w \approx v (1 + tm/M)^{-1} \approx \frac{v}{2}.$$

При температурах порядка 7000°К плазма (протуберанцы) светится за счет рассеяния излучения Солнца [12], в слабых вспышках рассеяние играет уже небольшую роль [5], а при $T>8000^\circ \text{К}$ свечение вспышек обычно считается термическим. Однако если вспышка нагревается корпускулярным потоком, то возникает еще нетермическое свечение — часть энергии потока расходуется непосредственно на ионизацию атомов и возбуждение их при перезарядках. Это вызывает небольшое перераспределение энергии по спектру; разумеется, полная энергия по-прежнему равна кинетической энергии, полученной от потока. Возбуждение второго уровня атома водорода благодаря перезарядкам повышает яркость линии L_α незначительно, так как увеличивается число ударов второго рода и дополнительная энергия пере-

дается электронному газу. В континуумах и высших членах субординационных серий число ускользающих из вспышки квантов можно принять, ввиду малой оптической толщины, числу актов рекомбинаций; в этом случае перезарядки приводят к появлению нетермического свечения, которое составляет, вероятно, несколько процентов от термического и при интерпретации спектров вспышек должно учитываться.

Тесная связь потоков вещества со вспышками общеизвестна. Потоки большой плотности, наблюдавшиеся оптически, изучались в работах Бруцека [14] и Слоним [8] (см. также [24]), корпускулярные потоки в этом смысле исследованы Моисеевым [3] методом дрейфа радиочастот. Он нашел, что слабые вспышки связаны с быстрыми ($v=5000 \text{ км}\cdot\text{сек}^{-1}$) потоками, а яркие — с потоками меньшей скорости ($v \approx 1000 \text{ км}\cdot\text{сек}^{-1}$). Этим же методом Фоккер [18] регистрировал скорости от 35 000 до 55 000 $\text{км}\cdot\text{сек}^{-1}$.

Таблица 4

Определение теоретических значений концентраций ионов железа

Ион	Fe XIV	Fe XXIV
Конфигурация	$3s^23p^1$	$1s^22s$
$u, \text{кэв}$	0.390	2.025
$v_e, \text{см}\cdot\text{сек}^{-1}$	$1.16 \cdot 10^9$	$2.67 \cdot 10^9$
$\sigma, \text{см}^{-2}$	$2.95 \cdot 10^{-19}$	$1.10 \cdot 10^{-20}$
σv	$3.44 \cdot 10^{-10}$	$2.94 \cdot 10^{-11}$
Z_{eff}^2	258	596
$\Sigma \langle c, \text{Fe}^i \rangle$	$7.74 \cdot 10^{-11}$	$1.79 \cdot 10^{-10}$
$\frac{[Fe^i]}{\Sigma [Fe^i]}$	0.30	0.015
$T_e, ^\circ\text{K}$	10000	7000
n_e	$4.6 \cdot 10^{12}$	$2.9 \cdot 10^{11}$
$\frac{[\vec{H}^+]}{[Fe^i]}$	$4.6 \cdot 10^{11}$	$2.9 \cdot 10^{11}$
	$0.9 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^6$

Рассчитаем концентрацию высокоионизированных ионов железа Fe XIV и Fe XXIV, возникающих под действием протонов потоков, скорости которых равны орбитальным скоростям v_e соответствующих электронов. В табл. 4 приведены $v_e = 1.86 \cdot 10^9 \sqrt{u}$, энергия ионизации u , сечения ионизации σ , полученные из таблиц работы Гарсия и др. [19], квадрат эффективного заряда $Z_{eff}^2 = n^2 \cdot u \cdot 10^3 / 13.6$, коэффициент суммарной фоторекомбинации на все уровни, вычисленный по известной формуле $\Sigma \langle c, \text{Fe}^i \rangle_s = 3 \cdot 10^{-11} \cdot Z_{eff}^2 \cdot T^{-1/2}$, относительное содержание железа в данной стадии ионизации*, которое мало отличается от такового при термической ионизации [23]. Концентрация протонов в потоке в случае иона Fe XIV, принятая равной $n_e/10$. Для ионизации Fe XXIV пришлось принять плотность потока $[\vec{H}^+] = n_e$, иначе, как следует из формулы ионизационного равновесия

$$\frac{[\text{Fe XXIV}]}{[\text{Fe XXV}]} = \frac{\Sigma \langle c, \text{XXV} \rangle}{\sigma v} \cdot \frac{n_e}{[\vec{H}^+]} = 6 \frac{n_e}{[\vec{H}^+]}, \quad (2)$$

концентрация этих ионов будет исчезающе мала. (Принята низкая температура, так как согласно (1), поток большой скорости не нагревает вспышку).

* Получено в результате решения уравнений, аналогичных (2), совместно для всех стадий ионизации при $v = v_e$ данного иона.

Рассчитаем коэффициенты излучения в запрещенной корональной линии Fe XIV 5303 Å, в линии EUV Fe XIV 219.0 Å и в рентгеновской «полосе» Fe XXIV—XXV 1.9 Å. По формуле Ван Реджимортера [29] $Q(P_{1/2} \rightarrow P_{3/2}) = 5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2}$ и число ударных возбуждений протонами потока (в $\text{см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$) в расчете на единичный телесный угол равно

$$[\text{Fe XIV}] [\dot{\text{H}}^+] Q v / 4\pi \approx 2 \cdot 10^{18}.$$

Спонтанные переходы ($A_{3/2, 1/2} = 60 \text{ сек}^{-1}$) составляют 10^{-4} часть гашений электронными ударами во вспышке, поэтому коэффициент излучения $\epsilon_{5303} = 2 \cdot 10^{14} \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стэр}^{-1}$. При эффективной протяженности вдоль луча зрения $l = 10^8 \text{ см}$ поверхностная яркость будет $\sim 200 \text{ мкА непрерывного спектра центра диска Солнца}$, что отвечает наблюдениям.

Полагая число квантов, излучаемых в линии 219.0 Å, равным числу актов ионизации, найдем коэффициент излучения $\epsilon_{219} = [\text{Fe XIV}] \times [\dot{\text{H}}^+] \sigma v / 4\pi = 1.2 \cdot 10^9 \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стэр}^{-1}$. Согласно наблюдениям [26], энергия $E = 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, а эффективная площадь составляет $(6 \cdot 10^9 \text{ см})^2$. Полагая $l = 10^8 \text{ см}$, найдем $\epsilon_{219} \approx 10^6$, т. е. теоретическое значение в 1000 раз больше наблюдаемого — теория имеет «запас прочности».

Наконец, таким же образом вычисленный коэффициент излучения в $\lambda = 1.9 \text{ Å}$ составит $\epsilon_{1.9} = 3 \cdot 10^6 \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стэр}^{-1}$, что в 20 раз превышает значение, полученное из наблюдений Филлипса и др. [27]. Упомянем, что свечение ионизованного гелия He^+ 4686 Å также возникает под действием корпускулярных потоков [31].

Таким образом, корпускулярные потоки обеспечивают термическое свечение вспышек; свечение за счет перезарядок незначительно.

Весьма существенно, что корпускулярные потоки образуют на своем пути высокоионизированные ионы, испускающие корональное, далекое ультрафиолетовое (EUV) и рентгеновское излучение в условиях низких температур.

Мы считаем, что нет надобности строить высокотемпературные области ($30\,000\,000^\circ \text{К}$), привлекать релятивистские частицы, рассматривать гипотезы непосредственного превращения магнитных полей в радиацию, так как вспышка — явление довольно простое.

Основной проблемой физики Солнца является разработка механизма генерации корпускулярных потоков, которые возникают, вероятно, в глубине фотосферы, где имеются мощные источники энергии и неограниченный запас вещества. Здесь могут быть использованы некоторые из существующих теорий (например, [6, 7, 10]).

Авторы благодарны М. Ю. Зельдиной за участие в дискуссиях и за помощь в вычислениях.

ЛИТЕРАТУРА

- Дубов Э. Е. О возможном механизме свечения хромосферных вспышек. — Изв. КРАО, 1963, 29, 86.
- Костюк Н. Д., Пикельнер С. Б. Газодинамика вспышечной области, нагреваемой потоком ускоренных электронов. — Астрон. журн., 1974, 51, 1002.
- Моисеев И. Г. О скорости потоков частиц в солнечной короне по наблюдениям радиоизлучения Солнца. — Изв. КРАО, 1960, 24, 3.
- Мурахвер Ю. Е. Резонансная перезарядка в атомарном водороде. — ЖЭТФ, 1962, 42, 1241.
- Полупан П. Н., Яковкин Н. А. Исследование краевой хромосферной вспышки. — Астрон. журн., 1965, 42, 764.
- Романчук П. Р., Криводубский В. Н. Механизм возникновения хромосферных вспышек. Препринт 2. Астрон. обс. КГУ, Киев, 1974.
- Северный А. Б., Шабанский В. П. О генерации космических лучей во вспышках. — Астрон. журн., 1960, 37, 609.

8. Слоним Ю. М. Солнечные вспышки и процессы в активной области. — В сб.: Солнечные процессы и их наблюдения. Изд-во ФАН, Ташкент, 1973, 28.
9. Смит Г., Смит Э. Солнечные вспышки. «Мир», М., 1963.
10. Сыроватский С. И., Шмелева О. П. Нагрев плазмы быстрыми электронами и нетепловое рентгеновское излучение при солнечных вспышках. — Астрон. журн., 1972, **49**, 334.
11. Федоренко Н. В., Афросимов В. В. Взаимодействие протонов и атомов водорода с молекулами водорода и азота. — Проблемы космич. физики, 1971, 6, 129.
12. Якоекин Н. А., Зельдина М. Ю. Рассеяние излучения Солнца протуберанцами и вспышками. — Солн. данные, 1964, 9, 62.
13. Bates D. R., Griffings G. W. Inelastic Collisions Between Heavy Particles. — Proc. Phys. Soc., 1955, **A68**, 90.
14. Bruzek A. Beobachtungen über das Verhalten von Filamenten während chromosphärischer Eruptionen. — Z. Astrophys., 1951, **28**, 277.
15. Ellis D., Ptak R., Stoner R. Balmer-line Emission from Auroral Protons. — Ap. J., 1973, **182**, 637.
16. Fite W. L., Stebbings R. F., Hummer D. G., Brackman R. T. Ionization and Charge Transfer in Proton-Hydrogen Atom Collision. — Phys. Rev., 1960, **119**, 663.
17. Flannery M. R. Excitation and Ionization of Hydrogen by Hydrogen-Atomic Impact. — J. Phys., B: Atom. and Mol. Phys., 1970, 3, L97.
18. Fokker A. D. Trajectories Followed by U-like Solar Radio Bursts. — Solar Phys., 1970, **11**, 92.
19. Garcia J. D., Fortner R. J., Kavanagh T. M. Inner-shell Vacancy Production in Ion-Atom Collisions.-Rev. Mod. Phys., 1973, **45**, 111.
20. Giovanelli R. G. A Theory of Chromospheric Flares. — Nature, 1946, **158**, 81; Magnetic and Electric Phenomena in the Sun's Atmosphere. — MN RAS, 1947, **107**, 338; Chromospheric Flares. — MN RAS, 1948, **108**, 163.
21. Gold T., Hoyle F. On the Origin of Solar Flares. — MN RAS, 1960, **120**, 88.
22. Ishizawa T. Emission-line Intensities of the Hydrogen Atom. — Mem. of Fac. Sci., Kyoto University, Ser. of Phys., Astrophys., 1973, **34**, 213.
23. Jordan C. Ionization Equilibria for High Ions of Fe and Ni. — MN RAS, 1970, **148**, 17.
24. Mass Motion in Solar Flares and Related Phenomena, Nobel Symposium 9, Ed. by Y. Öhman, Stockholm, 1968.
25. McClure G. V. Ionization and Electron Transfer in Collisions of Two Hydrogen Atoms. — Phys. Rev., 1968, **166**, 22.
26. Newpert W. M., Thomas R. J., Chapman R. D. Spatial Distribution of Soft X-ray and EUV Emission Associated with a Chromospheric Flare of Importance 1B on August 2, 1972. — Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, 1973.
27. Phillips K. J., Newpert W. M., Thomas R. J. Ionization Equilibrium in Soft X-Ray Emitting Solar Flares. — Sol. Phys., 1974, **36**, 383.
28. Stebbings R. F., Young R. A., Oxley C. L., Ehrhardt H. Lyman-alpha Production in H⁺-H(1s) Collisions. — Phys. Rev., 1965, **138**, A 1312.
29. Van Regemorter H. Rate of Collisional Excitation in Stellar Atmospheres. — Ap. J., 1962, **136**, 906.
30. Warwick I. W. The Source of Solar Flares. — Publ. Astron. Soc. Pacific, 1962, **74**, 302.
31. Yakovkin N. A., Zeldina M. Yu. The Helium Radiation in Prominences. — Solar Phys., 1971, **19**, 414.

Астрономическая обсерватория
Киевского университета

Поступила в редакцию
в апреле 1975 г.

N. A. YAKOVKIN, E. V. KUROCHKA

GENERATION OF FLARES BY CORPUSCULAR STREAMS

Summary

It is a corpuscular stream ($v \approx 10^8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, $[\text{H}] = 10^9 \text{ cm}^{-3}$) that heats the flares up to about 10000°K , thus generating the radiation. The protons of the higher velocity corpuscular streams ($v > 10^9 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) produce also highly ionized ions, which provide the X-ray, EUV and coronal lines emission at the low temperature mentioned above.