

Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 119, № 1, 19–26 (2023)

УДК 523.9

Наблюдение солнечной вспышки SOL 2015–10–01 и расчет ее излучения в модели наложения нагретых слоев

Ю.А. Купряков^{1,2}, К.В. Бычков², О.М. Белова², А.Б. Горшков², Р. Котрч¹

¹ Astronomical Institute AS CR, Fričova 298, 251 65 Ondřejov, Czech Republic
kupry@asu.cas.cz

² Астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ им. М.В. Ломоносова, Университетский пр., 13, Москва, 119234, Россия

Поступила в редакцию 30 ноября 2022 г.

Аннотация. Цель работы – изучение поведения кривых интенсивности излучения в линиях H_{α} , H_{β} , D3, H Ca II и Ca IR 8542 Å в процессе развития вспышки и сравнение результатов с расчетными значениями. Наблюдения проводились на горизонтальной солнечной установке HSFA-2 (Ondřejov Observatory) с использованием ПЗС-матриц. Для обработки была отобрана вспышка 2015–10–01 класса M 4.5 в активной области NOAA 12422, для которой были определены абсолютные значения потоков в спектральных линиях. Показано, что наблюдениям удовлетворяет модель нагрева хромосферного газа потоком магнитогидродинамических волн из конвективной зоны и его ионизация и возбуждение потоком надтепловых частиц из короны. Выполнены расчеты в линиях водорода, иона Ca II и атома гелия с учетом основных процессов, определяющих излучение газа, непрозрачного в спектральных линиях. Показано, что в начале вспышки излучение в линиях Ca II исходит из холодной, с температурой около 5400 К, области в полутени пятна. Плоский декремент бальмеровской серии в сочетании с большим потоком в линиях кальция свидетельствует о неоднородности излучающей области по вертикали. Излучение в линии гелия D3 в значительной части обусловлено надтепловыми частицами.

Ключевые слова: солнечная вспышка, хромосфера, спектральные линии, модель однородных слоев газа

1 Введение

Исследование поведения спектральных линий в момент вспышки представляет большой интерес. Например, формирование и временная эволюция линий Ca II до сих пор остается загадкой, в том числе, почему они медленно реагируют на вспышки по сравнению с линиями серии Бальмера. Возможно, это связано с формированием в нижней хромосфере зависящей от времени нетепловой электронной модели нагрева импульсной фазы (Abbett, Hawley, 1999; Allred et al., 2006) или они связаны с более горячей, более высокой областью во вспыхивающей хромосфере (Schmidt et al., 2012). Модели обратного нагревания корональными рентгеновскими лучами показали, что относительно большое количество выбросов Ca II происходит для ряда высот во вспышечной хромосфере с $T = 5000–7600$ К (Hawley, Fisher, 1992). Временной сценарий рассматривал процесс, при котором горячие хромосферные петли остывают до температуры образования линий Ca II (Houdebine, 2003; Crespo-Chacón et al., 2006). В предлагаемой работе мы рассмотрим излучение в эмиссионных линиях и рентгеновском диапазоне в рамках модели совместного действия МГД-волн и потока надтепловых частиц. МГД-волны несут потоки тепла снизу, из подфотосферных слоев, а надтепловые частицы ионизируют и возбуждают газ, двигаясь вниз из короны.

2 Наблюдения и обработка

Целью работы было изучение поведения кривых интенсивности излучения в линиях H_{α} , H_{β} , D3, H Ca II и Ca IR 8542 Å в процессе развития вспышки и сравнение результатов с расчетными значе-

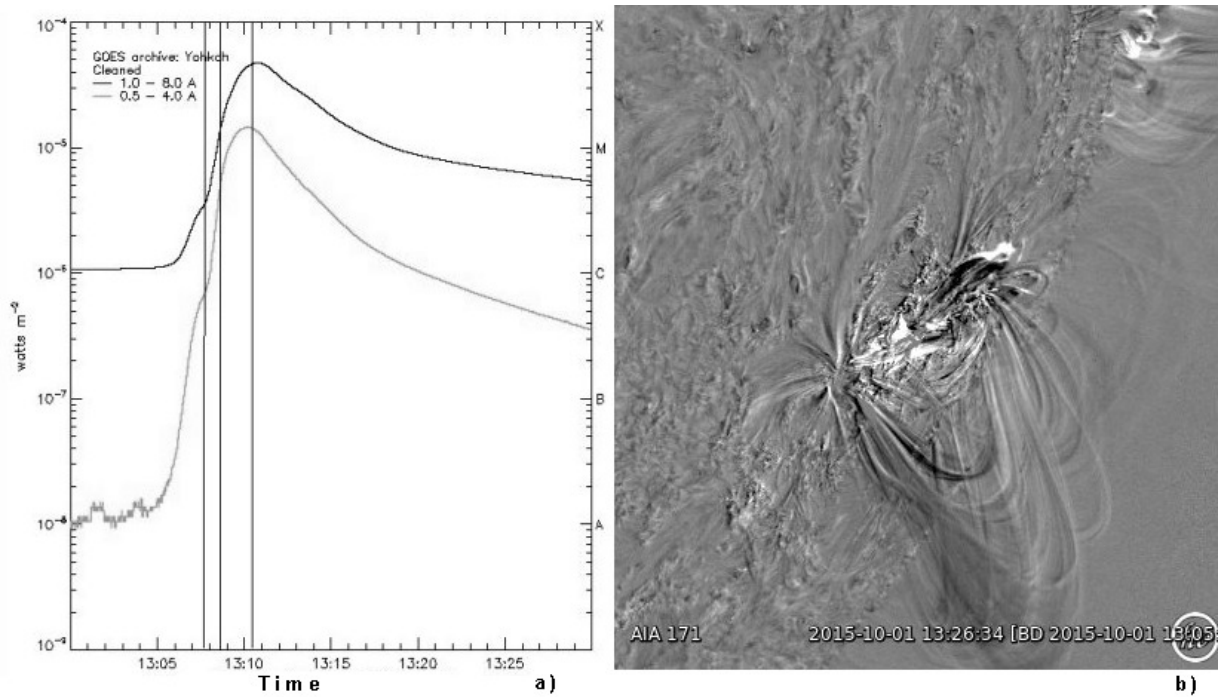


Рис. 1. а) Изменение потока рентгеновского излучения в ходе вспышки (данные GOES 15), отмечены значения, выбранные для обработки; б) Структура вспышки в линии 171 \AA (изображение получено методом вычитания кадра 13:26:34 UT из изображения на момент 13:05:30 UT). На снимке хорошо заметны хромосферные петли

ниями. Для определения возможных механизмов свечения в линиях был рассчитан поток излучения в каждой линии. Мы выполнили расчеты в рамках модели набора однородных слоев газа, подбирая их параметры таким образом, чтобы теоретические потоки излучения оказались близки к наблюдаемым. Наблюдения проводились на горизонтальной солнечной установке HSFA-2 с использованием ПЗС-матриц (Kotrč, 2009). Нами была отобрана вспышка 2015–10–01 класса М 4.5 в активной области NOAA 12422 [S18W66]. На рис. 1а приведен ход рентгеновского излучения в процессе вспышки, вертикальные линии соответствуют моментам обработки данных. На рис. 1б приведено изображение активной области линии 171 \AA (данные SDO), полученное методом вычитания. Хорошо видны горячие петли, их положение и структура не изменились в ходе вспышки, что свидетельствует о сильном магнитном поле. Изображение хромосферы в линии H_{α} на щели спектрографа (SJ) и спектры показаны на рис. 2. После редукции данных были получены профили линий в активной и спокойных областях хромосферы (рис. 2, 3). Интегрированием разницы между ними (закрашенные серым области на рис. 3) по спектру и, в предположении об изотропности поля излучения в каждой точке, по телесному углу, были определены значения потоков излучения (таблица 1).

Таблица 1. Значения интегральных потоков в линиях эрг/см²/с и их отношение на моменты времени: (I) 13:07:54 , (II) 13:08:34 и (III) 13:10:38 UT

UT, hms	H_{α}	H_{β}	α/β	H CaII 3968	IR CaII 8542	R/I	D_3HeI 5876
13:07:54	$1.13 \cdot 10^7$	$7.81 \cdot 10^6$	1.45	$1.11 \cdot 10^7$	$4.77 \cdot 10^6$	2.33	$3.80 \cdot 10^5$
13:08:34	$2.84 \cdot 10^7$	$1.89 \cdot 10^7$	1.50	$1.82 \cdot 10^7$	$1.27 \cdot 10^7$	1.43	$5.95 \cdot 10^5$
13:10:38	$3.13 \cdot 10^7$	$2.57 \cdot 10^7$	1.22	$2.38 \cdot 10^7$	$1.32 \cdot 10^7$	1.80	$1.26 \cdot 10^6$

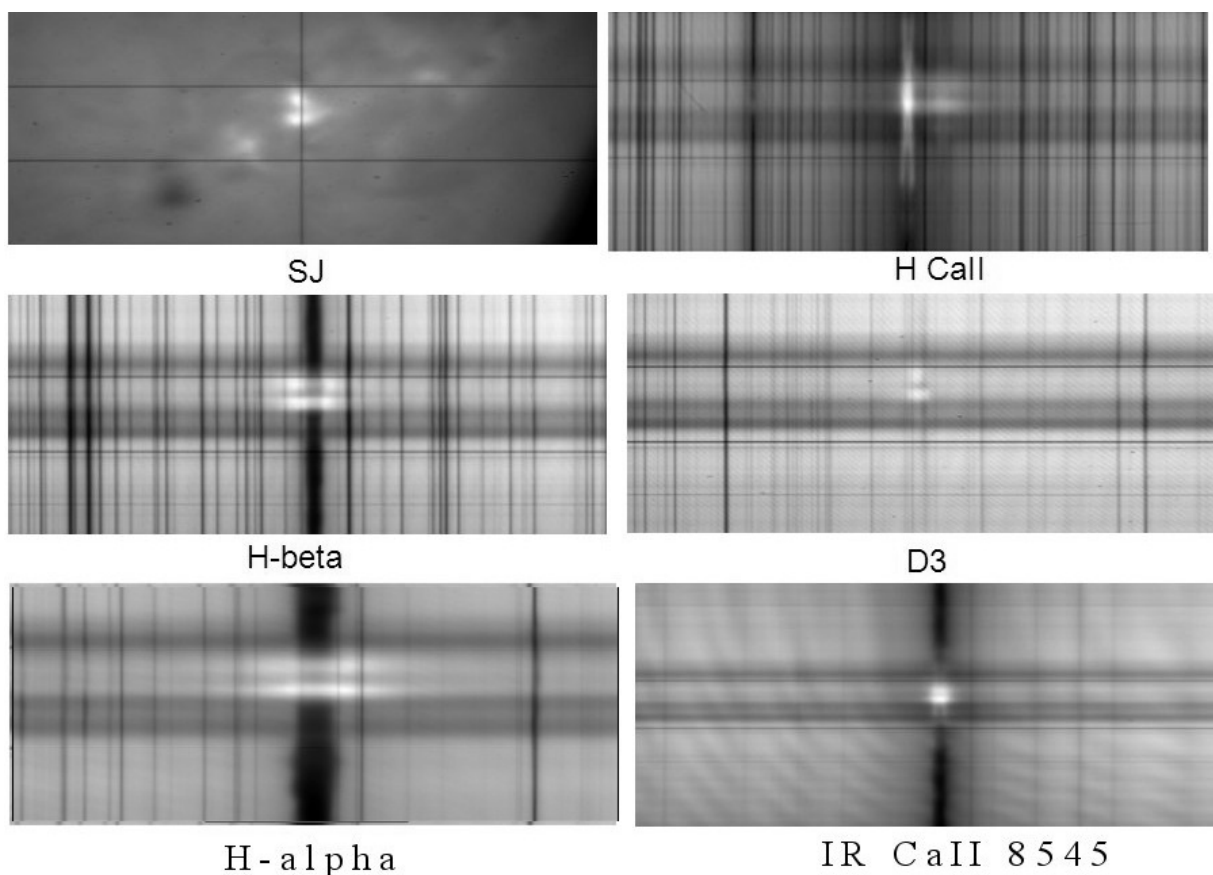


Рис. 2. Изображение хромосферы на щели в линии H_{α} (SJ) и редуцированные спектры

3 Модель и метод расчетов

В предлагаемой модели спорадическое усиление излучения в спектральных линиях водорода, гелия и металлов происходит за счет увеличения теплового потока из подфотосферных слоев, а также путем ионизации и возбуждения ионов и атомов потоком надтепловых частиц. Направленный вверх тепловой поток переносится триадой магнитогидродинамических волн: альвеновских, быстрых и медленных звуковых. Альвеновские волны за счет слабого затухания могут распространяться на большие расстояния, вплоть до корональных слоев. Нагрев газа происходит главным образом при затухании медленных звуковых волн, фазовая скорость которых близка к тепловой скорости. Конверсия альвеновских волн в медленный звук осуществляется через рассеяние быстрых магнитозвуковых волн на неоднородностях плазмы. Поток энергичных частиц вниз из короны, проявляющий себя рентгеновским излучением, согласно современным представлениям, образуется после выделения энергии в результате перезамыкания силовых линий магнитного поля.

Мы выполнили расчеты в рамках модели с набором однородных слоев газа, подбирая их параметры таким образом, чтобы теоретические потоки излучения оказались близки к наблюдаемым. Величину прогрева МГД-волнами задаем выбором температуры газа T_e . Надтепловые частицы для удобства выполнения расчетов описываем как газ с некоторой температурой T_f и плотностью потока энергии J . Мы положили величину T_f равной 15 keV. Поле излучения приняли чернотельным, температуру которого обозначим T_b . По результатам расчетов, изложенным в следующем разделе, величину T_b положим равной 5400 K – температуре полутени пятна. Важность учета фотосферного излучения показана, например, в [Гринин, Катышева \(1980\)](#), [Бычков, Морченко \(2011\)](#), [Белова и др. \(2018\)](#).

Мощность линейчатого излучения определяется населенностью возбужденных уровней и эффективной вероятностью выхода фотона с учетом рассеяния. Населенность дискретных уровней и

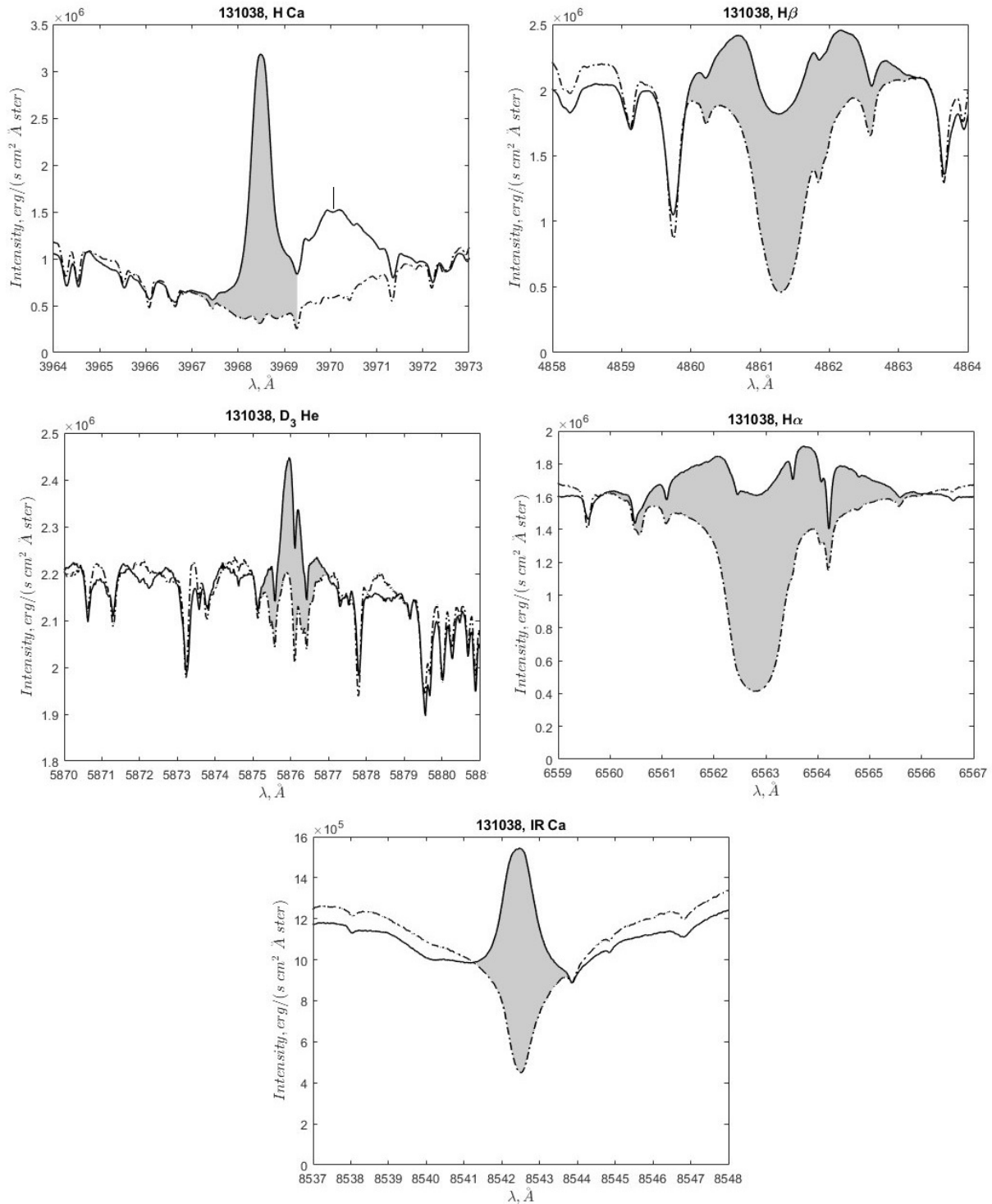


Рис. 3. Профили спектральных линий (активная и спокойная хромосфера). Отмеченное в спектре H Ca II значение соответствует линии H_ε

состояние ионизации мы определяем путем решения уравнений баланса. Модель водорода включает 12 дискретных уровней и континуум; силы осцилляторов и коэффициенты ударных переходов взяты из [Johnson \(1972\)](#), использовалось сечение фотоионизации в приближении Крамерса. Гелиевая

модель включает 29 дискретных уровней (до $n = 5$) и континуум; энергии уровней и силы осцилляторов взяты из NIST (Национальный институт стандартов и технологий). Модель иона Ca II включает в себя 5 дискретных уровней ($4s^2S_{1/2}$, $3d^2D_{3/2,5/2}$, $4p^2P_{1/2,3/2}$) и континуум. Примем значения энергии уровня и силы осциллятора из NIST, коэффициенты электронного возбуждения из Melendez et al. (2007), а коэффициенты ударной ионизации оцениваются по формуле Ситона (1964). Рассеяние частот спектральных линий рассматривается в рамках модели Бибермана–Гольштейна (Биберман, 1947; Holstein, 1947, 1951). Чтобы рассчитать выход вероятности, используем свертки контуров Доплера и Хольцмарка для линии водорода и контур Фойгта для гелия и кальция.

4 Результаты расчетов

В таблице 2 приведены результаты расчетов – основные параметры многокомпонентных слоев, расчетные потоки которых в спектральных линиях близки к наблюдаемым, причем отклонение теоретических потоков от наблюдаемых в худшем случае составляет менее десяти процентов.

Таблица 2. Параметры составных слоев для каждого эпизода наблюдений

О	N , см^{-3}	Δh , км	T_e , К	J , эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$
I	$2.5 \cdot 10^{12}$	50	9500	$1.5 \cdot 10^3$
	$1 \cdot 10^{16}$	350	5400	—
II	$2.0 \cdot 10^{12}$	120	14000	$5.0 \cdot 10^3$
	$4.3 \cdot 10^{12}$	50	6950	—
	$1 \cdot 10^{16}$	150	5500	—
III	$3.0 \cdot 10^{12}$	390	10000	$1.0 \cdot 10^4$
	$1.85 \cdot 10^{16}$	160	5600	—

Три эпизода наблюдений отделены друг от друга горизонтальными линиями. Неоднородность светящейся плазмы по вертикали мы учитываем набором расположенных друг над другом элементарных слоев с фиксированными значениями температуры и плотности газа. Для достижения требуемой точности теоретической имитации наблюдений в случае первого и третьего эпизодов оказалось достаточным применить модель двух элементарных слоев, а в случае второго эпизода потребовалось три слоя.

В первом столбце приведен номер эпизода, в остальных – параметры элементарных слоев: концентрация N в $1/\text{см}^3$, толщина слоя Δh в километрах, температура газа T_e в кельвинах и поток энергии надтепловых частиц J в единицах эрг/ $\text{см}^2/\text{с}$. Порядок строк для каждого момента наблюдений соответствует геометрическому расположению соответствующих физических слоев, причем строка непосредственно над горизонтальной чертой содержит сведения о самом нижнем слое.

Обсудим данные таблицы 2. Во-первых, они показывают принципиальную применимость предлагаемой модели к имеющимся наблюдениям. Далее, необходимость введения нескольких теоретических слоев с разными параметрами свидетельствует о неоднородности светящегося газа по вертикали.

Таблица 3. Отношение R_α потоков в линиях H_α и H Ca II и бальмеровский декремент δ

О	I	II	III
R_α	1.0	1.6	1.3
δ	1.45	1.50	1.22

Более подробные выводы следуют из отношений потоков в спектральных линиях. Так, весьма низкое значение температуры нижнего слоя в первом эпизоде вытекает из относительно большого потока резонансной линии кальция по отношению к линии H_α водорода. Введем обозначение R_α

для отношения потоков $F(H_\alpha)$ в линиях H_α и $F(R)$ в резонансной линии H Ca II: $R_\alpha = F(H_\alpha)/F(R)$. Его значение для трех эпизодов приведено во второй строке таблицы 3.

Расчетное значение R_α близко к единице при $T_e \approx 5400$ К и растет с повышением температуры. Относительно небольшие значения R_α в третьем и четвертом столбцах таблицы 3 свидетельствуют, что температура нижнего слоя остается невысокой и в последующих эпизодах. Поэтому мы предполагаем, в соответствии с рис. 4 (изображения получены с помощью программы Helioviewer, Müller et al., 2017), что вспышка произошла над полутенью пятна. Согласно новым представлениям (Rezaei, 2018), тень пятен состоит из относительно холодной среды с вкраплениями более горячих элементов. Большую часть составляет холодная среда с $T_e \sim 4000$ К. Горячие вкрапления занимают 5–10 % площади тени пятна, и в них $T_e \sim 5400$ К. Соответственно, в расчетах мы приняли температуру черного тела T_b равной 5000 К.

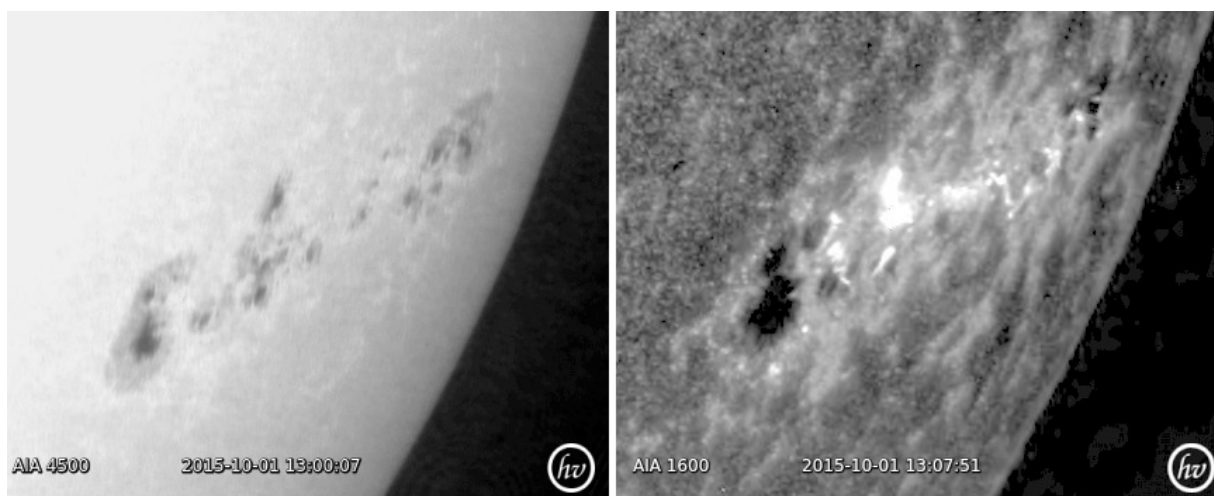


Рис. 4. NOAA 12422, SDO AIA 4500 07:00:07 UT – слева, AIA 1600 13:07:51 UT – на правом изображении

В третьей строке таблицы 3 содержится бальмеровский декремент $\delta = F(H_\alpha)/F(H_\beta)$. Его невысокие значения свидетельствуют о самопоглощении в линиях бальмеровской серии. В модельных расчетах требуются по крайней мере два слоя. В нижнем теплом плотном слое формируется мощное излучение с крутым декрементом, а верхний разреженный горячий слой сглаживает декремент, сильнее поглощая излучение в линии H_α . Отметим, что линии водорода сами по себе можно объяснить в простой модели однородного слоя, но при этом получаются слишком низкие потоки в линиях кальция.

Перейдем к линиям кальция. Введем обозначение r для отношения потоков резонансной и инфракрасной линий, $r = F(3968)/F(8542)$. Как показали расчеты, относительно малые наблюдаемые значения отношения, $r < 2.5$, при большом, $F(3968) \approx 10^7$ эрг/см²/с, потоке в резонансной линии свидетельствуют о том, что излучение в линиях кальция исходит из плотного слабо нагретого газа. В случае $r > 1.7$ оказалось возможным объяснить наблюдаемые потоки в рамках модели однородного слоя. Но очень пологий декремент во втором эпизоде ($r = 1.4$) требует для своего объяснения предположения о двух слоях разной температуры и плотности. Хотя в них теоретический декремент больше наблюдаемого, уплотнение декремента суммарного излучения происходит за счет частичного поглощения верхним, сильнее нагретым и менее плотным слоем. Оптическая глубина в резонансной линии $\lambda = 3968$ Å почти на порядок величины меньше, чем в инфракрасном переходе $\lambda = 8542$ Å. В результате резонансная линия ослабляется в более значительной степени, чем инфракрасная. Поэтому для объяснения второго эпизода потребовалось два слоя формирования линий кальция. Итак, линии иона Ca II исходят из плотной, слабо нагретой области с возможным поглощением верхними более горячими слоями. Увеличение со временем потоков в резонансной и инфракрасной линиях кальция свидетельствует о постепенном увеличении температуры нижнего слоя.

Наконец, о роли надтепловых частиц. Они практически не влияют на мощность излучения в линиях водорода и кальция, но играют значительную роль для излучения в линии гелия $\lambda = 5876$ Å.

Расчеты показали, что ее усиление обусловлено главным образом увеличением потока надтепловых частиц и только во вторую очередь ростом температуры. Причиной этого является высокий потенциал возбуждения (23 эВ) верхнего уровня линии D3 $\lambda = 5876 \text{ \AA}$ по сравнению с линией H_α (12 эВ) и $H \text{ Ca II}$ (3 эВ). Нагрев коронального газа надтепловыми частицами вполне может обеспечить наблюдаемое увеличение рентгеновского излучения. Например, поток в диапазоне 1–8 \AA в момент максимума (рис. 1), при пересчете на поверхность Солнца равный $2.3 \cdot 10^3 \text{ эрг/см}^2/\text{с}$, получается при столбе газа с высотой 1000 км с температурой 10^8 К и плотностью электронов 10^9 см^{-3} .

5 Выводы

1. Наблюдения эмиссионных линий вспышки 2015–10–01 могут быть объяснены в модели хромосферного газа, нагреваемого снизу магнитогидродинамическими волнами и ионизируемого и возбуждаемого сверху потоком надтепловых частиц.
2. Линии кальция образуются в глубоких плотных и наименее нагретых слоях, а излучение в линиях водорода рассредоточено в областях с разной плотностью и температурой.
3. Свечение в линии гелия $\lambda = 5876 \text{ \AA}$ обусловлено в значительной мере надтепловыми частицами.
4. Большой, сравнимый с H_α поток в линии $H \text{ Ca II}$ в первом эпизоде свидетельствует, что вспышка произошла в области полутени пятна, температура которой не выше 5400 К. Последующее уменьшение потока в линии $H \text{ Ca II}$ по отношению к H_α говорит о постепенном нагреве нижних слоев газа.
5. Динамика развития вспышки показывает наличие сильного магнитного поля, не изменяющегося за время вспышки. Контраст структуры петель, усиливающийся к моменту окончания вспышки, свидетельствует об увеличении количества вещества в магнитных структурах и понижении его температуры. Тем самым создаются неоднородности поля структуры вспышки.

Авторы благодарят коллективы GOES, SDO и Ondřejov Observatory за предоставленную возможность проведения наблюдений и использования данных.

Литература

- Белова О.М., Бычков К.В., 2018. *Астрофизика*, Т. 61. № 2. С. 255. [Belova O.M., Bychkov K.V., 2018. *Astrofizika*, vol. 61, no. 2, p. 255. (In Russ.)]
- Биберман Л.М., 1947. *ЖЭТФ*. Т. 17. С. 416. [Biberman L.M., 1947. *ZhETF*, vol. 17. p. 416. (In Russ.)]
- Бычков К.В., Морченко Е.С., 2011. *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* № 3. С. 89. [Bychkov K.V., Morchenko E.S., 2011. *Vestnik Moskovskogo Universiteta. Fizika*, no. 3, p. 89. (In Russ.)]
- Гринин В.П., Катышева Н.А., 1980. *Изв. Крымск. астрофиз. обсерв.* Т. 59. С. 66. [Grinin V.P., Katysheva N.A., 1980. *Izv. Krymsk. Astrofiz. Observ.*, vol. 59, p. 66. (In Russ.)]
- Abbett W.P., Hawley S.L., 1999. *Astrophys. J.*, vol. 521, p. 906.
- Allred J.C., Hawley S.L., Abbett W.P., Carlsson M., 2006. *Astrophys. J.*, vol. 644, p. 484.
- Crespo-Chacón I., Montes D., Garcia-Alvarez D., et al., 2006. *Astron. Astrophys.*, vol. 452, p. 987.
- Hawley S.L., Fisher G.H., 1992. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, vol. 78, p. 565.
- Holstein T., 1947. *Phys. Rev.*, vol. 72, p. 1212.
- Holstein T., 1951. *Phys. Rev.*, vol. 83, p. 1159.
- Houdebine E.R., 2003. *Astron. Astrophys.*, vol. 397, p. 1019.
- Johnson L.C., 1972. *Astron. J.*, vol. 174, p. 227.
- Kotrč P., 2009. *Cent. Eur. Astrophys. Bull.*, vol. 33, p. 327.
- Melendez M., Bautista M.A., Badnell N.R., 2007. *Astron. Astrophys.*, vol. 469, p. 1203.
- Müller D, Nicula B, Felix S., et al., 2017. *Astron. Astrophys.*, vol. 606, p. A10
- Rezaei R., 2018. *Astron. Astrophys.*, vol. 609, p. A73.
- Schmidt S.J., Kowalski A.F., Hawley S.L., et al., 2012. *Astrophys. J.*, vol. 745, p. 14.
- Seaton M.J., 1964. *Planetary Space Sci.*, vol. 12, p. 55.

Observation of solar flare SOL 2015–10–01 and calculation of its radiation within the model of superposition of heated layers

Yu.A. Kupryakov^{1,2}, K.V. Bychkov², O.M. Belova², A.B. Gorshkov², P. Kotrč¹

¹ Astronomical Institute ASCR, Fričova 298, Ondřejov 251 65, Czech Republic
kupry@asu.cas.cz

² Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Universitetsky pr. 13, Moscow 119234, Russia

Abstract. The purpose of the work is to study the behavior of intensity curves emission in the H_{α} , H_{β} , D3, H Ca II, and Ca IR 8542 Å lines in the process of development of the flare and compare results with calculated values. Observations were carried out with the horizontal solar telescope HSFA-2 (Ondřejov Observatory) using CCD arrays. For processing we selected the 2015–10–01 class M 4.5 flare in the NOAA 12422 active region for which the absolute values of the fluxes in spectral lines were determined. It is shown that the model of heating of chromospheric gas by the flow of magnetohydrodynamic waves from the convective zone and its ionization and excitation by the flow of suprathermal particles from the corona satisfies the observations. Calculations are performed in the lines of hydrogen, the Ca II ion, and the helium atom, taking into account the main processes determining the radiation of gas that is opaque in spectral lines. It is shown that at the beginning of the flare, the emission in the Ca II lines comes from a cold region, with a temperature of about 5400 K, in the sunspot penumbra. The flat decrement of the Balmer series coupled with a large flux in the calcium lines indicates the inhomogeneity of the radiating region along the vertical. The emission in the helium D3 line is largely due to suprathermal particles.

Key words: solar flare, chromosphere, spectral lines, homogeneous gas layer model