АСТРОНОМИЯ, АСТРОФИЗИКА И КОСМОЛОГИЯ =

Восстановление параметров газа, излучающего в спектральных линиях оптического диапазона водорода, гелия и кальция, во время вспышки SOL2015-10-01

В. А. Малютин,^{1, *} Ю. А. Купряков,^{2,3,†} К. В. Бычков,² А. Б. Горшков,² О. М. Белова⁴

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, кафедра астрофизики и звездной астрономии

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

² Государственный астрономический институт имени П.К. Штернберга МГУ имени М.В. Ломоносова

Россия, 119234, Москва, Университетский пр-т, д. 13

³Астрономический институт Чешской академии наук

Чешская республика, 25165, Ондржейов, ул. Фричова, 298

⁴ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, кафедра экспериментальной астрономии

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 26.09.2024; после доработки 15.10.2024; подписана в печать 25.10.2024)

Солнечная вспышка SOL2015-10-01 наблюдалась нами в Астрономическом институте Чешской академии наук на HSFA-2 — горизонтальной установке для исследования Солнца. После обработки спектров были определены интегральные потоки излучения в линиях Н α , Н β , Н ε водорода, в линии D3 гелия, а также в резонансной $\lambda = 3968$ Å и инфракрасной $\lambda = 8542$ Å линиях иона CaII. Рассмотренная вспышка имела два характерных ядра, и в процессе обработки были определены потоки от каждого из них.

В рамках модели нагретого газа выполнен теоретический расчёт параметров плазмы с учётом физических условий в хромосфере, включая самопоглощение в спектральных линиях. Одновременный анализ шести линий трёх атомных систем позволил с большой степенью уверенности восстановить температуру, плотность и пространственную структуру излучающего газа. Обнаружена сильная неоднородность излучающего газа по температуре. Восстановленные теоретические значения плотности не менее чем на порядок величины превышают плотность газа протуберанцев, откуда следует предположение о хромосферной природе облаков.

PACS: 97.10.Ex, 96.60.th, 96.60.Na. УДК: 524.3, 523.9

Ключевые слова: хромосфера, спектральные линии, поток излучения, модель нагретого газа.

DOI: 10.55959/MSU0579-9392.80.2510801

введение

Излучение солнечных вспышек в спектральных линиях оптического диапазона атомов и первых ионов химических элементов позволяет определить параметры излучающего газа в условиях, близких к хромосферным. Населённости дискретных уровней и состояние ионизации газа в этих условиях могут значительно отличаться от их равновесных значений. Наибольший вклад в скорость ионизации хромосферного газа могут давать достаточно возбуждённые уровни в диапазоне значений главного квантового числа 8 < N < 16. Поэтому необходимы как достаточно полный набор атомных данных, так и возможность учитывать дискретные состояния с большим значением *N*. Мы учитывали оба этих требования, что отличает наши расчёты от программ типа RADYN [1-4], где учитываются уровни с *N* < 6 (у водорода) и *N* < 5 (у атома гелия и иона CaII).

Вспышечные процессы в хромосфере весьма разнообразны. В RADYN [3] в качестве источника энергии вспышки рассматривается пучок нетепловых электронов со степенным спектром энергии. В рамках описанных приближений исследователи используют пакет RADYN для объяснения наблюдаемых линий: Н α и линий нейтрального железа [5]; Н α и Ca IR ($\lambda = 8542$ Å) [6, 7].

В работе [8] исследуется влияние резонансной серии водорода на фотоионизацию уровней СаІІ. Расчеты проводятся в двух режимах: с учетом лаймановских квантов и без них. Применялся код RADYN и модульный набор программ LightWeaver. При учете фотоионизации лайман-квантами меняется как область формирования линии IR CaII ($\lambda = 8542$ Å), так и ее профиль. Расчёты показали, что влияние лаймановских квантов на линию CaII Н гораздо слабее.

Эта работа является продолжением исследования, описанного в статье «Наблюдение солнечной вспышки SOL2015-10-01 и расчёт её излучения в модели наложения нагретых слоёв» [9], в которой мы исследовали оптические линии водорода, гелия и иона CaII.

^{*} E-mail: malyutinv@list.ru

[†] E-mail: jurij.kupriakov@asu.cas.cz



Рис. 1. Слева — активная область NOAA 12422 с ядрами А, В (отмечены белыми прямоугольниками); справа — спектр в линии Н α (длины волн увеличиваются направо)

1. НАБЛЮДЕНИЯ

Вспышка SOL2015-10-01 в активной области NOAA 12422 с координатами S18 W66 (класс вспышки M4.5) наблюдалась нами на спектрографе HSFA-2 (Ondřejov Observatory). Этот спектрограф позволяет одновременно наблюдать в линиях CaII H, H ε , H β , D3, H α и Ca IR 8542 Å. Данную вспышку мы наблюдали во всех перечисленных линиях. В отличие от нашей предыдущей работы нам удалось выделить поток линии $H\varepsilon$. В качестве примера на рис. 1 представлен снимок хромосферы и спектр в линии Н α на момент 13:10:38 UT. Темные горизонтальные линии, расстояние между которыми на Солнце соответствует 53800 км, служат для привязки получаемых спектров к изображению на щели. Вспышка имела два ядра, обозначенных на снимке как А и В. Фотометрия проводилась в областях, отмеченных белыми прямоугольниками.

После учета снимков плоского поля — flat field и темного поля — dark frame были построены профили линий с учетом излучения подложки хромосферы (пример на рис. 2), а затем определены потоки излучения (рис. 3, таблицы 1, 2). В момент 13:15:44 UT линия гелия наблюдалась в поглощении, поэтому потоки на этот момент не приведены. Следует отметить, что в [9] мы уже приводили данные на момент времени 13:10:38 UT; видно, что интегральные потоки от двух ядер из табл. 1 прошлой работы сравнимы и даже меньше (H β , H α) потоков от одного ядра (табл. 1, 2 текущей работы). Такие изменения связаны с уточнением редукции наблюдений.

2. МЕТОДИКА РАСЧЁТОВ

В настоящей работе мы остановились на рассмотрении газовых слоёв с определёнными значениями толщины L, концентрации N, температуры T и турбулентной скорости v. Слои располагаются перпендикулярно лучу зрения, в качестве первого считается самый удалённый от наблюдателя слой. Параметры слоев и их число подбираем таким образом, чтобы максимально сблизить теоретические и наблюдаемые значения потоков в спектральных линиях. В расчётах учтены все наиболее важные процессы заселения и опустошения уровней в плазме, вообще говоря, непрозрачной в частотах спектральных линий. Излучение фотосферы моделируем чёрным телом с температурой 5400-5500 К, которая соответствует температуре полутени пятна [9]. В фотоионизацию иона CaII кроме фотосферного излучения вносят вклад хромосферные эмиссионные линии резонансной серии водорода старше $Lv\beta$ [8]. Влияние лаймановских линий на фотоионизацию CaII также моделируется в рамках приближения чернотельного излучения с соответствующей температурой T_{Lv}. Перенос в линиях учтен в рамках приближения вероятности выхода кванта [10-12]. Профили линий атома гелия и иона кальция считаем фойгтовскими, а водорода — сверткой доплеровского и хольцмарковского контуров. Подробно метод расчёта изложен нами в [13]. Используемые атомные данные подробно описаны в [14]. У атома водорода учитывается 18 дискретных уровней, у атома гелия — 29 (до главного квантового числа N = 5); в текущей работе модель иона CaII включает 22 дискретных уровня (до главного квантового числа N = 10).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

В табл. 3, 4 для каждого момента времени приведены от двух до четырех параметров газа с индексами, которые соответствуют номеру излучающего слоя. В табл. 5, 6 приведены соответствующие теоретические потоки. Сравнивая пару табл. 1, 5, описывающих ядро А, и пару табл. 2, 6, описывающих ядро В, можем увидеть, что в большинстве эпизодов удаётся получить набор теоретических потоков в спектральных линиях, близкий к наблюдаемым. Одновременное присутствие в спектрах шести линий разной величины возбуждения говорит о сильной неоднородности излучающего газа вдоль луча зрения.

Излучение гелия

Излучение в линии гелия формируется в самом горячем слое и очень чувствительно как к температуре, так и к концентрации этого слоя. Так, отклонение этих значений от оптимальных на 1% может вести к усилению/ослаблению гелиевой линии на 10%. В этом смысле излучение гелия является хорошим маркером самого горячего слоя. Момент 13:14:23(А) является единственным случаем, когда существенная доля потока в линии D3 образуется сразу в третьем и четвертом слоях (температура T=15000 К и 18000 К; см. табл. 3).



Рис. 2. Профили линий
 H α : слева — ядра А, справа — ядра В на момент 13:09:59 UT. Заштрихованная часть профиля соответствует интегральному потоку

UT	13:09:59	13:10:38	13:11:06	13:12:31	13:14:23	13:15:44
$H\alpha$	2.82×10^{7}	3.47×10^{7}	5.09×10^{7}	3.54×10^{7}	1.15×10^{7}	6.69×10^{6}
${ m H}eta$	$2.50{\times}10^7$	$3.47{ imes}10^7$	$4.99{\times}10^7$	$4.12{ imes}10^7$	$9.22{ imes}10^6$	$4.40{ imes}10^6$
$H\varepsilon$	$1.47{\times}10^7$	$2.17{\times}10^7$	$2.55{\times}10^7$	$2.01{\times}10^7$	$1.30{ imes}10^7$	$9.29{ imes}10^6$
H CaII	$1.61{\times}10^7$	2.30×10^{7}	$2.61{\times}10^7$	2.46×10^{7}	$1.64{\times}10^7$	$1.49{ imes}10^7$
IR CaII	$5.40{ imes}10^6$	$7.57{ imes}10^6$	$1.14{ imes}10^7$	$1.09{\times}10^7$	$3.54{\times}10^6$	$2.46{\times}10^6$
D3	$1.51\!\times\!10^6$	2.38×10^6	4.41×10^{6}	3.03×10^{6}	$3.27{\times}10^5$	—

Таблица 1. Наблюдаемые потоки от ядра А (эрг/с см²). Моменты времени указаны в UT

Таблица 2. То же, что табл. 1, но для ядра В

UT	13:09:59	13:10:38	13:11:06	13:12:31	13:14:23	13:15:44
$H\alpha$	4.18×10^{7}	$4.16{ imes}10^7$	4.48×10^{7}	3.79×10^{7}	1.77×10^{7}	1.76×10^{7}
$H\beta$	$3.19{ imes}10^7$	$4.16{\times}10^7$	$4.64{ imes}10^7$	$3.41{\times}10^7$	$1.21{\times}10^7$	$8.38{ imes}10^6$
$H\varepsilon$	1.48×10^7	2.28×10^7	2.64×10^{7}	$1.52{\times}10^7$	$1.17{\times}10^7$	$7.09{ imes}10^6$
H CaII	$1.67{\times}10^7$	$2.39{ imes}10^7$	2.64×10^{7}	$2.16{\times}10^7$	$1.58{\times}10^7$	$1.37{\times}10^7$
IR CaII	1.04×10^{7}	$1.01{\times}10^7$	$1.18{\times}10^7$	$1.32{ imes}10^7$	$7.10{ imes}10^6$	$6.78{ imes}10^6$
D3	3.38×10^{6}	$3.69{ imes}10^6$	4.41×10^{6}	$2.06{\times}10^6$	$8.58{ imes}10^5$	_



Рис. 3. Временное изменение потоков (в эрг/с см $^2)$ в шести зарегистрированных линиях. Слева — потоки от ядра А, справа — от ядра В

Таблица 3. Параметры излучающих слоев ядра А активной области. Минимальный индекс у параметров соответствует далекому слою, максимальный индекс — самому близкому слою от наблюдателя. Моменты времени указаны в UT. Концентрация газа N указана в см⁻³, толщина слоев L в 10³ км, температура газа T и температура $T_{\rm Ly}$ в K, турбулентная скорость v в км/с

UT	13:09:59	13:10:38	13:11:06	13:12:31	13:14:23	13:15:44
$N_1, { m cm}^{-3}$	7.25×10^{11}	1.12×10^{12}	1.18×10^{12}	1.03×10^{12}	7.60×10^{11}	2.40×10^{12}
N_2	5.00×10^{11}	1.10×10^{11}	1.10×10^{11}	3.00×10^{11}	9.00×10^{11}	1.50×10^{12}
N_3		1.12×10^{12}	8.50×10^{12}	1.40×10^{12}	4.00×10^{10}	3.00×10^{11}
N_4					5.20×10^{10}	1.00×10^{11}
$L_1, 10^3 \text{KM}$	15	10	10	10	20	25
L_2	5	6	6	5	25	25
L_3		1.2	1	1	2.6	15
L_4					5	4
T_1, \mathbf{K}	12320	12520	12900	12750	8800	7000
T_2	4800	6500	6000	6000	6500	11300
T_3		4500	6100	6000	15000	9000
T_4					18000	5500
$v_1, \kappa_M/c$	150	180	240	224	175	150
v_2	132	135	240	185	70	85
v_3		165	245	145	120	40
V4					70	38
$T_{\rm Ly},{\rm K}$	7280	7290	7160	6870	7900	9230

Таблица 4. То же, что и табл. 3, но для ядра В

UT	13:09:59	13:10:38	13:11:06	13:12:31	13:14:23	13:15:44
$N_1, { m cm}^{-3}$	4.00×10^{12}	1.12×10^{12}	1.21×10^{12}	8.85×10^{11}	1.10×10^{12}	4.10×10^{11}
N_2	4.00×10^{11}	1.10×10^{11}	4.50×10^{11}	3.00×10^{11}	1.00×10^{11}	5.00×10^{11}
N_3	6.40×10^{11}	4.20×10^{12}	4.40×10^{12}	2.00×10^{12}		$8.50{\times}10^{10}$
N_4	8.00×10^{11}					$2.20{\times}10^{12}$
$L_1, \ 10^3 { m km}$	25	10	10	10	9.8	15
L_2	10	6	5	5	2.8	15
L_3	10	1.5	1	1		3
L_4	10					1
T_1, \mathbf{K}	4000	12800	12860	12640	11950	9900
T_2	14000	6500	6000	6200	6500	8600
T_3	10000	6100	5900	6400		19200
T_4	6500					4000
$v_1, \kappa m/c$	120	215	240	190	65	230
v_2	180	200	200	190	155	72
v_3	205	208	220	190		32
v_4	260					165
$T_{\rm Ly}, {\rm K}$	7850	7340	7050	6570	7360	7050

Излучение водорода

Проанализируем излучение в бальмеровских линиях. В момент 13:09:59(A) наблюдается пологий декремент ($F(H\alpha)/F(H\beta)=1.12$, $F(H\varepsilon)/F(H\beta)=0.59$) и умеренные абсолютные потоки ($F(H\alpha)$, $F(H\beta)<3 \times 10^7$ эрг/с см²). Для

объяснения этих данных достаточно было рассмотреть два слоя. Линия $H\beta$ находится в пороге прозрачности, а линия $H\alpha$ непрозрачна. В первом слое формируется мощное излучение с достаточно крутым декрементом, а второй слой значительно перекрывает поток в линии $H\alpha$, незначительно меняя линию $H\beta$ и вовсе не влияя на линию $H\varepsilon$.

UT	13:09:59	13:10:38	13:11:06	13:12:31	13:14:23	13:15:44
$H\alpha$	2.74×10^{7}	3.43×10^{7}	5.05×10^7	3.67×10^7	1.21×10^7	$6.69{\times}10^6$
$H\beta$	$2.38{\times}10^7$	3.44×10^7	4.90×10^7	$4.19{\times}10^7$	$9.29{ imes}10^6$	$4.39{ imes}10^6$
$H\varepsilon$	$1.39{\times}10^7$	2.20×10^7	$2.57{\times}10^7$	$2.05{\times}10^7$	$1.14{\times}10^7$	$9.30{ imes}10^6$
H CaII	$1.69{\times}10^7$	2.37×10^7	2.51×10^7	$2.38{\times}10^7$	$7.93{\times}10^6$	$1.13{\times}10^7$
IR CaII	5.35×10^6	7.47×10^6	1.12×10^{7}	$1.05{\times}10^7$	3.56×10^6	2.48×10^6
D3	1.49×10^{6}	2.39×10^6	4.47×10^{6}	3.03×10^{6}	3.20×10^5	—

Таблица 5. Теоретические потоки ядра А (эрг/с·см²). Моменты времени указаны в UT

Таблица 6. То же, что табл. 5, но для ядра В

UT	13:09:59	13:10:38	13:11:06	13:12:31	13:14:23	13:15:44
$H\alpha$	4.09×10^7	4.24×10^{7}	4.49×10^7	3.79×10^{7}	$1.87{\times}10^7$	$1.96{ imes}10^7$
${\rm H}\beta$	3.13×10^7	4.17×10^7	$4.68{\times}10^7$	$3.42{ imes}10^7$	$1.30{ imes}10^7$	$8.37{\times}10^6$
$H\varepsilon$	$1.52{ imes}10^7$	$2.29{\times}10^7$	$2.66{\times}10^7$	$1.55{\times}10^7$	$1.23{ imes}10^7$	7.43×10^6
H CaII	$1.61{\times}10^7$	$2.35{\times}10^7$	$2.61{\times}10^7$	$2.12{ imes}10^7$	$1.48{ imes}10^7$	$1.28{ imes}10^7$
IR CaII	$1.06{\times}10^7$	9.96×10^6	$1.17{\times}10^7$	$1.31{ imes}10^7$	7.11×10^6	$7.38{ imes}10^6$
D3	3.36×10^6	3.61×10^6	$4.39{ imes}10^6$	2.08×10^6	$8.47{\times}10^5$	—

Момент 13:09:59(В) характеризуется относительно пологим декрементом $F(H\alpha)/F(H\beta) = 1.31$, линия $H\varepsilon$ относительно яркая: $F(H\varepsilon)/F(H\beta) = 0.49$. Основное излучение формируется во втором и третьем слоях, а четвертый слой блокирует лишний поток в $H\alpha$.

Шесть наблюдений 13:10:38–13:12:31(A, B) очень похожи с точки зрения формирования бальмеровских линий. Так, в первом слое (плотный и самый разогретый) формируется мощное излучение в линиях $H\alpha$ и $H\beta$ и требуемый поток в линии $H\varepsilon$. Второй и третий слои практически не вносят вклада в $H\varepsilon$, но перекрывают поток в линиях $H\alpha$ и $H\beta$ от первого слоя и сами вносят вклад в эти линии, выравнивая потоки: $F(H\alpha) \approx F(H\beta)$.

Моменты времени 13:14:23(А)-13:15:44(А) характеризуются значительно меньшими абсолютными потоками $F(H\varepsilon) > F(H\alpha) > F(H\beta)$. Линия $H\varepsilon$ находится в пороге прозрачности, линии $H\beta$, $H\alpha$ непрозрачны. Несмотря на присутствие только пяти измеренных линий в момент 13:15:44, для объяснения такого декремента потребовались 4 газовых слоя. Дальний слой теперь является холодным, а горячие лежат ближе к наблюдателю. Существенный вклад в $H\varepsilon$ дает более чем один слой. Турбулентная скорость в вышележащих слоях (втором, третьем и четвертом) v \leqslant 120 км/с, это меньше, чем в предыдущих случаях, что обеспечивает значительное поглощение в линиях $H\alpha$, $H\beta$, крутизну декремента $F(H\alpha) > F(H\beta)$ и некоторое ослабление H ε . В результате этого ослабления в момент 13:14:23(А) теоретический поток в H ε получился чуть меньше, чем в На. Моменты 13:14:23(В)-13:15:44(В) аналогично характеризуются меньшими абсолютными потоками и крутым декрементом $F(H\alpha) > F(H\beta) \sim F(H\varepsilon)$.

В момент 13:14:23(В) излучение удается объяснить комбинацией из двух слоев, при этом дальний слой обеспечивает поток $H\varepsilon$, а вышележащий слой поглощает линию $H\alpha$ и обеспечивает нужное соотношение всех трех потоков. В момент 13:15:44(В) самым горячим из четырех слоев является третий слой, при этом он обеспечивает малый вклад в поток $H\varepsilon$ по сравнению со вкладом 1-го и 2-го слоёв.

Излучение иона кальция

Потоки в двух линиях иона кальция вносят существенный вклад в уточнение стратификации газовых слоев. Так, инфракрасная линия остается оптически тонкой и весьма чувствительной к изменению температуры газового слоя, температуры T_{Lv} и концентрации слоя. Резонансная линия непрозрачна, поэтому является достаточно чувствительной только к изменению T_{Lv}. В обоих ядрах большая доля излучения кальция формируется в горячих слоях, в вышележащих слоях поток в резонансной линии существенно блокируется, излучение инфракрасной линии слабо усиливается либо не претерпевает изменений. Прохладные внешние слои с температурой $T \leq 6500$ К позволили повысить прозрачность в линии Н CaII и увеличить теоретический поток до значений, сравнимых с наблюдаемыми. Исключением является момент 13:14:23(А), когда резонансная линия в расчетах остается в 2 раза подавлена по сравнению с зарегистрированным потоком, а также момент 13:15:48(А), когда она в расчетах подавлена на четверть. Попытки увеличить теоретический поток в линии CaII Н путем варьирования параметров уже имеющихся слоев приводят к нарушению бальмеровского декремента, а добавление новых слоев приводит только к дальнейшему подавлению этой линии.

Таблица 7. Сравнение оптических и рентгеновских потоков и мощностей излучения. F(X), F(A), F(B) — поток в рентгеновском диапазоне по данным полосы 1–8 Åаппарата GOES, приведенный к околоземному пространству; суммарный поток от ядра A и суммарный поток от ядра B в 6 исследуемых линиях, приведенные к хромосфере (эрг/с·см²). L(X), L(A), L(B) — соответствующие мощности (эрг/с)

UT	13:09:59	13:10:38	13:11:06	13:12:31	13:14:23	13:15:44
F(X)	4.5×10^{-2}	5.0×10^{-2}	4.9×10^{-2}	3.4×10^{-2}	2.2×10^{-2}	1.6×10^{-2}
F(A)	9.1×10^7	1.2×10^8	$1.7{ imes}10^8$	1.4×10^{8}	5.4×10^7	$3.9{ imes}10^7$
F(B)	1.2×10^{8}	1.4×10^{8}	$1.6{\times}10^8$	1.2×10^8	6.5×10^7	5.4×10^{7}
L(X)	1.3×10^{26}	1.4×10^{26}	1.4×10^{26}	9.6×10^{25}	6.2×10^{25}	$4.5{\times}10^{25}$
L(A)	3.3×10^{26}	4.3×10^{26}	6.1×10^{26}	5.0×10^{26}	1.9×10^{26}	1.4×10^{26}
L(B)	4.3×10^{26}	5.0×10^{26}	5.8×10^{26}	4.3×10^{26}	2.3×10^{26}	1.9×10^{26}

Сравнение с рентгеновским потоком

В табл. 7 приведено сравнение потоков и мощностей в оптических линиях и в рентгеновской полосе GOES (1–8 Å), а на рис. 4 приведен график рентгеновского потока Солнца от времени с шестью выделенными моментами времени, которым соответствуют наши оптические наблюдения.



Рис. 4. Кривые рентгеновского потока по данным аппарата GOES (Bt/m^2) в зависимости от времени. Верхняя сплошная кривая соответствует диапазону 1–8 Å, нижняя точечная — диапазону 0.5–4 Å. Вертикальные прямые отмечают моменты измерения оптических потоков из табл. 1, 2

Мощность рентгеновского излучения получена из приведённого потока на уровне Земли (F(X) в табл. 7) умножением на площадь сферы с радиусом, равным большой полуоси земной орбиты ($a_{\oplus} = 1.5 \times 10^8$ км). Мощность оптического излучения получена умножением приведенных потоков (F(A), F(B) в табл. 7) на площади пря-

моугольников, окружающих светящиеся ядра на рис. 1 (слева): размеры прямоугольников составляют 12000 км \times 30000 км. Рентгеновское излучение по мощности (L(X) в табл. 7) оказалось в несколько раз слабее оптического (L(A), L(B) в табл. 7), поэтому оно не может быть основным источником энергии для излучения в оптических линиях.

выводы

Сформулируем основные выводы работы.

- В рамках применённого метода в большинстве эпизодов удаётся получить набор теоретических потоков в спектральных линиях, близких к наблюдаемым.
- 2. Одновременное присутствие в спектре вспышечных ядер линии D3 атома гелия высокого возбуждения, резонансной линии иона кальция 3968 Åu его инфракрасной линии 8542 Åнизкого возбуждения в совокупности со своеобразным отношением потоков в линиях бальмеровской серии говорит о сильной неоднородности излучающего газа. Восстановление параметров показало, что в каждом эпизоде есть слои от высокой (12000K–18000K) до низкой (4500K–5500K) температуры и с концентрацией от 10¹¹ см⁻³ до 10¹² см⁻³.
- 3. Восстановленные теоретические значения плотности не менее чем на порядок величины превышают плотность газа протуберанцев, откуда следует предположение о хромосферной природе ядер.

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

 Carlsson M., Stein R.F. in Proceedings of a mini-Workshop on Chromospheric Dynamics. ed. M. Carlsson (Oslo: Institute of Theoretical Astrophysics). P. 47. 1994. Bibcode: 1994chdy.conf...47C

[2] Abbett W.P., Hawley S.L. // ApJ. **521**. 906 (1999).

- [3] Allred J.C., Hawley S.L., Abbett W.P., Carlsson M. // ApJ. 630. 537 (2005).
- [4] Carlsson M., Fletcher L., Allred J.C. et al. // A&A.
 673. A150 (2023).
- [5] Song De-Ch., Tian J., Li Y. et al. // ApJL. 952. L6 (2023).
- [6] Rubio da Costa F. Fine Structure and Dynamics of the Solar Atmosphere Proceedings IAU Symposium No. 327. 2016.
- [7] Osborne C.M.J., Fletcher L. // MNRAS. 516. 6066 (2022).
- [8] Osborne C.M.J., Heinzel P., Kasparova J., Flether L. // MNRAS. 507. 1972 (2021).
- [9] Купряков Ю.А., Бычков К.В., Белова О.М. и др. // Известия КрАО. 119, № 1. 19 (2023).
- [10] Биберман Л.М. // ЖЭТФ. 17. 416 (1947).
- [11] Holstein T. // Phys. Rev. 72. 1212 (1947).
- [12] Holstein T. // Phys. Rev. 83. 1159 (1951).
- [13] Белова О.М., Бычков К.В. // Астрофизика. 61, № 2. 255 (2018).
- [14] Купряков Ю.А., Бычков К.В., Белова О.М. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 79, № 2. 2420801 (2024).

Theoretical Reconstruction of the Parameters of Gas Emitting in the Spectral Lines of the Optical Range of Hydrogen, Helium, and Calcium During the SOL2015-10-01 Flare

V.A. Maliutin^{1,a}, Yu.A. Kupryakov^{2,3,b}, K.V. Bychkov², A.B. Gorshkov², O.M. Belova⁴

¹Department of astrophysics and stellar astronomy, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University Moscow 119991, Russia

²Sternberg State Institute of Astronomy, Moscow State University

Moscow 119234, Russia

³Astronomical Institute of the Czech Academy of Sciences, Ondřejov, 251 65, The Czech Republic

⁴Department of experimental astronomy, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Moscow 119991, Russia

E-mail: ^a malyutinv@list.ru, ^b jurij.kupriakov@asu.cas.cz

The solar flare SOL2015-10-01 was observed by us at the Astronomical Institute of the Czech Academy of Sciences on HSFA-2 – a horizontal setup for solar research. After processing the spectra, the integral radiation fluxes in the H α , H β , H ε hydrogen lines, D3 helium line, violet $\lambda = 3968$ Å and infrared $\lambda = 8542$ Å calcium lines were determined. The flare in question had two characteristic cores and the fluxes from each of them were determined during processing. Within the framework of the heated gas model, a theoretical calculation of the plasma parameters was performed taking into account the physical conditions in the chromosphere, including self-absorption in the spectral lines. Comparison of six lines at once allowed us to restore the temperature, density and spatial structure of the radiating gas with a high degree of confidence. The gas is found out to be inhomogeneous via temperature. The reconstructed values of gas concentration exceed typical prominence values by more than an order of magnitude. One should consider the chromospheric origin of the emitting gas.

PACS: 97.10.Ex, 96.60.th, 96.60.Na. Keywords: chromosphere, spectral lines, radiation flux, heated gas model. Received 2023. English version: Moscow University Physics Bulletin. 2025. 80, No. 1. Pp. .

Сведения об авторах

- 1. Малютин Виктор Александрович аспирант; e-mail: malyutinv@list.ru.
- 2. Купряков Юрий Алексеевич канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (495) 939-16-63, e-mail: jurij.kupriakov@asu.cas.cz.
- 3. Бычков Константин Вениаминович доктор физ.-мат. наук, вед.. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-16-72, e-mail: bychkov@sai.msu.ru.
- Горшков Алексей Борисович канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (495) 939-48-90, e-mail: gorshkov@sai.msu.ru.
- Белова Оксана Михайловна канд. физ.-мат. наук, ассистент; тел.: (495) 939-16-72, e-mail: belova.oksana@physics.msu.ru.