

УДК 523.9

Необходимость модели ударной волны для объяснения излучения вспышки 21 апреля 2017 года в линиях кальция и водорода

Ю.А. Купряков^{1,2}, В.А. Малютин¹, К.В. Бычков¹, А.Б. Горшков¹, О.М. Белова¹

¹ Астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
kupry@asu.cas.cz

² Astronomical Institute, Academy of Sciences of the Czech Republic, Ondřejov, Czech Republic

Поступила в редакцию 26 ноября 2025 г.

Аннотация. Мы наблюдали остатки вспышки класса B6.2 в активной области NOAA 12651 на спектрографе HSFA обсерватории Ondřejov в спектральных линиях кальция и водорода. После обработки спектров были определены интегральные потоки излучения в линиях $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$, $\text{H}\varepsilon$, H CaII и IR CaII (8542 Å). С учетом условий хромосферы выполнено теоретическое восстановление параметров газа по его излучению в указанных спектральных линиях. С помощью оригинальной модели атомных систем водорода и ионизированного кальция было проведено моделирование интегральных потоков в приведенных выше линиях. Показано, что для объяснения наблюдавшихся потоков излучения необходимо применить комбинацию двух механизмов: стационарный нагрев и ударные волны.

Ключевые слова: хромосфера, вспышка, ударная волна, поток излучения, однородный слой нагретого газа

1 Введение

Необходимость хромосферных наблюдений вспышек можно объяснить тем, что спектр солнечной вспышки достигает пиков в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах, что делает солнечную хромосферу доминирующим источником излучения в солнечной вспышке (Neidig, 1989). Заряженные частицы, ускоренные во вспышках, могут ионизовать и нагревать хромосферный газ. Это происходит двумя способами: генерацией ударной волны, как в модели Костюк, Пикельнер (1974), либо прострельными ионами и электронами (для вспышек красных карликов эта модель рассматривается в Гринин и др., 1993). Кроме того, вполне возможно одновременное повышение потока магнитогидродинамических волн из конвективной зоны, что увеличивает нагрев хромосферы за счет джоулевой диссипации и образования слабых ударных волн.

Первые приближенные модели вспышек, учитывающие перенос излучения в линиях, были описаны в работах Fisher et al. (1985a, b). В последние годы применяется код RADYN (Abbett, Hawley, 1999; Carlsson, Stein, 2002), разработанный в Университете Осло. Он широко используется исследователями для моделирования излучения вспышек (например, Song et al., 2023).

Представленные нами в Купряков и др. (2024, 2025) модели физических процессов, которые обуславливают излучение в спектральных линиях водорода и кальция, позволили объяснить результаты наблюдений вспышек в предположении стационарного нагрева плазмы с помощью джоулевой диссипации. Настоящее исследование ставит целью расширить возможности нашей модели и найти объяснение наблюданной формы спектров солнечной вспышки 2017-04-17 в линиях водорода и кальция, которые невозможно истолковать в рамках только одной модели стационарного нагрева. В связи с этим мы рассмотрим модель высвечивания газа позади фронта ударной волны.

2 Наблюдения и обработка

Вспышка 21 апреля 2017 г. в активной области NOAA 12651 с гелиоцентрическими координатами N12 E35 (рис. 1) началась в 12:06, достигла максимального значения B6.2 в 12:16 и закончилась в 12:26 UT. На рис. 1 показано изображение хромосфера на щели спектрографа HSFA и фильтрограмма в линии 304 Å. На снимках можно проследить положение ядер вспышки. Диапазон наших наблюдений охватывает период 12:29:04 – 12:30:00 UTC, как видно из рис. 2, уже на фазе спада рентгеновского излучения. Наблюдения проводились нами на горизонтальной установке для исследования Солнца (HSFA; Kotrč, 2009) в обсерватории Ondřejov Астрономического института Чешской академии наук. Были получены спектральные наблюдения в линиях водорода H α , H β , H ε и кальция H CaII, IR CaII ($\lambda = 8542 \text{ \AA}$). На рис. 3 в качестве примера приведены спектры H CaII и H α .

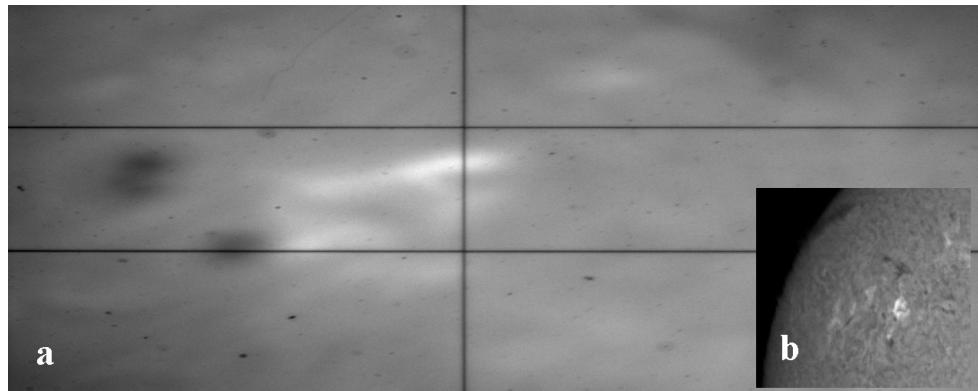


Рис. 1. Изображение на щели спектрографа в линии H α (MFS, панель а), SDO-изображение 304 Å He II в момент 13:14:32 UT (панель б). Горизонтальные линии служат для определения масштаба, вертикальная линия показывает положение щели спектрографа

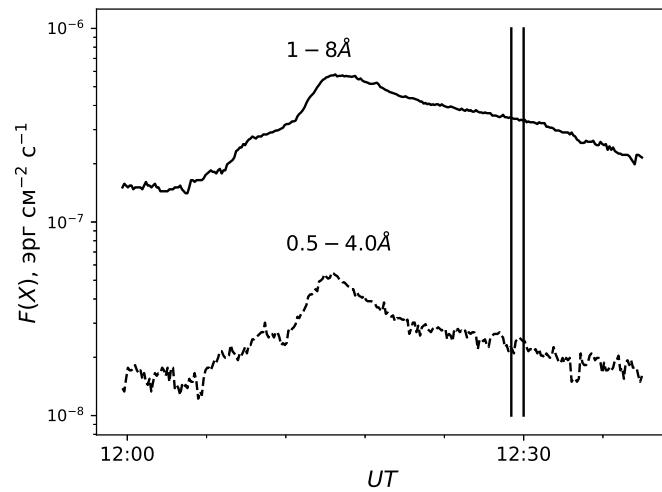


Рис. 2. Рентгеновская кривая блеска GOES. Вертикальными линиями отмечен временной интервал наших наблюдений вспышки

После учета темнового тока и плоского поля мы получили профили линий как в активной области, так и в области спокойного Солнца, а затем рассчитали потоки излучения в линиях (рис. 4). Для уменьшения ошибки в определении потоков мы сузили область усреднения вдоль щели, чтобы уменьшить усреднение по областям с разными физическими условиями. Мы оцениваем ошибку в

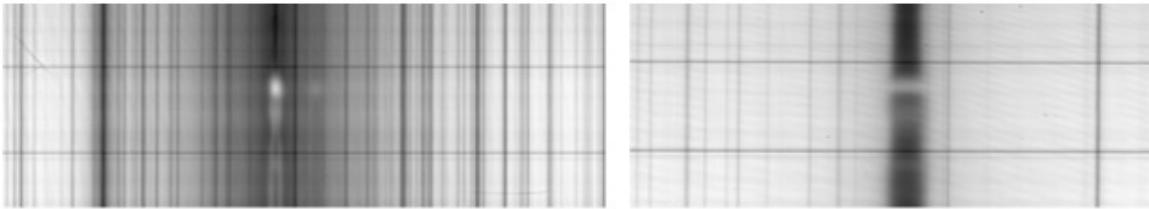


Рис. 3. Спектры линий H CaII (слева) и H α (справа)

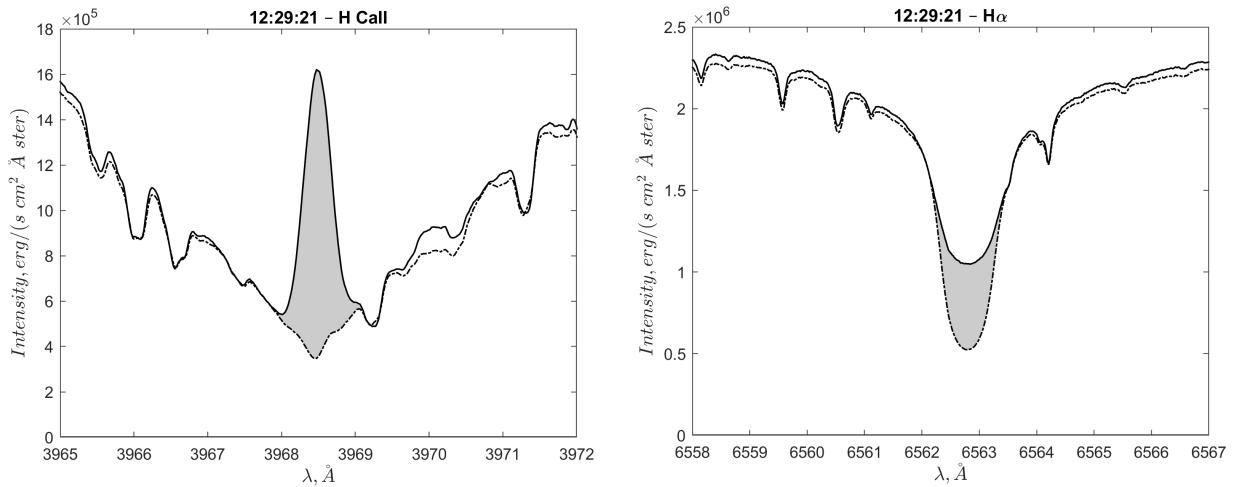


Рис. 4. Интегральные потоки в линиях H CaII (слева) и H α (справа)

определении потоков для H α , H CaII, IR CaII в 5%, для H β – в 15%. Ошибка определялась сравнением полученных профилей с эталонным из атласа солнечного спектра (Delbouille et al., 1973), где интенсивность представлена в процентах от уровня непрерывного спектра. Измеренные значения потоков излучения F в спектральных линиях в три момента времени приведены в таблице 1.

Таблица 1. Определенные значения потоков в эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$, а также средние лучевые скорости V_D (км/с) излучающего газа

| Time | 12:29:04 | 12:29:21 | 12:30:00 |
|--------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| H α | $4.25 \cdot 10^6$ | $5.50 \cdot 10^6$ | $5.07 \cdot 10^6$ |
| H β | $1.08 \cdot 10^6$ | $1.40 \cdot 10^6$ | $1.09 \cdot 10^6$ |
| H ϵ | $7.40 \cdot 10^5$ | $9.06 \cdot 10^5$ | $4.73 \cdot 10^5$ |
| H CaII | $5.86 \cdot 10^6$ | $7.05 \cdot 10^6$ | $6.40 \cdot 10^6$ |
| IR CaII | $3.48 \cdot 10^6$ | $3.22 \cdot 10^6$ | $3.15 \cdot 10^6$ |
| V_D | +30.8 | +30.3 | +31.2 |

3 Расчет излучения газа

Мы рассмотрим два способа нагрева газа, излучающего в спектральных линиях: джоулеву диссипацию и ударные волны. Оба механизма действуют в стационарной хромосфере при прохождении магнитогидродинамических волн, генерируемых, например, в конвективной зоне. Ударные волны могут образоваться при “опрокидывании” быстрой и медленной магнитозвуковых волн.

3.1 Модель стационарных слоев

В модели стационарного состояния газа мы задаем температуру, плотность и толщину слоя излучающего газа, вычисляя теоретические потоки и добиваясь, чтобы они были максимально близки к наблюдаемым.

Теоретическое восстановление параметров излучающего газа для данной вспышки уже выполнялось нами ранее по трем бальмеровским линиям $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$ и $\text{H}\varepsilon$ в рамках модели стационарного неоднородного газа (Купряков и др., 2025). Неоднородность газа была представлена в виде двух слоев: дальнего от наблюдателя, плотного и холодного, и ближнего, разреженного и нагретого (см. строки $n_{1,2}$ и $T_{1,2}$ таблицы 2). При этом дальний слой обеспечил требуемое отношение $F(\text{H}\varepsilon)/F(\text{H}\beta)$, а ближний – отношение $F(\text{H}\alpha)/F(\text{H}\beta)$.

Таблица 2. Теоретические значения потоков в эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ и параметры газа в стационарном приближении. Индекс 1 у параметров соответствует дальнему слою, индекс 2 – ближнему слою от наблюдателя. Моменты времени указаны в UTC. Концентрация газа N указана в см^{-3} , толщина слоев L – в км, температура газа T – в К, турбулентная скорость v_t – в км/с

| Время (UTC) | 12:29:04 | 12:29:21 | 12:30:00 |
|-----------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| $F(\text{H}\alpha)$ | $4.25 \cdot 10^6$ | $5.58 \cdot 10^6$ | $5.08 \cdot 10^6$ |
| $F(\text{H}\beta)$ | $1.36 \cdot 10^6$ | $1.56 \cdot 10^6$ | $1.49 \cdot 10^6$ |
| $F(\text{H}\varepsilon)$ | $7.43 \cdot 10^5$ | $9.06 \cdot 10^5$ | $4.82 \cdot 10^5$ |
| $F(\text{H CaII})$ | $3.47 \cdot 10^6$ | $4.73 \cdot 10^6$ | $4.86 \cdot 10^6$ |
| $F(\text{IR})$ | $4.34 \cdot 10^5$ | $5.72 \cdot 10^5$ | $5.80 \cdot 10^5$ |
| $N_1, \text{ см}^{-3}$ | $1.05 \cdot 10^{13}$ | $2.35 \cdot 10^{13}$ | $9.80 \cdot 10^{12}$ |
| $N_2, \text{ см}^{-3}$ | $5.30 \cdot 10^{10}$ | $6.00 \cdot 10^{10}$ | $5.70 \cdot 10^{10}$ |
| $L_1, \text{ км}$ | 1200 | 1000 | 600 |
| $L_2, \text{ км}$ | 2600 | 3000 | 3000 |
| $T_1, \text{ К}$ | 4000 | 4000 | 3800 |
| $T_2, \text{ К}$ | 6200 | 6000 | 5700 |
| $v_{t1}, \text{ км с}^{-1}$ | 0.0 | 0.0 | 0.0 |
| $v_{t2}, \text{ км с}^{-1}$ | 60.0 | 80.0 | 90.0 |

Но последующее включение наблюдений двух линий иона кальция – резонансной H CaII и инфракрасной IR CaII $\lambda = 8542 \text{ \AA}$ – существенно изменило ситуацию. Обнаружилось (первая и четвертая строки таблицы 1), что поток в линии H CaII больше, чем в линии $\text{H}\alpha$. Этот факт, в совокупности со значительной слабостью линии $\text{H}\beta$ по сравнению с $\text{H}\alpha$ (первая и вторая строки таблицы 1), существенно затрудняет теоретическое объяснение наблюдений в модели стационарного газа. Например, в таблице 2 теоретические потоки в резонансной линии $F(\text{H CaII})$ занижены до двух раз, а в инфракрасной линии – в несколько раз по сравнению с наблюдениями. Малое отношение потоков $F(\text{H}\alpha)/F(\text{H CaII})$ само по себе можно объяснить в рамках стационарного приближения. Это возможно в случае большой (более чем 50) оптической глубины в линии $\text{H}\alpha$ и не слишком большого поглощения в линии кальция.

Для иллюстрации приводим графики на рис. 5, построенные в приближении однородного газа. Верхний график панели (а) рис. 5 получен при условии равенства наблюдаемого и теоретического отношения потоков в линиях $\text{H}\alpha$ и H CaII : $F(\text{H}\alpha)/F(\text{H CaII}) = 0.78$ (момент времени 12:29:21 UTC). Теоретический поток в $\text{H}\alpha$ равен наблюдаемому $5.50 \cdot 10^6$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ при колонковой плотности $\mathcal{N} = 3.56 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$. При такой плотности получается небольшой избыток яркости в инфракрасной линии кальция по сравнению с резонансной: на нижнем графике панели (а) отношение рассчитанных потоков в линиях кальция $F(\text{H CaII})/F(\text{IR CaII})$ равно 1.72 вместо наблюдаемого отношения 2.19. Ослабление линий водорода по сравнению с кальцием связано с большой оптической глубиной газа в линии $\text{H}\alpha$. Действительно, при колонковой плотности $\mathcal{N}_2 = 3.56 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ отношение $F(\text{H}\alpha)/F(\text{H}\beta)$ в расчетах оказывается равным 1.74 (нижний график панели а) вместо наблюдаемого 3.93.

На панели (б) рис. 5 приведены относительные потоки при фиксированном абсолютном потоке в линии H CaII ($7.05 \cdot 10^6$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ в тот же момент времени) при толщине газового слоя 3200 км

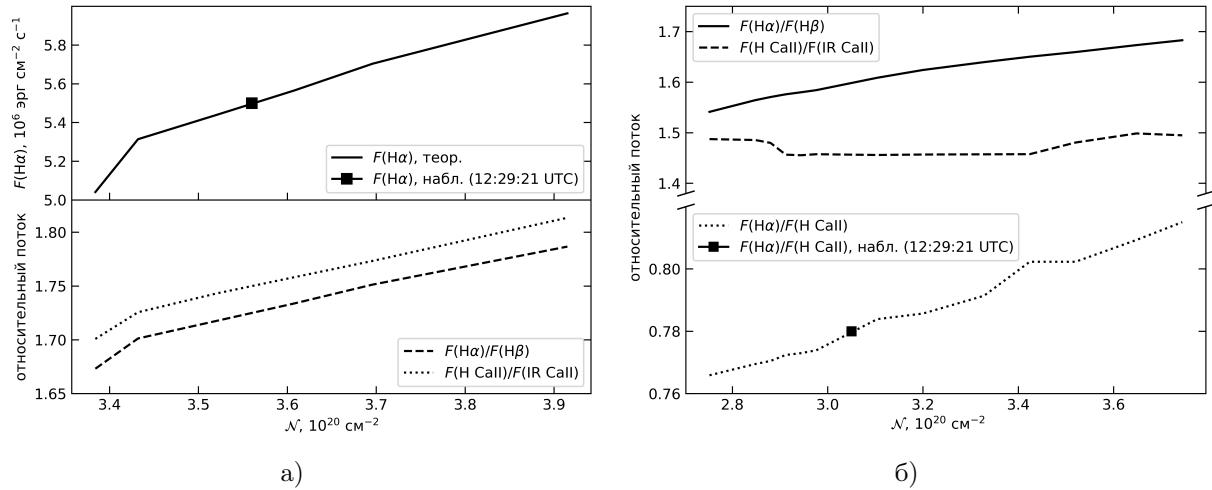


Рис. 5. Панель (а): зависимости теоретических потоков в линиях от колонковой плотности N (см^{-2}) при условии $F(\text{H}\alpha)/F(\text{H CaII}) = 0.78$. На верхнем графике показан абсолютный поток излучения в линии $\text{H}\alpha$ (квадратом отмечено наблюдаемое значение), на нижнем графике – отношения $F(\text{H}\alpha)/F(\text{H}\beta)$ и $F(\text{H CaII})/F(\text{IR Call})$. Панель (б): зависимости теоретических относительных потоков F от колонковой плотности N (см^{-2}) при условии $F(\text{H CaII}) = 7.05 \cdot 10^6 \text{ эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$ (квадратом отмечено наблюдаемое отношение в момент 12:29:21 UTC)

и турбулентной скорости $v_t = 20 \text{ км с}^{-1}$. Диапазон изменения температуры T составляет от 8400 до 10000 К. При других значениях L , T и v_t характер кривых не меняется. Хорошо видно, что согласие теоретического отношения $F(\text{H}\alpha)/F(\text{H CaII})$ с наблюдаемым значением 0.78 (отмечено квадратом на графике) имеет место только при “плоском” бальмеровском декременте ($F(\text{H}\alpha)/F(\text{H}\beta) \approx 1.6$).

Добавление дополнительных слоев газа вдоль луча зрения только ухудшает ситуацию, поскольку отношение потоков $F(\text{H}\alpha)/F(\text{H CaII})$ увеличивается в результате усиливающегося поглощения в линии H CaII .

Итак, мы приходим к выводу, что в модели излучения газа в стационарных условиях не удается получить согласие между наблюдаемыми и теоретическими значениями отношения потоков линий $\text{H}\alpha$ и H CaII в совокупности с наблюдаемым бальмеровским декрементом.

3.2 Высвечивание ударной волны

“Опрокидывание” звуковой волны происходит при скоростях, сравнимых со скоростью звука или магнитного звука (Пикельнер, 1966; Зельдович, Райзера, 2008). Кроме того, теоретические скорости не должны превышать наблюдаемый разброс скоростей. Примем скорость ударной волны в диапазоне $15 \text{ км/с} < u_0 < 25 \text{ км/с}$. На вязком скачке энергия направленного движения невозмущенного газа вследствие упругих столкновений и рассеяния плазменных волн частично превращается в тепло, его температура и плотность позади скачка определяются адиабатой Гюгонио. По предположению, состояние возбуждения и степень ионизации при прохождении скачка не меняются. Внутреннее состояние газа позади фронта вначале меняется нестационарно, то есть ионизация и возбуждение определяются не только локальными значениями температуры и плотности, но и всей эволюцией элемента газа с момента прохождения фронта. По мере оттока от фронта газ сначала ионизуется и возбуждается, затем рекомбинирует. В конце концов после высвечивания полученной на фронте энергии устанавливается стационарное состояние газа, поддерживаемое излучением фотосферы. Излучение фотосферы имитируем чернотельным, температуру которого обозначим T_* , приняв ее величину равной 5700 К.

3.3 Особенности излучения ударной волны

Нагрев на фронте ударной волны отличается от джоулевой диссипации нестационарностью, которую проиллюстрируем на рис. 6. Здесь приведена зависимость отношений $\xi_i = N_i/N_{si}$ и $\zeta = x/x_s$ от пройденного фронтом расстояния при $t < 1$ сек, где N_i , $i = 3, 4$ – населенности возбужденных уровней атома водорода, x – его степень ионизации, а “квазистационарные” переменные N_{si} и x_s вычислялись как функции мгновенных значений температуры и плотности по формулам стационарной модели. Хорошо видно, что населенности третьего и четвертого уровней в оттекающем от фронта газе существенно ниже своих квазистационарных значений. С другой стороны, расчетные значения населенности верхнего уровня $4p_{1/2}$ перехода линии H CaII показали, что они очень близки к своим квазистационарным значениям, отличаясь от них не более чем на один-два процента. По-видимому, это обусловлено значительно более низкой энергией возбуждения уровня $4p_{1/2}$, чем у возбужденных состояний водорода. Низкая по сравнению со стационарной населенность третьего уровня атома может послужить причиной относительного понижения потока в линии H α .

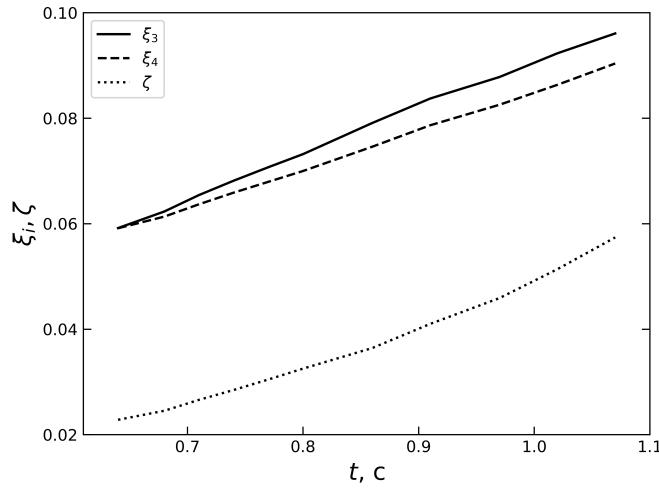


Рис. 6. Отношения ξ_i динамических населенностей водорода к соответствующим стационарным населенностям и отношение ζ соответствующих состояний ионизации водорода в зависимости от времени t , прошедшего с момента пересечения фронта

Потоки излучения в линиях зависят от нескольких факторов. Для концентрации невозмущенного газа n_0 примем диапазон $10^{12} \text{ см}^{-3} < n_0 < 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Возможное влияние излучения в линиях лаймановской серии старше Ly α на фотоионизацию CaII имитируется чернотельной температурой T_{Ca} . Коэффициент поглощения в спектральных линиях зависит от разброса скоростей, в который входит турбулентная скорость v_t . В рассматриваемой задаче турбулентная скорость может проявляться как колебания сильного магнитного поля, вдоль которого движется газ и переносится тепло. Альвеновская скорость в таком поле значительно выше наблюдаемого масштаба скоростей, следовательно движения, обусловленные сильным полем, происходят адиабатически. Для турбулентной скорости мы приняли диапазон $0 < v_t < 25 \text{ км с}^{-1}$. Включили в число входных параметров также слабый, порядка (1–3) Гс, компонент магнитного поля H_0 , перпендикулярный скорости потока вещества. Он слегка уменьшает диссипацию на вязком скачке, а также сжатие газа по мере высвечивания. Проведенные нами расчеты показали, что магнитное поле практически не влияет на излучение. Мы ввели также параметр t_{fin} , который ограничивает длительность теоретического времени высвечивания газа. Полное формирование излучения длится до пяти минут, что может значительно превышать временные масштабы солнечной вспышки. Так, во время наших наблюдений ситуация заметно менялась за две-три минуты. К тому же появляется влияние стационарного свечения, обусловленное подсветкой со стороны фотосферы и не связанное непосредственно с ударной волной. Мы приняли t_{fin} равным одной минуте, ей соответствует длина формирования излучения в несколько сотен километров.

4 Результаты

В таблице 3 приведены потоки в линиях $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$ водорода, в резонансной H и инфракрасной (8542 \AA) линиях иона кальция.

Таблица 3. Теоретические потоки излучения в линиях F за фронтом ударной волны в эрг $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$

| $u_0, \text{ км с}^{-1}$ | $n_0, \text{ см}^{-3}$ | $v_t, \text{ км с}^{-1}$ | $F(\text{H}\alpha)$ | $F(\text{H}\beta)$ | $F(\text{H CaII})$ | $F(\text{IR CaII})$ |
|--------------------------|------------------------|--------------------------|---------------------|--------------------|--------------------|---------------------|
| 25 | $3 \cdot 10^{12}$ | 15 | $2.6 \cdot 10^6$ | $6.6 \cdot 10^5$ | $5.7 \cdot 10^6$ | $2.8 \cdot 10^6$ |
| 20 | $6 \cdot 10^{12}$ | 15 | $2.1 \cdot 10^6$ | $6.1 \cdot 10^5$ | $6.2 \cdot 10^6$ | $3.5 \cdot 10^6$ |
| 15 | $6 \cdot 10^{12}$ | 20 | $2.2 \cdot 10^6$ | $4.0 \cdot 10^5$ | $5.6 \cdot 10^6$ | $3.6 \cdot 10^6$ |

Из анализа данных таблицы мы можем сделать следующие выводы. Наблюдаемые в данной вспышке потоки в линиях водорода и кальция объясняются сочетанием двух механизмов – стационарного нагрева и ударных волн. Линии бальмеровской серии формируются в основном за счет стационарного нагрева, а линии иона СaII – путем высвечивания ударных волн.

5 Обсуждение

Излучение вспышки 2017-04-21 в пяти линиях водорода и кальция для своего объяснения требует рассмотрения нескольких физических процессов. Стационарная модель объясняет линии бальмеровской серии, но в ней не удается получить одновременно большие отношения $F(\text{HCaII})/F(\text{H}\alpha)$ и $F(\text{H}\alpha)/F(\text{H}\beta)$. Гипотеза слабой ударной волны позволила решить проблему сильной линии кальция. В разных частях излучающей области есть участки, где имеет место стационарный нагрев и области, где высвечиваются ударные волны. Излучение ударной волны формируется внутри области размером около двухсот километров. В то же время подгоночное значение толщины газа при стационарном нагреве оказывается на порядок величины больше и, согласно таблице 2, составляет $(3 \div 4) \cdot 10^3$ км. Даже снизив температуру газа первого слоя до $(3000 \div 3500)$ К, мы получаем толщину около 1300 км, что все еще представляется завышенным. Это указывает на необходимость учета дополнительных источников энергии, таких как нетепловые электроны. Их влияние будет рассмотрено в отдельной работе.

Природа самой ударной волны может быть связана как с газом, идущим сверху из короны, так и с энергией, поступающей из глубины. Это может быть результатом торможения потока возмущенного газа из короны, как в упомянутой модели Костюк и Пикельнера, либо следствием “опрокидывания” медленных магнитозвуковых волн, идущих из конвективной области. Скорее всего, одновременно присутствуют ударные волны обоих типов, внося свой вклад в той или иной степени. Нам важен допустимый диапазон скоростей газа, следующий из наблюдений доплеровских смещений. Согласно данным последней строки таблицы 1, доплеровские скорости излучающего газа положительны, поэтому, по-видимому, превалирует вклад газа, идущего из короны.

6 Выводы

- Гипотеза стационарного излучения нагретого газа не позволяет объяснить наблюдаемое отношение потоков в линиях $\text{H}\alpha$ и H CaII : теоретическое значение $F(\text{H}\alpha)/F(\text{H CaII})$ приблизительно вдвое меньше наблюдаемого.
- Гипотеза слабой ударной волны позволяет получить согласие теоретического отношения потоков $F(\text{H}\alpha)/F(\text{H CaII})$ и $F(\text{H CaII})/F(\text{IR CaII})$ с наблюдаемыми.
- Ни один из двух рассмотренных механизмов излучения не может сам по себе объяснить наблюдения, что говорит о комбинации стационарного и нестационарного процессов в излучающем газе.

Благодарности. Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова. Авторы благодарят коллеги из Solar Dynamics Observatory (SDO), GOES и Ondřejov Observatory за предоставленную возможность проведения наблюдений и использование данных.

Литература

- Гринин В.П., Лоскутов В.М., Соболев В.В., 1993. Астрон. журн. Т. 70. С. 350. [Grinin V.P., Loskutov V.M., Sobolev V.V., 1993. Astron. zhurn., vol. 70, p. 350. (In Russ.)]
- Зельдович Я.Б., Райзэр Ю.П., 2008. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит. [Zel'dovich Ya.B., Raizer Yu.P., 2008. Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena. Moscow: Fizmatlit. (In Russ.)]
- Костюк Н.Д., Пикельнер С.Б., 1974. Астрон. журн. Т. 51. С. 1002. [Kostyuk N.D., Pikel'ner S.B., 1974. Astron. zhurn., vol. 51, p. 1002. (In Russ.)]
- Куприяков Ю.А., Бычков К.В., Белова О.М. и др., 2024. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. Т. 79. № 2. С. 2420801. [Kupryakov Yu.A., Bychkov K.V., Belova O.M., et al., 2024. Moscow Univ. Phys. Bull., vol. 79, iss. 2, p. 2420801. (In Russ.)]
- Куприяков Ю.А., Малютин В.А., Бычков К.В. и др., 2025. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. Т. 80. № 3. С. 2530801. [Kupryakov Yu.A., Maliutin V.A., Bychkov K.V., et al., 2025. Moscow Univ. Phys. Bull., vol. 80, iss. 3, p. 2530801. (In Russ.)]
- Пикельнер С.Б., 1966. Основы космической электродинамики. М.: Наука. [Pikel'ner S.B., 1966. Fundamentals of cosmic electrodynamics. Moscow: Nauka. (In Russ.)]
- Abbott W.P., Hawley S.L., 1999. Astrophys. J., vol. 521, p. 906.
- Carlsson M., Stein R.F., 2002. Astrophys. J., vol. 572, p. 626.
- Delbouille L., Roland G., Neven L., 1973. Photometric Atlas of the Solar Spectrum from 3000 to 10000 Å. Liège: Institut d'Astrophysique de l'Université de Liège.
- Fisher G.H., Canfield R.C., McClymont A.N., 1985a. Astrophys. J., vol. 289, p. 414.
- Fisher G.H., Canfield R.C., McClymont A.N., 1985b. Astrophys. J., vol. 289, p. 434.
- Kotrč P., 2009. Cent. Eur. Astrophys. Bull., vol. 33, p. 327.
- Neidig D.F., 1989. Solar. Phys., vol. 121, p. 261.
- Song De-Ch., Tian J., Li Y., et al., 2023. Astrophys. J. Lett., vol. 952, p. L6.

Shock wave simulation to explain the 2017-04-21 solar flare emission in the calcium and hydrogen lines

Yu.A. Kupryakov^{1,2}, V.A. Maliutin¹, K.V. Bychkov¹, A.B. Gorshkov¹, O.M. Belova¹

¹ Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Universitetsky pr. 13, 119234 Moscow, Russia
kupry@asu.cas.cz

² Astronomical Institute, Academy of Sciences of the Czech Republic, Ondřejov, Czech Republic

Abstract. We report on observations of the remnants of a B6.2-class flare in NOAA AR 12651 using the HSFA spectrograph at the Ondřejov Observatory in the spectral lines of calcium and hydrogen. After processing the spectra, the integrated radiation fluxes in the H α , H β , H ε , H CaII, and IR CaII (8542 Å) lines were determined. Taking into account the chromospheric conditions, we performed a theoretical reconstruction of the gas parameters from its radiation in the mentioned spectral lines. Using an original model of the atomic systems of hydrogen and ionized calcium, we carried out a simulation of the integrated fluxes in the these lines. It is shown that in order to explain the observed radiation fluxes, it is necessary to apply a combination of two mechanisms: stationary heating and shock waves.

Key words: chromosphere, flare, shock wave, radiation flux, homogeneous layer of heated gas