

Выявление неоднородной структуры надфотосферных образований по наблюдениям в пяти линиях водорода, гелия и кальция на примере протуберанца 22.10.2013

В. А. Малютин^{1,*}, О. М. Белова^{2,†}, К. В. Бычков³, А. Б. Горшков³, Ю. А. Купряков^{3,4}

¹ *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра астрофизики и звездной астрономии Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

² *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра экспериментальной астрономии Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

³ *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. Штернберга Россия, 119234, Москва, Университетский проспект, д. 13*

⁴ *Астрономический институт Чешской Академии наук. Чехия, Ондржейов (Поступила в редакцию 27.10.2023; подписана в печать 04.12.2023)*

На горизонтальной солнечной установке HSFA-2 обсерватории Ондржейов (Астрономический институт Чешской Академии наук) измерены потоки излучения спокойного протуберанца для четырёх моментов времени в линиях водорода $H\alpha$, $H\beta$, линии D3 атома гелия, резонансной H и инфракрасной $\lambda = 8542 \text{ \AA}$ линий иона CaII. При вычислении теоретических потоков в этих линиях принята модель газа, прозрачного в континууме, но с самопоглощением в частотах дискретных переходов. Плотность, размеры и температура разных слоёв протуберанца определялись путём приближения теоретических потоков к наблюдаемым. Сопоставление сразу по пяти линиям позволило с большой степенью уверенности восстановить физические условия в излучающем газе, включая исследование степени его однородности. В трёх эпизодах из четырёх наблюдения можно объяснить только в модели неоднородного газа.

PACS: 97.10.Ex, 96.60.th. УДК: 524.3.

Ключевые слова: протуберанец, бальмеровская серия водорода, линии гелия HeI, линии иона кальция CaII.

ВВЕДЕНИЕ

Протуберанцы наблюдаются в хромосфере и переходном слое, отличаясь от окружающей плазмы как правило большей плотностью и меньшей температурой. Эти образования исследуются в широком электромагнитном диапазоне: от ультрафиолетовых лучей до радио. Попытки уточнить значения параметров их плазмы с появлением новых приемников и возможностей космических аппаратов предпринимаются многими исследователями.

Наблюдения протуберанцев с помощью солнечного спектрографа Fast Imaging Solar Spectrograph (обсерватория Big Bear) и последующая обработка нелинейным методом наименьших квадратов для модели переноса излучения дали возможность определить температуру вещества протуберанца [1]. По доплеровскому уширению линий $H\alpha$ и иона CaII были определены отдельно температура и нетепловая скорость. Диапазоны этих величин составляли 4000–20000 K и 4–11 км/с соответственно. Также было обнаружено, что температура сильно варьировалась от точки к точке в пределах одного протуберанца.

В последнее время с появлением субмиллиметровых приемников Atacama (Atacama Large Millimeter

array — ALMA) появилась возможность проверить потенциальную диагностику плазмы солнечного протуберанца. Как отмечено в [2], сотрудники ALMA вычисляют яркостные температуры в диапазоне длин волн, доступных солнечным наблюдателям, а именно 2.6–3.6 мм и 1.1–1.4 мм, а затем изучают, как отношение яркостных температур на двух частотах можно использовать для оценки оптической толщины и меры эмиссии изотермических и неизотермических протуберанцев.

В [3] протуберанцы наблюдались одновременно спектрографом с изображением области интерфейса (IRIS) и многоканальным спектрографом (MSDP), работающим на Медонской обсерватории. Были вычислены изотермические и изобарические одномерные модели протуберанца в не-ЛТР приближении (ЛТР — локальное термодинамическое равновесие). Приведенные результаты показывают, что протуберанец представляет собой низкотемпературную структуру, в основном ниже 10000 K, с некоторыми отклонениями до более высоких значений (18000 K), но также и с довольно низкими температурами (около 5000 K). Скорость микротурбулентности обычно низкая, ее максимум достигает около 8 км/с, а значения плотности электронов составляют порядка 10^{10} см^{-3} . Исследуемый протуберанец оптически достаточно тонкий в линии $H\alpha$ и оптически толстый в линиях Mg II.

В [4] авторы сообщают о наблюдениях скоростей протуберанцев в широком диапазоне температур и с высокой временной частотой. Наблюдения проводились

* malyutin@list.ru

† belova.oksana@physics.msu.ru

с использованием наборов данных, полученных с помощью коронального диагностического спектрометра (SOHO/CDS) в режиме широко-щелевой перекрывающейся диаграммы в линиях He I, O V и Mg IX, в полосах 1216 и 1600 Å, а также в линии H α (шведский вакуумный солнечный телескоп — SVST на Ла-Пальме). Были замечены движения, которые длились от 3 до 20 мин, причем образования проходили в атмосфере расстояния до 10⁵ км. Большинство из них, но не все, были горизонтальными. Во многих случаях авторам удавалось наблюдать одни и те же движения в диапазоне температур от 20000 до 250000 К или от 10000 до 100000 К.

Вместе с наблюдениями интенсивно развивается моделирование. Сетка моделей протуберанца разрабатывалась в [5], а далее на ее основе рассчитывалось излучение в линиях водорода, гелия и кальция [6–8]. В упомянутом ряде работ рассматриваются плоскопараллельные слои газа, стоящие вертикально над солнечной поверхностью. Луч зрения находится перпендикулярно этим слоям. Входными параметрами модели являются температура, газовое давление, микротурбулентная скорость, которые не меняются в толще одного слоя. Такой протуберанец облучается с двух сторон полем излучения, характерным для солнечного диска, с фактором дилуции, зависящим от высоты слоев над диском. Поле излучения диска очень важно как краевое условие для уравнений переноса, о которых говорится в упомянутых статьях. И в них, и в более поздних работах, как например в главах 3 и 5 книги [9], развивается подход, в котором рассматривается излучение газа как в модели среды, прозрачной в спектральных линиях, так и в среде с учётом самопоглощения; в частотах непрерывного спектра протуберанец считается оптически тонким. Этот подход подразумевает, что одновременно с решением уравнений переноса в спектральных линиях рассматриваются уравнения баланса для уровней дискретного и непрерывного спектра ионов и атомов. Такая постановка задачи требует знания по возможности полного набора атомных данных химических элементов.

В [10] исследуется сходимость в задаче лучистого переноса в линиях с помощью программы MALI-L. Применялась модель водорода с тремя ($n=3$) и шестью ($n=6$) дискретными уровнями. В уравнениях детального баланса вслед за [11] скорости ударных процессов либо считаются постоянными, либо резко уменьшающимися в узком слое возле поверхности среды. Проверка работы MALI-L также произведена на модели 11- и 19-уровневого атома гелия ($n=3, 4$). Данные радиационных переходов взяты из [12], скорости ударных процессов посчитаны на базе сечений из [13].

В [5] моделируется излучение линий водорода в упомянутой выше модели протуберанца. Модель атома водорода включает 20 дискретных уровней. Атомные данные взяты из [14]. Авторы приводят результаты вычислений на сетке из 140 моделей со значениями физических параметров, характерных для протуберан-

цев. Используемые в этой работе расчеты и атомные данные обобщены в код, описанный в [15].

В работе [6] рассчитываются профили и потоки резонансных линий и инфракрасного триплета иона CaII. Модель кальция содержит 3 состояния ионизации: CaI, 5-уровневый ион CaII, CaIII. Устанавливается связь между интенсивностями в линиях и физическими условиями слоев газа. В результате ионизации кальция интенсивность быстрее уменьшается с ростом температуры в линиях CaII, чем в линиях водорода, поэтому отношение интенсивностей CaII и H β можно использовать как индикатор температуры. Отношение между интенсивностями резонансной (CaII H) и инфракрасной ($\lambda = 8542$ Å) линий главным образом зависит от их оптической толщины. При большом давлении и низкой температуре обнаружено, что $F(\text{CaII}(8542))/F(\text{H}\beta)$ увеличивается с ростом давления. Используя код HYDR, созданный на базе упомянутой работы [5], авторы выполнили часть задачи, связанную с водородом (населенности, электронную плотность и средние интенсивности на разных глубинах слоя протуберанца). Атомные данные CaII во многом взяты из [16]. Отмечена важность учета квантов лаймановской серии при фотоионизации CaII с возбужденных уровней.

В работе [7] представлено моделирование спектра гелия в не-ЛТР приближении. Так же как в [6], сначала авторы решают водородную задачу: находят электронную плотность, населенности уровней, а также водородный спектр, излучаемый протуберанцем. С учетом полученных результатов считают детальный баланс системы HeI-HeII и лучистый перенос в линиях гелия. Модель гелия включает 29 дискретных уровней атома ($n < 6$), 5 уровней иона HeII и ион HeIII. Энергетические уровни и веса атома взяты из [12]; эффективные силы ударов, коэффициенты ударной ионизации и вероятности радиационных переходов — из [17, 18]; коэффициенты штарковского уширения — из [19, 20]; сечения фотоионизации — из TOPBASE [21]. Авторы отдельно представляют отношение потоков $F(\text{HeI D3})/F(\text{H}\beta)$. Отношение уменьшается с ростом толщины слоя. Поток $F(\text{HeI D3})$ увеличивается с ростом толщины медленнее, чем $F(\text{H}\beta)$. Отношение $F(\text{HeI D3})/F(\text{H}\beta)$ не очень чувствительно к температуре при низком давлении. При фиксированной температуре увеличение давления приводит к уменьшению отношения из-за уменьшения содержания иона гелия. При значительном давлении большую величину отношения можно получить только при большой температуре. Если увеличивать полную столбцовую массу ($\text{H}\beta$ ярчает), то протуберанец станет оптически толстым в лаймановском континууме, ионизирующее и возбуждающее излучение не проникает глубоко в слои, что уменьшает состояние ионизации гелия. Рост давления имеет тот же эффект: усиливается процесс рекомбинации, что снижает содержание HeII, линия HeI D3 слабеет. Наконец, спад температуры ведет к уменьшению состояний ионизации водорода и гелия (рост оп-

тической толщины лаймановского континуума). Рекомбинация из основного состояния HeII является главным механизмом населения триплетных уровней. Вывод авторов состоит в том, что по мере роста плотности водорода гелий становится в основном нейтральным, особенно в центре слоя, где значительно ослаблен ультрафиолетовый континуум.

В работе [8] исследуется теоретическая зависимость отношения $F(\lambda 8542)/F(H\beta)$ от газового давления, в особенности интересно продление этой корреляции для больших давлений. Расчеты включают два этапа: формирование спектра водорода по методике из [5], а также формирование кальциевых линий, как это описано в [6]. Авторы особо отмечают влияние внутреннего поля излучения на фотоионизацию иона CaII, что значительно повышает содержание иона CaIII по отношению к CaII, в результате при низких давлениях линии кальция оказываются слабее. Авторы провели расчеты для большой сетки моделей, охватывающей значительный интервал температур, газового давления, геометрической толщины, микротурбулентной скорости и высот протуберанца. В работе используются два независимо созданных кода. Первым является PROM4 [15], второй из них основан на коде MALI и описан в [22]. Если части расчетов, связанные с водородом, в этих кодах разные, то модель кальция используется одинаковая.

Более поздняя работа [23] подробно рассматривает событие перед вспышкой в частотах линии H α с моделированием профилей и полных потоков в этой линии.

Настоящая работа включает 6 глав. В главе 1 описываются наблюдаемые спектры, процедура их редукции и интегральные потоки в линиях. В главе 2 описывается методика расчетов, оговариваются атомные данные. Глава 3 посвящена результатам расчетов, в главе 4 проводится краткая дискуссия.

1. НАБЛЮДЕНИЯ

В работе представлены наблюдения спокойного протуберанца, расположенного на северо-западном лимбе Солнца. Гелиографические координаты $X = -900$; $Y = 321$. Весь материал был получен авторами 22 октября 2013 г. в 10:39–11:07 UT на горизонтальном солнечном телескопе HSFA-2 Чешской Академии Наук (Ondřejov observatory). Главное зеркало телескопа имеет диаметр 500 мм и фокусное расстояние 35 м. Щель спектрографа имеет размер 100 мм/0.8 мкм; в качестве диспергирующего элемента используется дифракционная решетка Ричардсона (Spectra-Physics) с периодом 1200 штрихов на мм и углом блеска 17.5°. В области линии H α дисперсия составляет около 0.01 Å/пиксель, в области H CaII — 0.004 Å/пиксель; разрешение спектрографа около 247000 [24], [25]. Качество изображения составило 1 сек. дуги, дрожание — 1–2 сек. Длительность экспозиции — 0.3 сек. Для обработки отбирались лучшие кадры. Регистрировались пото-

ки в спектральных линиях H CaII, H β , HeI D3, H α и Ca IR $\lambda 8542$.

Изображение исследуемого нами протуберанца приведено на рис. 1. Высота протуберанца над диском Солнца была равна почти 50000 км. При наблюдениях мы выбирали области, расположенные в различных его частях, что соответствует четырем моментам времени наблюдений. После стандартной калибровки спектров, учитывавшей кадры темнового (dark-frame) и плоского (flat-field) полей, мы определили значения потоков в указанных спектральных линиях. На рис. 2 приведены спектры в 5 линиях, которые использовались для обработки. Пример обработанной линии приведен на рис. 3, заштрихованная часть изображения соответствует потоку в линии H α , сплошная линия показывает спектр протуберанца, штрих-пунктирная линия — спектр с вычетом уровня спокойной хромосферы.

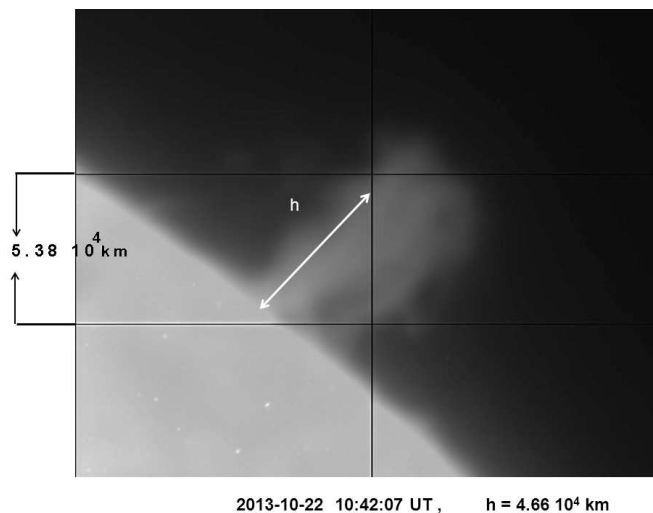


Рис. 1. Изображение протуберанца в линии H α на щели спектрографа HSFA-2. Черными стрелками отмечено расстояние между реперными линиями, белым отрезком со стрелками — расстояние от диска до точки фотометрического разреза; вертикальная линия соответствует положению щели спектрографа

Полученные в ходе обработки потоки приведены в табл. 1.

2. РАСЧЁТ ИЗЛУЧЕНИЯ В МОДЕЛИ НАГРЕТОГО ГАЗА

Мы провели расчёты излучения протуберанца в предположении, что газ нагревается главным образом диссипацией МГД волн. Некоторую роль также может играть влияние коронального газа путём теплопроводности, прямое возбуждение быстрыми электронами либо диссипация прямых токов, связанная с изменением общего магнитного поля, но в этой работе мы ограничились джоулевыми потерями. Оптическое излучение фотосферы во многом определяет состояние иона CaII

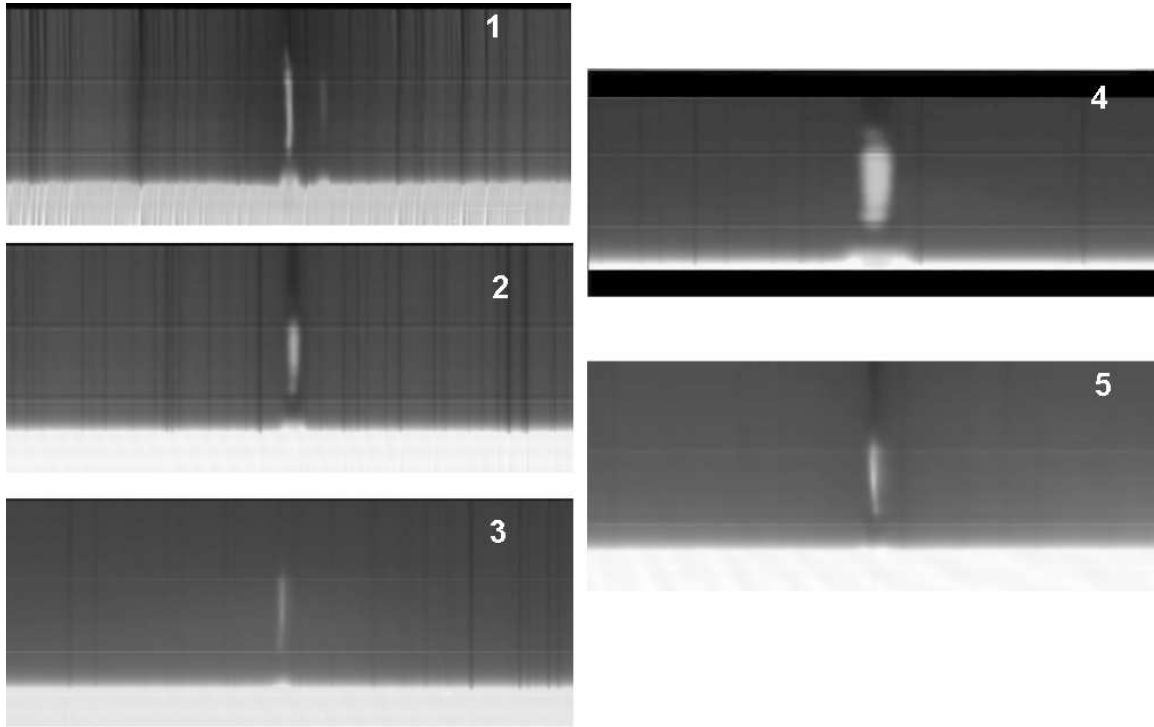


Рис. 2. Полученные спектры в областях спектральных линий H CaII (1), Hβ (2), HeI D3 (3), Hα (4) и CaIR 8542 Å(5)

Таблица 1. Наблюдаемые потоки в линиях водорода, кальция и гелия для четырёх эпизодов времени (указаны в УТ и соответствуют разным столбцам); обозначенные потоки приведены в единицах эрг/см²с

	10:42:07	10:43:03	11:00:10	11:06:59
Hα	$1.29 \cdot 10^6$	$1.44 \cdot 10^6$	$2.09 \cdot 10^6$	$2.07 \cdot 10^6$
Hβ	$2.24 \cdot 10^5$	$1.91 \cdot 10^5$	$5.81 \cdot 10^5$	$4.76 \cdot 10^5$
H CaII	$2.17 \cdot 10^5$	$2.08 \cdot 10^5$	$3.28 \cdot 10^5$	$2.90 \cdot 10^5$
IR CaII	$9.90 \cdot 10^4$	$9.10 \cdot 10^4$	$1.91 \cdot 10^5$	$8.60 \cdot 10^4$
D3 HeI	$9.69 \cdot 10^4$	$9.00 \cdot 10^4$	$2.64 \cdot 10^5$	$2.25 \cdot 10^5$

и воздействует на субординатные переходы водорода и гелия. Определенный вклад в скорость ионизации иона CaII может дать излучение хромосферы в линиях резонансной серии водорода, начиная с Lyβ [6, 8]. В настоящей модели состояние ионизации и населённости дискретных уровней слоя вычисляются по заданным значениям его электронной температуры T_e , концентрации N , толщины L и микротурбулентной скорости v . Параметры газа подбираем таким образом, чтобы теоретические потоки излучения в спектральных линиях совпали с наблюдениями.

При проведении расчётов использовано важное свойство надфотосферного газа, прозрачного в континууме, но, возможно, испытывающего самопоглощение в частотах спектральных линий. Учтён типичный набор наиболее важных механизмов заселения и опустошения уровней: ударные и радиационные связанно-связанные, свободно-связанные и связанно-свободные

переходы. Поле излучения фотосферы в оптическом диапазоне спектра принято чернотельным, температуру которого обозначим T_b . Оно определяет скорость фотоионизации и фотовозбуждения водорода и гелия. Величина T_b принята равной 5500 К. Возможный вклад лаймановской серии в скорость фотоионизации иона CaII имитируется параметром T_{Ca} , имеющим смысл температуры чернотельного излучения в пороге ионизации CaII. Рассеяние в частотах спектральных линий учитывалось в модели вероятности выхода фотона [26], [27], [28]. Стационарные уравнения детального баланса описаны в [29] для атома водорода; для атома гелия и иона кальция уравнения записываются аналогично. Теоретические значения потоков вычислены нами в рамках модели однородного слоя или нескольких однородных слоёв, расположенных друг за другом на луче зрения. Мы пытались по возможности получить результаты для случая однородного газа и, только

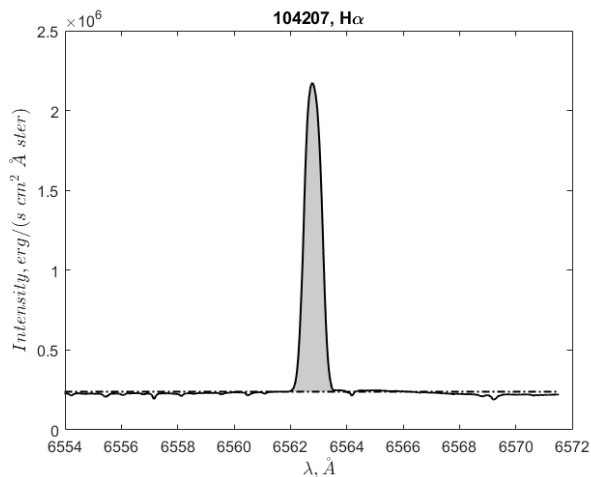


Рис. 3. Значение интенсивности в эрг/(с см²Åстер) от длины волны λ в ангстремах. Заштрихованная часть соответствует определенному потоку в линии H α на момент 10:42:07 UT. Сплошная линия показывает спектр протуберанца, штрихпунктирная линия — спектр с вычетом уровня спокойной хромосферы

ко когда это оказывалось невозможным, прибегали к многослойной модели. В дальнейшем при нумерации в качестве первого принят слой, наиболее далекий от наблюдателя.

2.1. Модель атома водорода

Вероятности радиационных переходов, скорости ударных процессов взяты из [14]. Скорости фотоионизации и фоторекомбинации рассчитаны в приближении Крамерса. В качестве профилей линий используется свёртка доплеровского и хольцмарковского контуров.

В относительно разреженной плазме протуберанца с электронной плотностью, как правило, не выше $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ по критерию Инглиса–Теллера может реализоваться большое, до тридцати и выше число дискретных уровней. Мы проверили зависимость спектра исходящего излучения от числа учитываемых уровней и приняли последнее равным 18. В этом случае его увеличение на единицу приводит к изменению теоретического декремента менее, чем на 0.2%. Следовательно, если действительное число уровней в газе протуберанца больше, чем принято нами, это не влияет на точность результата.

2.2. Модель атома гелия

Модель включает 29 дискретных уровней с главным квантовым числом $n \leq 5$ и орбитальным квантовым числом $l = 0 \div (n-1)$; значения энергии уровней взяты из NIST [30]. Атомные данные получены из программы АТОМ [31]: силы осциллятора, сечения фотоионизации,

скорости фоторекомбинации, скорости деактивации электронным ударом и ионизации электронным ударом. Коэффициенты лоренцевского уширения взяты из книги [32].

2.3. Модель иона CaII

Модель включает 22 дискретных уровня. Уровни с главным квантовым числом $n \leq 6$, называемые индивидуальными, рассматриваем в ls -приближении, кроме состояний $3d$ и $4p$, у которых учитывается тонкая структура: $3d^2D_{3/2,5/2}$; $4p^2P_{1/2,3/2}$. Уровни $7 \leq n \leq 10$ считаем водородоподобными. Значения энергий получены из NIST [30].

Силы осциллятора в поглощении взяты из трех источников: NIST [30], TOPBASE [33] и [34], а для переходов между высокими уровнями использовались силы осциллятора водорода из [14]. Сечения фотоионизации с индивидуальных уровней взяты из TOPBASE [33], а с водородоподобных используется приближение Крамерса. Профили спектральных линий переходов $4s-4p$, $3d-4p$ полагались фойгтовскими; для остальных переходов профили считались доплеровскими.

Ударные переходы описываются эффективными силами ударов Υ_{ij} , которые были взяты из [35]. При переходах между индивидуальными уровнями расчет скорости производился только через эффективные силы удара из указанной статьи, если они есть; в случае отсутствия данных у запрещенных переходов полагалось $\Upsilon_{ij} = 1$, у разрешенных применялась формула Режемотера [36]. Переходы между высокими уровнями описываются формулой Режемотера. Сечения для тепловой ионизации электронным ударом со всех уровней взяты из Коха [37].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

Вычисления показали заметную зависимость потоков в спектральных линиях от выбранных параметров излучающего газа. Совместить теоретические потоки с наблюдаемыми одновременно для всех пяти спектральных линий в большинстве случаев удавалось только при строго определённом наборе параметров. Теоретические потоки оказались весьма чувствительными к вариациям электронной температуры и концентрации, и сравнительно небольшие отклонения последних от их оптимальных значений приводили к существенному расхождению с наблюдениями. Таким образом, можно сделать вывод, что использование достаточно большого набора спектральных линий позволяет с большой степенью уверенности определять параметры излучающего газа. Графики рис. 4 на примере линий бальмеровской серии и D3 HeI иллюстрируют неизбежность вывода о неоднородности излучающего газа в большинстве эпизодов. По горизонтальной оси на обеих панелях приведено отношение по-

Таблица 2. Параметры протуберанца

Время, UT	№ слоя	$N, \text{см}^{-3}$	$L, \text{км}$	$T_e, \text{К}$	$v, \text{км/с}$	$T_{Ca}, \text{К}$
10:42:07	слой 1	$3.4 \cdot 10^9$	25000	25000	3	6080
	слой 2	$9.1 \cdot 10^9$	20000	6000	3	
10:43:03	слой 1	$4.0 \cdot 10^9$	8700	19700	1.8	5830
	слой 2	$5.5 \cdot 10^9$	22500	17000	1.8	
	слой 3	$6.0 \cdot 10^9$	20000	12000	1.45	
11:00:10	слой 1	$1.2 \cdot 10^{10}$	20000	22000	3.0	6000
	слой 2	$1.2 \cdot 10^{10}$	24500	10900	3.5	
	слой 3	$4.0 \cdot 10^9$	17000	7000	3.6	
11:06:59	слой 1	$9.0 \cdot 10^9$	55000	15600	3.5	6230

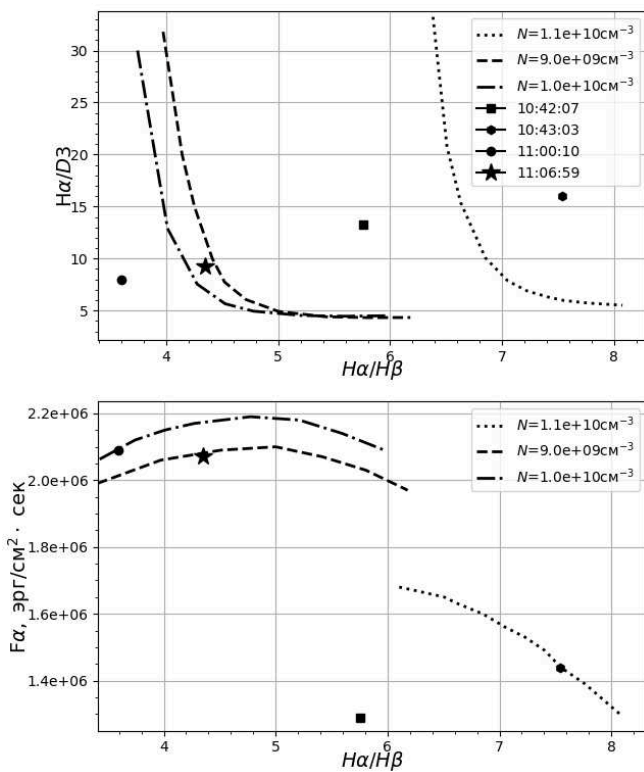


Рис. 4. Сверху: теоретическая зависимость отношения $F(H\alpha)/F(D3)$ от отношения потоков $F(H\alpha)/F(H\beta)$; снизу: теоретическая зависимость абсолютного потока $F\alpha$ в линии $H\alpha$ от отношения $F(H\alpha)/F(H\beta)$. Приведены три кривые для разных значений концентрации газа N (см^{-3}). Температура газа увеличивается слева направо вдоль каждой кривой. Геометрическими фигурами на верхней панели показаны наблюдаемые значения для 4 моментов времени, которые указаны в UT. На верхней панели кривые для удобства обрезаны на значениях отношения $F(H\alpha)/F(D3)$, не превышающих 35

токов $F(H\alpha)/F(H\beta)$. Вертикальная ось верхней панели представляет отношение потоков $F(H\alpha)/F(D3)$, а нижней — абсолютный поток $F\alpha$ в линии $H\alpha$. Графики на рисунке рассчитаны для трёх значений концен-

трации газового слоя в диапазоне $9 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3} < N < 1.1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, наблюдаемые значения помечены геометрическими фигурами. Видно, что согласие теории с наблюдениями на обеих панелях достигается только в момент 11:06:59, помеченный звездочкой.

На рис. 5 на диаграмме относительных потоков показаны контуры областей, внутри которых значения теоретического абсолютного потока $F(H\alpha)$ равны наблюдаемому (соответственно $1.29 \cdot 10^6, 1.44 \cdot 10^6, 2.09 \cdot 10^6$ эрг/с см^2) с точностью до 2%. При расчете потоков в соответствии с указанными значениями в рамках приближения однородного слоя входные параметры менялись в следующих пределах: концентрация $N \in [5 \cdot 10^9, 1.5 \cdot 10^{10}] \text{ см}^{-3}$, температура $T_e \in [12000; 25000]$ К, толщина слоя $L \in [15000, 55000]$ км, микротурбулентная скорость $v \in [3; 4]$ км/с. Видно, что снова в соответствующую область попадает только наблюдаемое значение, отмеченное звездочкой (момент 11:06:59). Учет двух линий кальция еще больше осложняет согласие теоретических и наблюдаемых данных. В результате если последние значения потоков удастся объяснить в рамках однородной модели, то для объяснения первых трех моментов требуется учет нескольких слоев.

В табл. 2 приведены модельные параметры слоёв для каждого момента наблюдений включая эффективную температуру излучения в линиях кальция. Потоки, наблюдаемые в момент 11:06:59, могут быть объяснены в однослойной модели. Для момента 10:42:07 согласие с наблюдениями даёт двухслойная модель. В случае моментов 10:43:03 и 11:00:10 потребовалось три слоя. Видно, что суммарная толщина слоев во все моменты времени сравнима с наблюдаемой высотой протуберанца ~ 50000 км.

Результаты вычислений — теоретические потоки в спектральных линиях и отношение $\delta = F(H\alpha)/F(H\beta)$ — собраны в табл. 3.

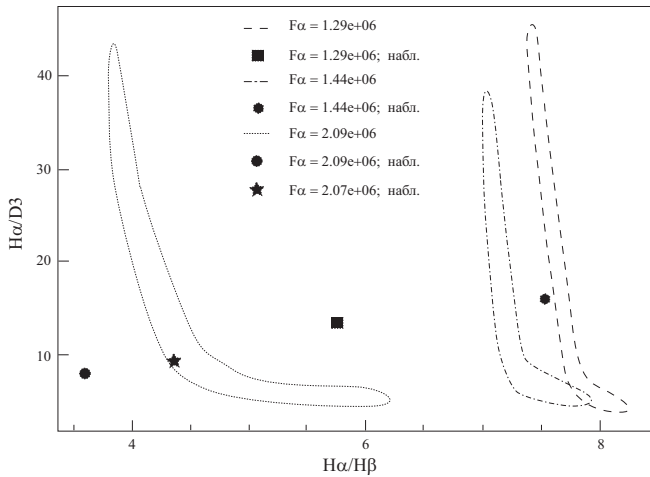


Рис. 5. Зависимость отношения потоков $F(H\alpha)/F(D3)$ от отношения потоков в линиях $H\alpha$ и $H\beta$ при фиксированных абсолютных потоках $F\alpha$ в линии $H\alpha$. Абсолютные потоки в легенде графика приведены в эрг/см² с; области одного значения $F\alpha$ заключены в замкнутые контуры разных стилей. Наблюдаемые значения относительных потоков отмечены квадратом (10:42:07); шестиугольником (10:43:03); кружком (11:00:10); звездой (11:06:59)

Таблица 3. Теоретические потоки (эрг/см²с) и бальмеровский декремент δ

	10:42:07	10:43:03	11:00:10	11:06:59
$H\alpha$	$1.27 \cdot 10^6$	$1.44 \cdot 10^6$	$2.23 \cdot 10^6$	$2.09 \cdot 10^6$
$H\beta$	$2.20 \cdot 10^5$	$1.92 \cdot 10^5$	$6.16 \cdot 10^5$	$4.67 \cdot 10^5$
δ	5.77	7.50	3.62	4.48
H CaII	$2.14 \cdot 10^5$	$2.08 \cdot 10^5$	$3.23 \cdot 10^5$	$2.95 \cdot 10^5$
IR CaII	$1.00 \cdot 10^5$	$9.10 \cdot 10^4$	$1.88 \cdot 10^5$	$8.74 \cdot 10^4$
D3 HeI	$9.66 \cdot 10^4$	$8.99 \cdot 10^4$	$2.62 \cdot 10^5$	$2.24 \cdot 10^5$

4. ВЫВОДЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Сопоставление таблиц 1 и 3 показывает, что теоретические потоки в целом согласуются с наблюдаемыми. Исключением является превышение на 6% теоретических потоков в линиях $H\alpha$ и $H\beta$ над наблюдаемыми в момент 11:00:10. При этом теоретический бальмеровский декремент $\delta = F(H\alpha)/F(H\beta)$ совпадает с на-

блюдаемым. Таким образом, можно сделать вывод об адекватности в целом предположения о чисто тепловом нагреве протуберанца. Тем не менее возможно влияние надтепловых частиц, его мы рассмотрим в другой работе.

Далее, из таблицы 2 следует вывод о неоднородности газа протуберанца по лучу зрения. Сопоставление столбцов таблицы 1 друг с другом показывает, что излучение протуберанца во всех линиях претерпевает изменения на масштабах времени от одной до двадцати минут. Эти вариации отражают неоднородность плотности и температуры слоёв, попадающих на щель спектрографа и дающих основной вклад в излучение, а также разные мощности эмиссионных линий лаймановской серии. Величина T_{Ca} слабо влияет на состояние водорода и гелия, но может определять состояние ионизации кальция. Во всех вариантах протуберанец прозрачен в линии D3, поэтому её усиление, как правило, свидетельствует о повышении температуры. Поведение линий бальмеровской серии более многообразно из-за возможного самопоглощения в линии $H\alpha$, приводящего к уменьшению декремента δ . Так, сопоставление третьего и четвёртого столбцов таблицы 3 свидетельствует об усилении поглощения между моментами 10:43:03 и 11:00:10. Значительное усиление линии D3 свидетельствует об одновременном попадании на щель спектрографа более горячего слоя.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Значительную часть излучения протуберанца можно объяснить в рамках чисто теплового нагрева, но возможно влияние надтепловых электронов.
2. Сопоставление теории с наблюдениями сразу по достаточно большому числу спектральных линий позволяет достаточно уверенно восстановить параметры излучающего газа. Подсчитанная толщина слоёв протуберанца по лучу зрения сравнима с его высотой и составляет около 50000 км.
3. В большинстве эпизодов газ протуберанца является существенно неоднородным, есть градиенты электронной температуры и плотности.

[1] Hyungmin P., Jongchul C., Donguk S. et al. // Sol. Phys. **288**. 105 (2013).
 [2] Rodger A., Labrosse N. // Sol. Phys. **292**, iss. 9. id. 130. (2017).
 [3] Jejčič S., Heinzel P., Schmieder B. et al. // ApJ. **932**, iss. 1, id. 3. 12 (2022).
 [4] Kucera T. A., Tovar M., De Pontieu B. // Sol. Phys. **212**, iss. 1. 81 (2003).

[5] Gouttebroze P., Heinzel P., Vial J.-C. A&A Suppl. Ser. **99**. 513 (1993).
 [6] Gouttebroze P., Vial J.-C., Heinzel P. // Sol. Phys. **172**, iss. 1–2. 125 (1997).
 [7] Labrosse N., Gouttebroze P. // A&A. **380**. 323 (2001).
 [8] Gouttebroze P., Heinzel P. // A&A. **385**. 273 (2002).
 [9] Solar Prominences. in Astrophysics and Space Science Library. Eds. J.-C. Vial, O. Engvold, 2015.

- [10] *Rybicki G.B., Hummer D.G.* // A&A. **245**. 181 (1991).
- [11] *Avrett E.H., Loeser R.* in: Numerical Radiative Transfer, ed. W. Kalkofen, Cambridge University Press, Cambridge, 1987. P. 135.
- [12] *Wiese W.L., Smith M.W., Glennon B.M.* Atomic Transition Probabilities. **1**, NSRDS-NBS 4. (1961).
- [13] *Berrington K.A., Kingston A.E.* // J. Phys. B. **20**. 6631 (1987).
- [14] *Johnson L.C.* // ApJ. **174**. 227 (1972).
- [15] *Gouttebroze P., Labrosse N.* // Sol. Phys. **196**. 349 (2000).
- [16] *Shine R.A., Linsky J.L.* // Sol. Phys. **39**. 49 (1974).
- [17] *Benjamin R.A., Skillman E.D., Smits D.P.* // ApJ. **514**. 307 (1999).
- [18] *Benson R.S., Kulander J.L.* // Sol. Phys. **27**. 305 (1972).
- [19] *Dimitrijevic M.S., Sahal-Brechot S.* JQSRT. **31**. 301 (1984).
- [20] *Griem H.R.* Spectral line broadening by plasmas. Pure and Applied Physics, New York: Academic Press, 1974.
- [21] *Fernley J.A., Seaton M.J., Taylor K.T.* // J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Physics. **20**, iss. 23. 6457 (1987).
- [22] *Heinzel P.* // A&A. **299**. 563 (1995).
- [23] *Schwartz P., Gunár S., Jenkins J.M. et al.* // A&A. **631**. A146. (2019).
- [24] *Kotrč P.* // Cen. Eur. A. Bulletin. **33**. 327 (2009).
- [25] *Купряков Ю.А., Бычков К.В., Белова О.М., Горшков А.Б., Котрч П.* // Известия КрАО. **119**, № 1. 19 (2023).
- [26] *Биберман Л.М.* // ЖЭТФ. **17**. 416 (1947).
- [27] *Holstein T.* // Phys. Rev. **72**. 1212 (1947).
- [28] *Holstein T.* // Phys. Rev. **83**. 1159 (1951).
- [29] *Белова О.М., Бычков К.В.* // Астрофизика. **61**, № 2. 255 (2018).
- [30] *Ralchenko Y., Kramida A., Reader J. & NIST ASD Team.* NIST Atomic Spectra Database (version 5.0). (2014). [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd> [2015, September 1].
- [31] *Vainshtein L.A., Shevelko V.P.* Program ATOM for calculation of atomic characteristics, Preprint of the Lebedev Physical Institute N 19. Moscow, 1983.
- [32] Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978.
- [33] *Cunto W., Mendoza C.* // Rev. Mexicana Astron. Astrofis. **23**. 107 (1992).
- [34] *Green L.C., Rush P.P., Chandler C.D.* // ApJS. **3**. 37 (1957).
- [35] *Melendez M., Bautista M.A., Badnell N.R.* // A&A. **469**, iss. 3. 1203 (2007).
- [36] *van Regemorter H.* // ApJ. **136**. 906 (1962).
- [37] *Cox A.N.* Allen's astrophysical quantities. 2000.

Diagnostics of inhomogeneity in overphotospherical structures on the base of observations in five lines of Hydrogen, Helium and Calcium exemplified by the prominence 22.10.2013

V. A. Maliutin^{1,a}, O. M. Belova^{2,b}, K. V. Bychkov³, A. B. Gorshkov³, Yu. A. Kupryakov^{3,4}

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

²Department of experimental astronomy, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow, 119991, Russia

³Sternberg State Institute of Astronomy, Lomonosov Moscow State University
Moscow, 119234, Russia

⁴Astronomical Institute of the Czech Academy of Sciences
Ondřejov, 251 65, The Czech Republic

E-mail: ^amalyutin@list.ru, ^bbelova.oksana@physics.msu.ru

The article is devoted to the analysis of hydrogen, helium and calcium emission in spectral lines of the quiescent prominence observed on the horizontal solar equipment HSFA-2 (Ondřejov observatory, Astronomical Institute of the Czech Academy of Sciences). After crossing of theoretical and observed fluxes of spectral lines the prominence parameters are derived under the assumption of optically thin continuum and possible self absorption in lines. Comparison of 5 lines allow us to find out the parameters of the emitting gas with high validity. Three of four observational moments need to take into account the non-uniform structure of the gas.

PACS: 97.10.Ex, 96.60.th.

Keywords: prominences, Balmer series, Helium HeI, ion CaII.

Received 27 October 2023.

Сведения об авторах

1. Малютин Виктор Александрович — аспирант; e-mail: malyutin@list.ru.
2. Белова Оксана Михайловна — канд. физ.-мат. наук, ассистент; e-mail: belova.oksana@physics.msu.ru.
3. Бычков Константин Вениаминович — д. физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; e-mail: bychkov@sai.msu.ru.
4. Горшков Алексей Борисович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник Краснопресненской лаборатории ГАИШ; e-mail: gorshkov@sai.msu.ru.
5. Купряков Юрий Алексеевич — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник лаборатории новых фотометрических методов ГАИШ; e-mail: jurij.kupriakov@asu.cas.cz.