

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Малютин Виктор Александрович

**Оптическое излучение солнечной хромосферы во время
вспышек**

Специальность 1.3.1. Физика космоса, астрономия

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Бычков Константин Вениаминович

Москва — 2026

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Актуальность темы	4
Цели диссертационной работы	6
Объект и предмет исследования	7
Методология исследования	7
Научная новизна	7
Теоретическая и практическая значимость	8
Положения, выносимые на защиту	8
Личный вклад автора	9
Степень достоверности результатов	10
Апробация работы	10
Объем и структура работы	11
Основное содержание работы	12
Публикации по теме диссертации	15
 Глава 1. Общие сведения о солнечной атмосфере	 17
 Глава 2. Расчет теоретических потоков в линиях	 39
2.1. Система уравнений баланса и метод ее решения	39
2.2. Модели атомных систем	45
2.2.1. Водород	45
2.2.2. Атом гелия	47
2.2.3. Ион CaII	49
 Глава 3. Определение параметров газа по его излучению	 54
3.1. Вспышка 7 июня 2011 года	54
3.2. Вспышка 21 апреля 2017 года	61

	Стр.
3.3. Вспышка 1 октября 2015 года	72
3.4. Вспышки 27 апреля и 11 мая 2012 года	83
3.5. Сравнение с результатами определения физических параметров по оптическим линиям других вспышек	94
Заключение	96
Список литературы	98

Введение

Актуальность темы

Регистрируемое от Солнца излучение приходит к наблюдателю от широкого диапазона высот, начиная от внешних слоев (корона) и заканчивая фотосферой, в этих слоях описание излучения требует разных подходов и допускает некоторые упрощения. Так, большая плотность фотосферного газа позволяет применить методы термодинамики (приближение локального термодинамического равновесия — ЛТР). Напротив, разреженное вещество короны позволяет использовать т. н. корональное приближение, которое также применяется для межзвездной среды.

Условия формирования излучения в хромосфере отличаются от таковых в фотосфере и в короне. В хромосфере реализуется значительно большее число дискретных уровней у атомных систем, чем в более плотной фотосфере, причем именно высоковозбужденные состояния определяют состояние ионизации газа. При переходе от низколежащих к более возбужденным дискретным состояниям скорость ударной ионизации быстро растет по мере увеличения главного квантового числа n . Поэтому для уверенной оценки состояния ионизации газа необходимо учитывать достаточно большое число возбужденных уровней. Верхняя граница n_{\max} получается из условия достижения детального баланса ударной ионизации с тройной рекомбинацией, в реальных условиях хромосферы она лежит в диапазоне $n_{\max} \leq 18$ [1]. Также при формировании излучения в условиях хромосферы оно испытывает самопоглощение в линиях, то есть газ является оптически толстым в частотах линий, оставаясь при этом прозрачным в континууме. Это обстоятельство, с одной стороны, усложняет теоретический анализ излучения объекта, а с другой — позволяет более уверенно восстановить физические условия в излучающем газе по сравнению со случаем прозрачного

газа: его температуру, плотность, степень ионизации и возможную пространственную неоднородность.

В предлагаемой работе рассмотрены аспекты излучения газа в спектральных линиях оптического диапазона; основное внимание уделяется восстановлению (определению) параметров газа во время вспышек применительно к условиям солнечной хромосферы. Рассматривается разделение газа на совокупность слоев, ориентированных поперек луча зрения, которое впервые было рассмотрено в статье Э.А. Барановского [2]. В пределах одного слоя плотность и температура газа считаются постоянными. Восстановление газа потребовало привлечь от одного до четырех слоев в разных вспышках.

Распространенным типом объектов солнечной атмосферы, в том числе возможным атрибутом вспышек, являются протуберанцы. По излучению фрагмента эруптивного протуберанца в ходе одной из пяти вспышек также восстановлены параметры его газового сгустка. Данный сгусток газа наблюдался через несколько часов после максимума вспышки на фазе затухания.

Во время вспышек в хромосфере образуются яркие области с линейным размером от сотен до десятков тысяч километров. В оптическом диапазоне их спектра присутствуют эмиссионные линии атомов водорода (бальмеровская серия), резонансные линии иона кальция (H и K CaII) и его инфракрасный триплет ($\lambda = 8498\text{Å}, 8542\text{Å}, 8662\text{Å}$), линии D3 и $\lambda = 10830\text{Å}$ атома гелия, линия $\lambda = 4686\text{Å}$ иона HeII, магниевый триплет ($\lambda = 5183\text{Å}, 5172\text{Å}, 5167\text{Å}$), линии нейтрального и ионизованного железа (FeII) и атома алюминия [3]. Сочетание линий низкого и высокого возбуждения, а также линий с малой и большой оптической толщиной при анализе наблюдений позволяет надежно выявить стратификацию излучающего газа.

Для вычисления потоков в спектральных линиях требуется решать уравнения баланса с учетом основных элементарных процессов заселения и опустошения дискретных уровней: связанно-связанных, связанно-свободных и свободно-связанных радиационных и ударных. Такой подход получил название не-ЛТР приближение. Учет многих элементарных процессов связан со сбором

атомных данных: в рассматриваемой работе применяются модели трех атомных систем — атомов водорода и гелия, а также иона CaII.

В диссертации используются результаты наблюдений пяти солнечных вспышек. Наблюдения в спектральных линиях атома водорода, иона CaII и линии D3 атома гелия проведены сотрудником ГАИШ МГУ Юрием Алексеевичем Купряковым [4].

Цели диссертационной работы

Целью диссертационной работы является восстановление физических параметров вспышечных источников оптического излучения в стационарном приближении. Для ее реализации ставятся следующие задачи:

- Составить модели атомов водорода, гелия и иона кальция CaII с учетом высоковозбужденных уровней для уверенного определения состояния ионизации в условиях хромосферного газа.
- Создать алгоритм, позволяющий с учетом непрозрачности газа в спектральных линиях вычислять теоретические потоки в линиях трех атомных систем: H I, He I, Ca II.
- С использованием данного алгоритма определить параметры излучающего газа для реальных оптических наблюдений солнечных вспышек: 07 июня 2011 г. (а именно фрагмента эруптивного протуберанца), 21 апреля 2017 г., 01 октября 2015 г., 27 апреля и 11 мая 2012 г. Среди восстанавливаемых параметров: концентрация газа, его температура, пространственная структура, микротурбулентная скорость.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования являются источники оптического излучения солнечных вспышек, а также фрагменты эруптивного протуберанца. Предметом исследования являются оптические спектры данных источников и фрагментов протуберанца.

Методология исследования

Составленный автором алгоритм реализован средствами языка фортран. Решается прямая задача по вычислению теоретических потоков в спектральных линиях с учетом самопоглощения в модели совокупности нагретых слоев газа, которые затем сравниваются с потоками сразу во всех наблюдаемых линиях.

Научная новизна

- Впервые выполнено восстановление физических параметров вспышечного газа для хромосферных условий в солнечной вспышке 21 апреля 2017 г. с учетом излучения в трех линиях бальмеровской серии водорода.
- Впервые выполнено восстановление физических параметров вспышечного газа для хромосферных условий в солнечных вспышках 01 октября 2015 г., 27 апреля 2012 г., 11 мая 2012 г. одновременно с учетом излучения в трех линиях бальмеровской серии водорода, линиях H и IR ($\lambda = 8542 \text{ \AA}$) иона CaII, а также линии D3 атома гелия.

Теоретическая и практическая значимость

Восстановленные параметры газа по оптическим линиям в ходе пяти вспышек позволяют дополнить представление о структуре и состоянии солнечной атмосферы, полученное из наблюдений в рентгеновском, радио- и других диапазонах спектра другими исследователями. Также восстановленные параметры излучающего газа позволяют наложить ограничение на возможные механизмы нагрева газа в ходе этих вспышек. Реализованный алгоритм может дать сведения о теоретических потоках в других спектральных линиях атомов водорода, гелия и иона кальция, а также служить при анализе вспышечных событий при наличии дополнительного набора наблюдаемых оптических линий указанных атомных систем.

Положения, выносимые на защиту

1. Разработанная методика расчета теоретических потоков в линиях H I, He I и Ca II, которая основана на решении уравнений статистического равновесия и на использовании приближения вероятности выхода кванта из среды, позволяет определить физические параметры излучающего газа в солнечных вспышках 07 июня 2011 г., 21 апреля 2017 г., 01 октября 2015 г., 27 апреля и 11 мая 2012 г.
2. Введение в многослойную модель солнечной вспышки слоев как с низкой температурой ($\sim 4000 \div 8000$ К) и концентрацией частиц порядка 10^{13} см $^{-3}$, так и с температурой более 10000 К, но концентрацией частиц менее 10^{12} см $^{-3}$ позволяет воспроизвести наблюдаемые потоки в линиях H I, Ca II и He I во время солнечных вспышек 21 апреля 2017 г., 01 октября 2015 г., 27 апреля и 11 мая 2012 г.

3. Потоки в линиях $H\alpha$, $H\beta$ и $H\text{CaII}$, наблюдавшиеся от фрагмента протуберанца во вспышке 07 июня 2011 г., могут быть интерпретированы в модели однородного газового слоя с концентрацией в диапазоне $(2.8 \div 5.3) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и температурой в диапазоне $6300 \div 10000\text{K}$.

Личный вклад автора

Результаты диссертационной работы опубликованы в 5 статьях в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности 1.3.1. Физика космоса, астрономия.

В статье 1 (личный вклад 40%) автор выполнил определение газовых параметров для двух из четырех эпизодов вспышки 27 апреля 2012 года. В статье 2 (личный вклад 50%) выполнил определение физических параметров фрагмента протуберанца по трем линиям для одного момента времени во вспышке 07 июня 2011 года. В статье 3 (личный вклад 85%) выполнил восстановление физических параметров двух отдельных оптических источников (ядер) вспышки 01 октября 2015 года для пяти из шести наблюдавшихся эпизодов; также провел сравнение оптической и рентгеновской светимости во вспышке. В статье 4 (личный вклад 60%) выполнил восстановление физических параметров оптического источника вспышки 21 апреля 2017 года для пяти из шести моментов времени; также провел сравнение оптической и рентгеновской светимости во вспышке. В статье 5 (личный вклад 20%) выполнил восстановление для двух из семи эпизодов вспышки 11 мая 2012 года.

Степень достоверности результатов

Алгоритм реализован общедоступными средствами языка фортран. При составлении моделей атомных систем применялись широко используемые научным сообществом базы атомных данных, а также статьи и монографии, прошедшие рецензирование. Восстановление параметров излучающего газа осуществляется по спектральным данным, полученным на наземных приборах, которые активно используются научным сообществом. Результаты исследований автора опубликованы в рецензируемых журналах и представлены на всероссийских конференциях.

Апробация работы

1. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2022». Секция «Физика». МГУ им. М.В. Ломоносова. Москва, Россия. 11-22 апреля 2022 г. Устный доклад.
2. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2023». Секция «Физика». МГУ им. М.В. Ломоносова. Москва, Россия. 10-21 апреля 2023 г. Устный доклад.
3. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2024». Секция «Физика». МГУ им. М.В. Ломоносова. Москва, Россия. 12-26 апреля 2024 г. Устный доклад.
4. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2025». Секция «Физика». МГУ им. М.В. Ломоносова. Москва, Россия. 11-25 апреля 2025 г. Устный доклад.
5. Всероссийская конференция «Магнетизм и активность Солнца - 2022». Крымская астрофизическая обсерватория, п. Научный, Россия. 22-26 августа 2022 г. Устный доклад.

6. Всероссийская конференция «Магнетизм и активность Солнца - 2024». Крымская астрофизическая обсерватория, п. Научный, Россия. 01-05 июля 2024 г. Устный доклад.
7. Всероссийская конференция «Магнетизм и активность Солнца - 2025». Крымская астрофизическая обсерватория, п. Научный, Россия. 30 июня-04 июля 2025 г. Устный доклад.
8. Девятнадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в солнечной системе -2024» ИКИ РАН. Москва, Россия. 05-09 февраля 2024 г. Устный доклад.
9. Двадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в солнечной системе - 2025» ИКИ РАН. Москва, Россия. 10-14 февраля 2025 г. Устный доклад.
10. Всероссийская научная конференция «Современная астрономия: наука и образование (к 270-летию Московского Университета)», МГУ имени М.В. Ломоносова, Россия, 23-27 июня 2025 г. Устный доклад.
11. Всероссийская конференция с международным участием «Физика звезд в эпоху многоволновых наблюдений», Санкт-Петербургский государственный университет. С.-Петербург, Россия. 22-26 сентября 2025 г. Устный доклад.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 111 страниц, включая 29 рисунков и 14 таблиц. Список литературы содержит 128 наименований.

Основное содержание работы

Во **Введении** обосновывается актуальность темы диссертационной работы. Описаны цели и задачи исследования, дается характеристика научной новизны работы, а также научной и практической значимости полученных результатов. Формулируются основные положения, выносимые на защиту. Указан личный вклад автора, приведен список опубликованных статей, а также конференций, на которых были представлены эти результаты. Изложена структура работы, а также краткое содержание диссертации.

В **главе 1** содержатся общие сведения о солнечной атмосфере и вспышках, среди них:

- описание формирования излучения в разных слоях атмосферы (фотосфера, корона), отмечается особенность его формирования в хромосферном газе (а именно необходимость учета высоковозбужденных дискретных состояний для оценки состояния ионизации);
- полуэмпирические модели атмосферы, а также используемые в них модели атомов водорода, гелия, иона кальция CaII;
- протуберанцы и волокна — их физические характеристики, классификация, наблюдательные проявления, особенно в оптическом диапазоне;
- краткие сведения о солнечных вспышках, отдельное внимание уделено источникам энергии во вспышке;
- моделирование излучения и процессов, протекающих в ходе солнечной вспышки, с помощью пакетов программ;
- моделирование излучения от протуберанцев, а также используемые при расчетах модели атомных систем.

В **главе 2** приводится методика для вычисления интегральных потоков в спектральных линиях: перечисляются учитываемые элементарные процессы заселения и опустошения дискретных уровней, описан учет рассеяния излучения в частотах линий с помощью приближения вероятности выхода кванта [5–7],

описан способ решения системы уравнений баланса с учетом физических условий в хромосфере.

Считается, что хромосферный газ находится в поле фотосферного излучения, которое принято чернотельным. Профиль поглощения при радиационных переходах атома водорода и высоковозбужденных переходах иона CaII принимается сверткой контуров Доплера и Хольцмарка, а при переходах между уровнями атома гелия и низкими уровнями иона CaII — контуром Фойгта. Основным донором электронов считается водород. Описываются используемые в диссертации атомные данные атомов водорода, гелия и иона CaII.

В **главе 3** осуществляется восстановление параметров излучающего газа на базе разработанной в предыдущей главе методики применительно к пяти солнечным вспышкам. Критерием восстановления является близость наблюдаемых и теоретических потоков одновременно во всех зарегистрированных линиях. Показано, что фрагмент протуберанца, наблюдавшийся в ходе вспышки 07 июня 2011 г. в линиях $H\alpha$, $H\beta$ водорода и H CaII, является однородным слоем газа с низкой температурой ($\approx 6300 \div 10000$ K), столбцовой плотностью $(1.9 \div 3.7) \cdot 10^{19}$ см⁻² и объемной плотностью $\sim 5 \cdot 10^{10}$ см⁻³. Полученные значения близки к тем, что приводятся в литературе на базе ультрафиолетовых и оптических наблюдений. Газ, параметры которого восстановлены во вспышке 21 апреля 2017 г. по линиям $H\alpha$, $H\beta$, $H\epsilon$ бальмеровской серии водорода, оказывается неоднородным по лучу зрения: в ходе вспышки присутствует плотный ($N > 10^{13}$ см⁻³) холодный ($T \approx 4000$ K) слой и разреженный ($N < 10^{11}$ см⁻³), но более нагретый ($T > 5700$ K), причем разреженный слой расположен ближе к наблюдателю. Во вспышке 01 октября 2015 г. восстановлены параметры газа в двух оптических источниках (ядрах), расположенных поблизости, оба из которых были зарегистрированы в линиях $H\alpha$, $H\beta$, $H\epsilon$ водорода, линиях H и IR (8542Å) иона CaII, а также в линии D3 атома гелия. Излучающий газ является существенно неоднородным по лучу зрения, имея от двух до четырех слоев. В каждом эпизоде вспышки есть слои от высокой (12000 ÷ 18000K) до низкой (4500 ÷ 5500K) температуры и с концентрацией от 10^{11} см⁻³ до 10^{12} см⁻³. Вспышки 27 апреля и

11 мая 2012 г., также наблюдавшиеся в шести указанных линиях, показывают неоднородность как по лучу зрения, так и в картинной плоскости. Исходя из равенства наблюдаемых и теоретических *относительных* потоков, а также заниженных теоретических *абсолютных* потоков по сравнению с наблюдаемыми, предложена модель неоднородных излучающих облаков, не накладывающихся по лучу зрения. Размер облака составляет около 100 км при вкладе отдельных облаков в полный поток излучения порядка 10%. Данные облака имеют по крайней мере две области — холодную с температурой в диапазоне 7800 К ÷ 9000 К и горячую, 13800 К ÷ 19500 К. Также для всех вспышек (исключая событие 07 июня 2011 г.) приводится сравнение рентгеновской и оптической вспышечной светимости Солнца в исследуемых линиях. Рентгеновская светимость в исследуемых вспышках оказывается не больше оптической, поэтому рентгеновское излучение не может являться основным источником оптического свечения указанных вспышек. Отметим, уверенному восстановлению объемной плотности газа во всех пяти вспышках способствует именно непрозрачность излучения в линиях бальмеровской серии водорода и иона кальция.

В **Заключении** отмечается, что восстановление температуры, концентрации и пространственной структуры излучающего вспышечного газа на Солнце в рамках разработанной методики является продуктивным в случае среды, оптически толстой в спектральных линиях. Созданный алгоритм, который позволяет вычислять теоретические потоки в спектральных линиях атомов водорода, гелия и иона CaII, учитывает достаточно высоковозбужденных уровней для достижения термализации. При объяснении потоков в спектральных линиях во вспышках 07 июня 2011 г., 21 апреля 2017 г., 01 октября 2015 г., 27 апреля и 11 мая 2012 г. требуется рассмотреть модели газа с числом однородных слоев от одного до четырех, каждый из которых обладает своими индивидуальными параметрами.

Публикации по теме диссертации

Статьи в рецензируемых научных изданиях, индексируемых в базе ядра РИНЦ «eLibrary Science Index» и рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности и отрасли наук:

1. Купряков, Ю.А., Бычков, К.В., Белова, О.М., **Малютин, В.А.**, Горшков, А.Б. Моделирование излучения вспышки 27.04.2012 в спектральных линиях водорода, гелия и кальция // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. — 2024. — Т. 79, № 2. — 2420801. EDN: LNRTUC. Импакт-фактор 0.169 (РИНЦ). Личный вклад 40%. Объем 0.96 печатных листов.
Kupryakov, Yu.A., Bychkov, K.V., Belova, O.M., **Maliutin, V.A.**, Gorshkov, A.B. Simulation of the April 27, 2012 flare emission in the spectral lines of Hydrogen, Helium, and Calcium // Moscow University Physics Bulletin. — 2024. — Vol. 79, no. 2. — P. 275–282. EDN: YWJDOC. Импакт-фактор 0.11 (JCI). Личный вклад 40%. Объем 0.96 печатных листов.
2. Купряков, Ю.А., Бычков, К.В., **Малютин, В.А.**, Горшков, А.Б., Белова, О.М. Вспышка 7 июня 2011 года и анализ фрагментов эруптивного протуберанца // Астрономический журнал. — 2024. — Т. 101, № 11. — С. 1003–1009. EDN: JKYUAC. Импакт-фактор 0.477 (РИНЦ). Личный вклад 50%. Объем 0.84 печатных листов.
Kupryakov, Yu.A., Bychkov, K.V., **Malyutin, V.A.**, Gorshkov, A.B., Belova, O.M. Flare June 7, 2011, and analysis of eruptive prominence fragments // Astronomy reports. — 2024. — Vol. 68, no. 11. — P. 1091–1097. EDN: NCZJWR. Импакт-фактор 0.19 (JCI). Личный вклад 50%. Объем 0.84 печатных листов.
3. **Малютин, В.А.**, Купряков, Ю.А., Бычков, К.В., Горшков, А.Б., Белова, О.М. Восстановление параметров газа, излучающего в спектраль-

ных линиях оптического диапазона водорода, гелия и кальция, во время вспышки SOL2015-10-01 // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. — 2025. — Т. 80, № 1. — 2510801. EDN: AETZYI. Импакт-фактор 0.169 (РИНЦ). Личный вклад 85%. Объем 0.84 печатных листов.

Maliutin, V.A., Kupryakov, Yu.A., Vyckov, K.V., Gorshkov, A.B., Belova, O.M. 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 // Moscow University Physics Bulletin. — 2025. — Vol. 80, no. 1. — P. 152–159. EDN: POSTUB. Импакт-фактор 0.11 (JCI). Личный вклад 85%. Объем 0.96 печатных листов.

4. Купряков, Ю.А., **Малютин, В.А.**, Бычков, К.В., Горшков, А.Б., Белова, О.М. Вспышка 2017-04-21: анализ излучения в линиях бальмеровской серии водорода // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. — 2025. — Т. 80, № 3. — 2530801. EDN: HCWAKY. Импакт-фактор 0.169 (РИНЦ). Личный вклад 60%. Объем 0.72 печатных листов.

Kupryakov, Yu.A., **Maliutin, V.A.**, Vyckov, K.V., Gorshkov, A.B., Belova, O.M. Analysis of Balmer series emission in the solar flare SOL2017-04-21 // Moscow University Physics Bulletin. — 2025. — Vol. 80, no. 3. — P. 613–618. EDN: FXNWTE. Импакт-фактор 0.11 (JCI). Личный вклад 60%. Объем 0.72 печатных листов.

5. Купряков, Ю.А., Бычков, К.В., Белова, О.М., Горшков, А.Б., **Малютин, В.А.** Наблюдение, теоретический расчет и анализ солнечной вспышки 11 мая 2012 г. // Геомагнетизм и аэрономия. — 2025. — Т. 65, № 3. — С. 307–313. EDN: ERKZKH. Импакт-фактор 0.727 (РИНЦ). Личный вклад 20%. Объем 0.84 печатных листов. (Импакт-фактор 0.19 (JCI) для переводной версии).

Глава 1. Общие сведения о солнечной атмосфере

Первые сильные вспышки были зафиксированы еще в XIX столетии (карингтоновское событие [8]) благодаря их колоссальной мощности и излучению в широком диапазоне электромагнитного спектра, включая оптический интервал частот, легко регистрируемому на Земле. Такие мощные события, а также низкоэнергетические события с повышенным уровнем интенсивности в континууме сейчас называют вспышками белого света. Около 80 лет назад диагностику вспышечной активности проводили по наблюдениям эмиссии линии $H\alpha$ [9], поскольку она доступна для наземных наблюдений. В последующие годы, когда поведение интенсивности в спектральной линии было дополнено рентгеновскими кривыми блеска и микроволновыми наблюдениями, исследователи стали выделять два этапа в эволюции вспышки: импульсную фазу и фазу затухания. Отметим, что формирование линии $H\alpha$ происходит именно в условиях хромосферы, поэтому ранние характеристики вспышек (термодинамические параметры плазмы, энергетика вспышки, временная эволюция) относились именно к вспышечным процессам, протекавшим в хромосферном газе. Так, популярная классификация вспышек по мощности, выработанная по рентгеновским данным, имеет прямую связь со старой классификацией по интенсивности в линии $H\alpha$ [3; 10]: класс вспышки C по данным аппарата GOES (полная высвеченная в диапазоне $8 - 12 \text{ \AA}$ энергия по данным фотометра на космическом аппарате OSO-III менее 10^{29} эрг) соответствует первому классу по $H\alpha$; класс M по GOES (полная высвеченная в диапазоне $8 - 12 \text{ \AA}$ энергия по OSO-III менее 10^{30} эрг) — второму классу по $H\alpha$; X — третьему и т.д.

У некоторых событий на Солнце удастся выделить предвспышечную фазу, которая характеризуется слабым увеличением потока в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах. В случае наблюдений с высоким пространственным разрешением удастся увидеть источник этого свечения (прекурсор) — это компактные светящиеся области, находящиеся рядом с местом или на

том самом месте, откуда будет исходить излучение на следующей фазе [11–13]. Еще одним маркером вспышки является уширение спектральных линий [14], которое усиливается за отрезок времени от нескольких минут до нескольких часов до самой вспышки, что может быть связано, к примеру, с плазменной турбулентностью.

Вспышка начинается с импульсной фазы, которая может длиться от нескольких секунд до десятков минут и характеризуется быстрым подъемом интенсивности в разных диапазонах спектра. В случае слабых событий регистрируется эмиссия в оптических и ультрафиолетовых линиях, в рентгеновских лучах, со слабым или умеренным увеличением потока в микроволновом диапазоне. В случае сильных событий реализуется мощное излучение в оптических линиях, в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазоне, оптическое непрерывное излучение (вспышки белого света). Этап подъема интенсивности может длиться десятки минут, что сравнимо со временем ее спада. Именно на этой фазе в атмосферу выделяется большая часть энергии от источников вспышки. На этапе спада кривой блеска возможны повторные пики в случае появления дополнительных источников нагрева. При быстром нагреве плазма испытывает расширение: так, в частотах линий дальнего ультрафиолета наблюдается движение плазмы вверх со скоростью до 100 км/с, а профиль линии $H\alpha$ свидетельствует о нисходящих потоках вещества [15].

Фаза затухания может длиться несколько часов и характеризуется медленным уменьшением микроволнового и рентгеновского излучения. Этот этап также может нарушаться новыми всплесками интенсивности в разных диапазонах спектра в случае новых источников нагрева. В остальном газ высвечивает запасенную энергию. Так, если сгустки плазмы были выброшены в корону, то по мере остывания они продолжают подниматься и опускаться вдоль магнитных силовых линий, излучая в ультрафиолетовом и оптическом диапазоне [15; 16]. Светящееся вещество становится диагностикой геометрии магнитного поля, принимая форму высоких и широких аркад, регистрируемых в частотах линии $H\alpha$, ультрафиолетовых линиях. На фазе затухания вещество остывает благодаря ра-

диационному высвечиванию, теплопроводности и другим эффектам, о которых упомянем ниже. Благодаря быстрому нагреву хромосферы реализуется испарение вещества в корону, которое называют хромосферной конденсацией. Так, полуэмпирические модели, основанные на переносе излучения в хромосферных линиях, показали [17], что хромосферная конденсация может увеличить давление в корональной петле от 0.1 дин/см^2 до 10^3 дин/см^2 .

Солнечные вспышки характеризуются быстрым выделением большого количества энергии, эта энергия может быть преобразована в различные формы: электромагнитное излучение; направленное движение плазмы, корональный выброс массы (то есть в форме кинетической энергии) и др.

Хотя эти события обладают самой разной морфологией, для их объяснения сложилась так называемая стандартная модель вспышки, которая разделяется большинством исследователей. В рамках стандартной модели первичным источником вспышки служит энергия магнитного поля, переходящая в другие виды энергии в ходе перезамыкания магнитных силовых линий, которое происходит в высоких слоях атмосферы. Свечение хромосферных слоев в оптических линиях, о которых пойдет речь в диссертации, является вторичным откликом атмосферы на это перезамыкание, этот отклик может быть вызван передачей энергии в разных формах; перечислим некоторые из них:

- пучки ускоренных электронов, следующих вдоль магнитных силовых линий после пересоединения;
- нагрев жестким нетепловым излучением, которое сопровождается подобными ускоренными пучками, либо жестким тепловым излучением, вызванным сильно разогретой плазмой;
- нагрев в ходе диссипации токовых слоев;
- распространение и диссипация альфвеновских волн из короны;
- прямой перенос тепла из области энергосвечения (теплопроводность).

Перезамыканию линий магнитного поля, ускорению заряженных частиц и рассмотрению токовых слоев посвящена большая монография Б. В. Сомова [18].

В работе [19] сотрудника Крымской астрофизической обсерватории Э.А. Барановского при рассмотрении вопроса об энергетическом балансе в области солнечной вспышки учитывается три источника нагрева хромосферы: теплопроводность, мягкое рентгеновское излучение и поток нетепловых электронов. Отмечается, что теплопроводность эффективно компенсирует радиационные потери в области резкого возрастания температуры, а комбинация потока рентгеновских лучей и пучка электронов с мягким спектром — в области формирования бальмеровских линий водорода. В качестве радиационных потерь рассматриваются лаймановская, бальмеровская серии водорода и его фоторекомбинационное излучение. Уточнение модели верхней хромосферы осуществляется через сравнение наблюдаемых и синтетических линий водорода: $\text{Ly}\alpha$ - $\text{Ly}\epsilon$, $\text{H}\alpha$ - $\text{H}\delta$, а также лаймановского континуума на длине волны 902 Å. Модель атома водорода включала 10 дискретных уровней. Отмечается, что в области формирования линий $\text{H}\alpha$ - $\text{H}\delta$ водородная концентрация составляет $(1 \div 2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, температура — 7500 ÷ 9500 К. В другой работе Барановского [20] отмечается, что энергетический баланс в области формирования бальмеровских линий во время вспышек может быть достигнут потоком мягких рентгеновских и жестких ультрафиолетовых лучей без привлечения пучка нетепловых электронов. Также отмечается, что при водородных плотностях выше $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ высвечивание реализуется через отрицательный ион водорода при невысокой температуре (7500 К), эмиссия в бальмеровских линиях при этом становится незначительной.

Проверка перечисленных выше и других источников энергии для нагрева хромосферы (а именно температурного минимума) на предмет вероятной реализации в пяти солнечных вспышках проведена в [21]. В качестве диагностики привлекаются наблюдения в линиях нейтрального магния и рентгеновские потоки.

Одним из классических атрибутов вспышки являются ленты (ribbons), регистрируемые в линии $\text{H}\alpha$. Они являются надежными маркерами импульсной фазы вспышки и сопровождаются такими элементами, как яркие основания пе-

тель (foot-points), видимые в жестком рентгеновском диапазоне [3]. Наблюдение этих лент явилось серьезным подспорьем для создания парадигмы, в рамках которой пересоединение линий магнитного поля считается основным источником вспышки. Вспышечные ленты могут быть проявлением оснований корональных магнитных петель на импульсной фазе. Внешние края лент могут быть визуализацией поверхности (геометрического места точек) между областью с окончившимся перезамыканием магнитного поля и областью, где оно еще только наступит [22; 23]. Считается, что они развиваются рядом с линией инверсии магнитного поля, двигаясь вдоль нее по мере развития вспышки. Очень часто это движение является сложным, показывая параллельные или даже встречные движения (сближение лент). В ходе фазы затухания ленты демонстрируют тренд на удаление от предполагаемой линии инверсии магнитного поля. Их внешний вид имеет тенденцию к упорядочиванию; ширина лент достигает нескольких десятков секунд дуги, появляется и прослеживается их внутренняя структура. По мере остывания горячей плазмы, поднявшейся в ходе вспышки и заполнившей полость магнитной петли, она начинает стекать к подножию аркад под действием гравитации. Эта плазма становится видна в линии $H\alpha$, очерчивая аркады магнитного поля в виде нисходящих потоков («корональный дождь»). При наблюдении на фиксированной длине волны петлевые аркады демонстрируют рост как в высоту, так и в стороны [24].

Наблюдения вспышек свидетельствуют о том, что свечение хромосферного газа может быть вызвано диссипацией магнитогидродинамических волн, порождаемых, например, в короне и регулируемых магнитным полем. Так, диссипация МГД волн из подфотосферной области уже давно рассматривается в литературе как источник нагрева хромосферы и короны (например, распространение альфвеновских волн рассматривается в [25; 26]). В последние десятилетия получили развитие трехмерные гидродинамические модели, в основном внимание исследователей сосредоточено на попытке объяснить профили и потоки диагностических линий в спокойной области или спокойной части активной области Солнца. Акцент таких исследований смещен на одновременное объяс-

нение пространственных и временных измерений от среднего до сверхвысокого разрешения (речь идет о субсекундном угловом разрешении и секундных экспозициях), на концептуальном решении вопроса о причине нагрева хромосферы, и др. Подробно подходы магнитной гидродинамики и результаты при моделировании атмосферы по наблюдениям в спектральных линиях (в том числе оптических) спокойного Солнца рассмотрены в обзоре [27]. На протяжении последних десятилетий появились работы по наблюдению и моделированию ярких фиолетовых и красных зерен (grains) в профилях наиболее ярких линий хромосферы — резонансных линиях H и K иона CaII [28–30]. Фиолетовые зерна в этих линиях имеют обозначение H_{2V} , K_{2V} , а красные зерна — H_{2R} , K_{2R} . Авторы отмечают в своих работах, что появление подобных зерен вызвано изменением в профилях температуры и компонента скорости газа вдоль луча зрения. Так, в [30] выделяют области с лучевой скоростью -6 км/с (восходящее движение), над которыми находятся слои газа с нисходящим движением со скоростью $+8$ км/с. Такое изменение в скоростях на относительно малом протяжении вдоль луча зрения интерпретируется как распространение ударной волны, вызванное опрокидыванием магнитогидродинамических волн. В работах отмечается, что появление и исчезновение подобных деталей (grains) в линиях — свойство солнечной хромосферы вне вспышек.

В свою очередь энергия, выделяемая МГД волнами при их затухании, может быть достаточно велика, чтобы во время вспышки служить источником эмиссии хромосферного газа во многих спектральных линиях, причем как в стационарном, так и нестационарном режиме, без видимых признаков наличия потока нетепловых частиц. Так, в [31] авторы рассмотрели шесть солнечных лимбовых вспышек с локализованным источником в вершине петли (loop-top source), источники наблюдались в жестком рентгене (6-100 кэВ). В случае вспышек с длительными фазами затухания авторы предполагают, что имеет место непрерывный нагрев вершины петли со стороны волновых процессов, который компенсирует потери энергии на излучение и проводимость. Во вспышках с длительным временем затухания поступление энергии в вершину петли может

быть сравнимо и даже больше поступления в импульсной фазе. Отмечается, что основные радиационные потери происходят в основании петель (footpoint), а не в вершине петли, причем высвечивание осуществляется в ультрафиолетовых и оптических линиях.

В [32] авторы моделируют образование и выброс сгустков холодной плазмы в корону. В их расчетах горизонтальное течение вещества в гранулах на фотосфере приводит к случайному уплотнению магнитных силовых линий; возникающие при этом сильные токи испытывают омическую диссипацию, на порядки увеличивая нагрев в верхних слоях атмосферы. При этом нагреве резко увеличивается давление газа, что сравнимо с эффектом взрыва, в результате чего часть плазмы устремляется вверх; двигаясь вдоль магнитных линий, сгусток через приблизительно десять минут погружается обратно в переходную область. Авторы исследуют образование сгустков сразу над хромосферой, на высоте около 10 Мм, оно может быть обнаружено в крайнем ультрафиолете в линиях металлов. Авторы рассматривают формирование излучения в ЛТР-приближении, которое вполне применимо для слоев над хромосферой. При этом отмечается, что детальный учет энергетического баланса с переносом излучения может повлиять на конечное движение сгустка, но незначительно. Будущие наблюдения подобных сгустков в линиях оптического диапазона, несомненно, могли бы способствовать продолжению модельных расчетов уже с учетом особенностей хромосферного газа, а также установлению возможной связи со вспышками. В совокупности с тем фактом, что подавляющая часть излучения вспышки исходит именно из хромосферы [33; 34], исследование формирующегося в ней излучения по-прежнему остается актуальным как для понимания атмосферы в целом, так и процессов, протекающих во вспышках. Поэтому в дальнейшем остановимся на формировании излучения в солнечной атмосфере и подходах к его описанию.

Начнем с общих сведений о хромосфере. Солнечная хромосфера занимает пространство между фотосферой и короной, ее толщина составляет около половины процента солнечного радиуса. Хромосферный газ неоднороден, в нем

развиваются различные объекты, хорошо видимые на фильтрограммах в частотах оптических линий: фибриллы, спикулы, образованные из спикул розетки; значительную часть солнечного диска может занимать хромосферная сетка, образованная светлыми дорожками (собственно сетка) и более темными ячейками. Газ неоднороден не только в радиальном, но и в горизонтальном направлении, часто можно ввести только аксиальную симметрию локальных областей (ячейки). Тем не менее для определенности в первом приближении используются стандартные модели хромосферы, например VAL [35]¹, в которой усреднены все локальные неоднородности. В этой модели температура газа T по мере подъема увеличивается от хромосферного минимума 4400 К до сотен тысяч кельвинов на высотах до 10000 км, а его концентрация N монотонно уменьшается от $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Численные значения параметров подобраны таким образом, чтобы теоретические потоки и профили спектральных линий ($\text{H}\alpha$, $\text{Ly}\alpha$, $\text{Ly}\beta$, MgII h и k , CaII H и K и др.) оказались близки к наблюдаемым. Часто между хромосферой и короной выделяют уже упоминавшийся переходный слой, который характеризуется резким возрастанием температуры от десятков тысяч до миллиона кельвинов.

Теория излучения звездных атмосфер развивалась в несколько этапов. Начиная с двадцатых годов прошлого века выполнены расчеты излучения фотосферы. Высокая плотность газа, $N > 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, обуславливает возможность применения методов термодинамики в нулевом приближении. Для определения населенностей дискретных состояний атомной системы и ее состояния ионизации в условиях близких к равновесным с успехом применяется формула Саха. Также были разработаны ставшие ныне классическими методы решения уравнения переноса в непрерывном спектре (метод Эддингтона, Шварцшильда-Шустера, Чандрасекара). Активно использовалась «гипотеза ЛТР» — модель локального термодинамического равновесия между газом и его излучением. Одной из работ по расчету излучения звездных атмосфер явилась статья Куруца [36], в которой на обширной сетке моделей приведены потоки в линиях и

¹по фамилиям авторов Vernazza, Avrett, Loeser

профили бальмеровских и лаймановских линий водорода в приближении ЛТР. В качестве сравнения с наблюдаемыми солнечными характеристиками был посчитан поток в фотометрической полосе V . Утверждается, что в модели звезды, которая наиболее соответствует солнечной, этот параметр дает отличие 2% от наблюдаемой величины.

Уже в конце 40-ых – 50-ых годах XX века начала развиваться теория звездных атмосфер с учетом частичного термодинамического равновесия (например, [37–39]). Такой учет отклонения от локального равновесия в литературе называют «не-ЛТР» приближением. В этом подходе населенности дискретных состояний и степень ионизации газа находят путем решения уравнений баланса, в которых учитываются наиболее важные процессы заселения и опустошения уровней. В последние десятилетия активно применяется этот подход с целью построить одномерные полуэмпирические модели нижней атмосферы Солнца в ее спокойном состоянии. Упомянем некоторые из них.

Так, в уже упоминавшейся модели VAL [35; 40] были подробно промоделированы высотный профиль атмосферы и формирующееся излучение. В [40] авторы приводят эмпирическую модель фотосферы и области температурного минимума, опираясь на известные измерения солнечного непрерывного излучения в диапазоне 0.125 – 500 мкм. Детальный баланс у химических элементов учитывается по-разному: так, населенности водорода, кремния и углерода вычисляются с учетом отклонения от ЛТР, а атомы магния, алюминия и железа – в приближении ЛТР. В следующей работе [35] представлено шесть модельных областей (высотных профилей) хромосферы разной степени интенсивности в континууме и отдельных спектральных линиях. В работе применяется не-ЛТР приближение для вычисления населенностей всех значимых атомных систем (H I, Mg I, Mg II, Ca II и др.). В качестве результата авторы проводят сравнение профилей линий $\text{Ly}\alpha$, $\text{Ly}\beta$, $\text{H}\alpha$, резонансных линий иона Ca II и пытаются объяснить имеющиеся несоответствия в профилях допущениями и упрощениями своих моделей. В [41–43], посвященным моделям, которые называют FAL^2 , ав-

²по фамилиям авторов Fontenla, Avrett, Loeser

торы продолжили развивать профили атмосферы VAL, однако изменения касались переходного слоя, а не хромосферы. В [44] была представлена обновленная модель фотосферы с учетом имевшихся на тот момент наблюдений среднего пространственного ($3''$) и временного (~ 30 мин) разрешений. В статье было посчитано исходящее излучение в видимом и инфракрасном диапазонах. Вскоре в [45] авторы представили обновленные профили хромосферы, которые были скорректированы для одновременного объяснения наблюдаемых потоков в ультрафиолетовых линиях, наблюдений в радио- и оптическом диапазонах, а также инфракрасных линий молекулы CO. Одной из недавних работ, где приведены очередные вертикальные профили термодинамических параметров атмосферы, компонентов магнитного поля и др., является [46]. Авторы провели наблюдение центрального участка диска Солнца 24 апреля 2019 г. в двух линиях: FeI 6173 Å и CaII 8542 Å. Работа с профилями линии железа производится в рамках ЛТР, а линии кальция — в отсутствии ЛТР. Модель CaII учитывает 5 дискретных уровней и основное состояние иона CaIII. Чтобы сопоставить шкалу линейной высоты над реперной поверхностью (основанием атмосферы) и шкалу оптической толщины в континууме на длине волны линии железа, рассматривается общий многомерный случай магнитогидростатического равновесия. Утверждается, что в спокойной области Солнца в отсутствии сильных магнитных полей учет магнитогидростатического равновесия вносит несущественные поправки по сравнению с гидростатическим равновесием.

После отождествления корональных линий и определения температуры и степени разреженности короны ($N \leq 10^8 \text{ см}^{-3}$) возникло «корональное» приближение, имеющее сходные черты с методами, применяемыми для объектов межзвездной среды (например, глава 4 в монографии И. С. Шкловского [47]). Хотя населенности метастабильных уровней в отдельных случаях подчиняются формуле Больцмана, но в целом проблема населенностей требует решения уравнений баланса с учетом всех важных процессов заселения и опустошения. В силу разреженности коронального и небулярного газа в корональном приближении можно пренебречь ионизацией и возбуждением из тех возбужден-

ных состояний, из которых возможны разрешенные радиационные переходы, то есть, из состояний, которые не являются метастабильными. Это обстоятельство позволило разработать сравнительно простые способы расчета излучения типа матрицы Ситона [48].

В короне появляются, существуют некоторое время и потом исчезают протуберанцы, видимые в излучении за пределами солнечного лимба, и волокна (filaments), видимые в поглощении на солнечном диске; они суть одни и те же объекты. Описанию протуберанцев посвящена большая монография под редакцией Ж.-К. Виала и О. Энгвольда [49]. Волокна и протуберанцы состоят из низкотемпературной плазмы, которая окружена горячим веществом короны. Ожидается, что они удерживаются на больших высотах магнитным полем от падения под действием силы тяжести. Характерные значения концентрации частиц составляют $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а значения газового давления $0.1 - 1 \text{ дин/см}^2$ [50–52]. Наблюдение протуберанцев началось более ста лет назад благодаря их излучению (или поглощению в случае волокон) в линии $\text{H}\alpha$. В соответствии с многочисленными наблюдениями в этой линии были разработаны классификации протуберанцев: Ньютона [53], Петтита [54], и др. В [49] авторы выделяют спокойные (quiescent), промежуточные (intermediate), а также протуберанцы активных областей (АО). Авторы обзора отмечают, что все три типа протуберанцев отличаются скорее размерами и степенью активности, но не их природой или физическими процессами. Так, протуберанцы активных областей оказываются более динамичными и короткоживущими объектами; они сопровождают выбросы вещества и активизацию процессов в активных областях, имея времена жизни от нескольких минут до часов [55]. Многоволновые наблюдения продемонстрировали, что вещество протуберанцев формирует эмиссионные линии в диапазоне температуры от фотосферных до корональных значений. Так, холодная плазма протуберанцев излучает в линиях $\text{H}\alpha$, H и K CaII , $\text{HeI } 5876\text{\AA}$, дублета натрия (5892\AA , 5896\AA), что соответствует электронной температуре от 7.5 до 10 тыс. К [50; 56; 57]. В [58] авторы применили аппроксимацию несколькими гауссианами к наблюдаемым профилям линии HeI D3 ; узкий компонент

линии характеризуется температурой 11.5 тысяч кельвинов и оптической толщиной около 0.3, широкий компонент — 91 тысяча кельвинов и пренебрежимой оптической толщиной. Линии высоких степеней ионизации металлов свидетельствуют о присутствии сгустков газа еще более высокой температуры; так, в [52] линии кислорода свидетельствуют о нагреве до $4 \cdot 10^5$ К (ион O VI, переход $\lambda = 1037 \text{ \AA}$). Считается, что вещество протуберанцев приводит к «выпаданию» коронального дождя — каскада сгустков вещества, падающих из горячей короны в хромосферу.

В последние годы явление коронального дождя активно наблюдается и исследуется. В [59] авторы сообщают о корональном дожде как о распространенном явлении падения холодного вещества со скоростями, в среднем, 70 км/с, которое излучает в линиях H α и H CaII. В [60] авторы наблюдали АО 11305 29 сентября 2011 года и обнаружили корональный дождь в линиях H α и IR CaII ($\lambda = 8542 \text{ \AA}$). Вещество двигалось вдоль петли магнитного поля по направлению к тени пятна и сопровождалось двумя вспышками C-класса. Температура вещества в потоке заключалась в диапазоне $10000 \div 33000$ К. В [61] автор проводит наблюдение коронального дождя 9 декабря 2015 г. в линии гелия $\lambda = 10830 \text{ \AA}$. Наблюдается временная и пространственная связь сгустков, излучающих в линии гелия, со сгустками, излучающими в линиях ионизованных металлов на длинах волн дальнего ультрафиолета. Это говорит о мультитемпературной плазме коронального дождя. Используя известные модели излучения, разработанные для протуберанцев, автор воспроизвел наблюдаемые характеристики линии HeI ($\lambda = 10830 \text{ \AA}$) при следующих параметрах плазмы: температура лежит в диапазоне $6000 \div 50000$ К, давление — 0.1 дин см^{-2} .

Условия формирования излучения в хромосфере отличаются от таковых в фотосфере и в короне. В хромосфере реализуется значительно большее число дискретных уровней, чем в более плотной фотосфере. Согласно критерию Инглиса–Теллера при электронной концентрации $N_e < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в атоме водорода могут существовать дискретные уровни с главным квантовым числом $n > 20$. При переходе к более возбужденным состояниям скорость ударной иони-

зации быстро, примерно как $n^{2.4}$, растет по мере увеличения n [1]. Поэтому для уверенной оценки состояния ионизации необходимо учитывать достаточно большое число возбужденных уровней. Однако можно установить верхнюю границу n_{\max} , выше которой учет дискретных состояний не влияет на вычисляемое состояние ионизации, она получается из условия достижения детального баланса ударной ионизации с тройной рекомбинацией. В реальных условиях хромосферы она лежит в диапазоне $n_{\max} \leq 18$.

Учет многих состояний требует создания модели атомной системы с привлечением баз атомных данных. В наших расчетах необходимы модели атомов водорода, гелия и иона CaII, поэтому коснемся моделей, которые встречаются в работах, связанных с излучением солнечной атмосферы.

Водород. При построении атмосферных профилей VAL [35] применяется модель водорода с учетом максимального главного квантового числа $n = 12$. Уровни $n = 1 \div 8$ рассматриваются по отдельности, уровни же с $n = 9 \div 12$ слиты в один. Используются сечения фотоионизации, посчитанные в классическом приближении, из [62]; факторы Гаунта как функции частоты взяты из [63]. Коэффициенты резонансного уширения спектральных линий взяты из монографии Грима [64]. Штарковское уширение считается малым и учитывается только у линии $\text{Ly}\alpha$. Скорость ударной ионизации из основного состояния и скорость ударной деактивации резонансного перехода $n = 2 \rightarrow n = 1$ посчитаны по экспериментальным сечениям из [65] и [66]. Ударная ионизация из возбужденных состояний получена на основании сечений из [67], которые посчитаны в полуэмпирическом приближении, ударные переходы между возбужденными состояниями — на основании полуэмпирических сечений из [68]. Проводится сравнение полученных ударных скоростей со скоростями из работ [69] (как экспериментальные, так и теоретические сечения) и [70] (полуэмпирические расчеты для сечений). Результаты из разных источников различаются не более, чем на 20%, эта точность считается допустимой для авторов модели VAL.

В [71] для моделирования излучения от протуберанцев построена модель H Π , учитывающая 20 уровней. Авторы проводят исследование, сколько уров-

ней достаточно учесть, чтобы получить надежные потоки и интенсивности в линиях. Меняя число уровней от 5 до 30, авторы убедились, что отклонение множителей Мензела от единицы мало, около двух процентов, для двадцати уровней. Отмечается, что отличие интенсивностей в моделях с двадцатью и тридцатью дискретными уровнями составляет менее процента. Атомные данные, посчитанные в полуэмпирическом приближении, взяты из [70].

У авторов модели FAL [45] модель атома водорода включает 15 уровней и континуум. Скорости ударной ионизации взяты из [69]. Скорости ударного возбуждения взяты из [72] (сечения в приближении сильной связи) и [68]; отмечается, что эти скорости связанных переходов завышены по сравнению с другими источниками. Для проверки влияния ударных процессов на вычисляемые населенности авторы также провели некоторые расчеты с другими ударными скоростями из работ [73] (квантовомеханические расчеты; все переходы между пятью нижними уровнями) и [70] (остальные переходы). Изменение скоростей ударных переходов в модели III не влияет на выводы авторов FAL.

Гелий. Детальная модель гелия разработана в [74] применительно для объяснения линий протуберанцев. Она содержит 29 дискретных уровней атома гелия, 4 уровня иона HeII и HeIII. У атома по отдельности учтены синглетные и триплетные состояния в пределах значений главного квантового числа $n \leq 5$. Эффективные силы электронных ударов, коэффициенты ударной ионизации, вероятности спонтанных переходов — взяты из [75] (компиляция данных из разных источников), сечения фотоионизации — из TOPBASE [76]. Штарковские ширины спектральных линий взяты из [77] (квазиклассический подход), для отсутствующих переходов ширины посчитаны в соответствии с квазиклассическим приближением из [64]. В более поздней работе [78] авторы применили в расчетах две версии модели гелия. В первой содержалось 19 дискретных уровней (вплоть до $n = 4$) без учета тонкой структуры; во второй — 17 уровней (вплоть до $n = 3$) с учетом тонкой структуры $2p^3P, 3p^3P, 3d^3D$. Значения энергии и статистические веса были взяты из NIST [79], в то время как остальные данные совпадают с [74]. Построенную модель HeI авторы используют при

моделировании поведения линий D3 и HeI 10830 Å, наблюдаемых на аппарате THEMIS.

Ион CaII. В [80] авторы приводят модель иона CaII для случая звездных атмосфер (модель тестируется на наблюдениях Проциона, Солнца и Арктура). Учитывается 30 дискретных уровней. Состояния от $4s^2S$ до $6p^2P$ (исключая $4f^2F$) рассматриваются с учетом тонкой структуры; каждая из конфигураций $4f^2F$, $5f^2F$, $5g^2G$, $6d^2D$, $6f^2F$ рассматриваются как одно состояние без расщепления на тонкую структуру; конфигурации с $n = 6, \ell \geq 4$ также рассматриваются в рамках одного уровня. Наконец, состояния $7 \leq n \leq 15$ учитываются в рамках суперуровней. В построенной модели реализовано 152 оптически разрешенных перехода. Если уровень, у которого учитывается переход, содержится в рамках составного уровня, то сила осциллятора такого перехода масштабируется с учетом статистических весов исходного и составного уровня. Энергии дискретных состояний и силы осциллятора разрешенных переходов были взяты из баз данных VALD [81], NIST [79] и др. источников. Из базы VALD также взяты параметры уширения спектральных линий. Авторы учитывают ударное возбуждение и ионизацию.

В [82] приводится модель иона с 37 дискретными уровнями. Учитываются уровни с термами $n\ell^2L$, где $n = 4 - 9, \ell \leq 5, 10s^2S, 10p^2P$. Термы ng и nh ($n = 7, 8, 9$) учитываются как один уровень. Тонкая структура учитывается у конфигураций $3d, 4p$ и $4d$. В основной модели кальция использовались энергии, силы осциллятора и сечения фотоионизации из OPACITY PROJECT (база данных TOPBASE) [76] и NIST [79], хотя модель варьировалась с привлечением сил осцилляторов из других источников. Из процессов ударного возбуждения учитывалось возбуждение электронным ударом [83], также эмпирически оценивался вклад ударов со стороны нейтрального водорода (Drawin formula). Отсутствующие ударные скорости возбуждения электронами для разрешенных переходов вычисляются в приближении ударного параметра (impact parameter method, [84]); для запрещенных переходов эффективная сила ударов принимается равной 2.0. Величина сечения ионизации электронным ударом вычисляется

по формуле Ситона [85], при этом сечение в пороге фотоионизации было взято из TOPBASE. Модель содержит 213 дискретных переходов.

В [86] исследуется вопрос формирования линий иона CaII. Модель иона включает 5 дискретных уровней. Приложением расчетов в этой статье являлись спектры звезд типа Т Тау, авторам не требовалось учитывать большое число уровней. Рассматривается фойгтовский профиль коэффициента поглощения. Исследуется зависимость отношения потоков в резонансных линиях H, K от вероятности выхода кванта в K-линии кальция. Отмечается усложнение этой зависимости в случае учета фотосферного излучения звезды по сравнению со случаем чисто ударного возбуждения этой линии. А именно равенство потоков в двух резонансных линиях достигается как в случае большой оптической толщины в линиях (больше десяти), так и в пороге прозрачности линий.

Детальные наблюдения солнечных вспышек и попытки их моделирования породили создание пакетов программ, которые призваны воспроизвести гидродинамические и радиационные процессы, происходящие в ходе событий на Солнце. Вопросами формирования оптического излучения солнечных вспышек интенсивно занимался Э. А. Барановский. В [2; 87] он рассматривает формирование линий водорода и иона кальция во вспышках балла 2 и 3. Модель атома водорода включает 13 дискретных уровней. Отмечается, что для лучшего соответствия наблюдаемых и синтетических линий требуется применить многослойную модель хромосферы. В [87] пять рассматриваемых слоев имеют толщину $50 \div 150$ км; верхний слой имеет температуру $1500 \div 30000$ К, концентрацию водорода $n_H = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и электронную концентрацию $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; у четырех нижних слоев температура лежит в диапазоне значений $7900 \div 8100$ К, n_H — в диапазоне $5 \cdot 10^{13} \div 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, n_e — в диапазоне $6 \cdot 10^{12} \div 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Горячий верхний слой дает основной вклад в излучение линий $H\alpha$ - $H\gamma$, а нижние — в излучение высших членов бальмеровской серии. Микротурбулентная скорость в двух слоях достигает 24 км/с. В моделях рассматривается как перекрывающиеся по лучу зрения слои, так и находящиеся рядом в картинной плоскости.

Так, четыре нижних слоя полностью перекрывается, а горячий верхний слой не перекрывает их.

В последние десятилетия исследователи применяют пакет RADYN [88;89], который основан на коде MULTI [90]. Он воспроизводит одномерную полуэмпирическую модель атмосферы, которая возбуждается потоком нетепловых электронов разной интенсивности, и рассчитывает ее эволюцию, а также выходящее излучение. В [88] авторы сосредоточились на уточнении параметров пучка нетепловых электронов (его спектр, энергия отсечки, жесткость и др.), а также на оценке вклада энергии от жесткого излучения: теплового рентгеновского излучения (мягкого), а также крайнего ультрафиолета. При этом не учитывалась возросшая фотоионизация вещества от этого излучения. В более поздней работе [89] авторы сообщают, что фотоионизация учитывается. Также в [89] учет штарковского параметра затухания водорода сделано в рамках фойгтовского профиля поглощения. Скорость нагрева плазмы пучком нетепловых (первичных) электронов вычисляется после решения уравнения Фоккера-Планка. Учет ионизации водорода из основного состояния вторичными электронами осуществляется посредством результата [91], что в ходе полного торможения пучка первичных электронов выделяется в среднем 36 эВ в расчете на одну пару электрон-ион. Также учитывается нагрев от обратного тока (джоулева диссипация). В одной из недавних работ [92] авторы описывают пакет программ и базу данных F-CHROMA RADYN, охватывающую множество реализаций развития модельных вспышек при разных условиях нагрева атмосферного газа. Следует отметить, что в данном ресурсе RADYN используется 5-уровневая модель атома водорода и иона CaII, а также 8-уровневая модель атома гелия. Хотя авторы не меняют число используемых уровней, некоторые изменения атомных данных вносятся в этот пакет. Аналогично пакету RADYN работает пакет FLARIX [93], состоящий из трех интегрированных кодов. Вычисления в нем проводятся в рамках одномерной модели атмосферы, причем источником энергии вспышки снова считается пучок нетепловых электронов. Другой пакет программ RH [94] посвящен исключительно переносу излучения, он позволяет исследовать синте-

тические линии атома водорода, ионов CaII и MgII. Так, модель атома водорода может включать до 20 дискретных уровней. Методика, заложенная создателями в программы, позволяет рассматривать формирование излучения в одно-, двух- и трехмерном случаях. Аналогично в [95] авторы описывают программный код Lightweaver, позволяющий производить вычисления переноса излучения в отсутствие локального термодинамического равновесия. Авторы особо выделяют учитываемые процессы ударного возбуждения и деактивации; также конкретизируются возможные механизмы уширения спектральных линий. По умолчанию в программе используется фойгтовский профиль коэффициента поглощения. Разработаны и другие пакеты, писать о которых мы не будем.

Продолжается исследование механизмов уширения спектральных линий и их влияние на профили, особенно для атома водорода. Еще Э. А. Барановский в [87] отмечал, что у высоких членов бальмеровской серии начиная с H9 нужно учитывать штарковский профиль, в расчетах он использовал свертку штарковского и фойгтовского профилей. У линии H8 штарковский и доплеровский профили сравнимы по ширине, и у линии H β достаточно учесть фойгтовский профиль. В [96] утверждается, что моделируемое излучение в линиях атома водорода удастся совместить с наблюдаемым при грамотном учете эффекта Штарка, а также при рассмотрении многопетлевой модели (multithreads) излучающего газа, причем согласие достигается как для солнечных вспышек, так и для соответствующих спектров звезд-карликов. Для лучшего согласия синтетической и наблюдаемой линии H β в лимбовом событии 10 сентября 2017 г. в работе [97] был учтен линейный эффект Штарка по методике из [96]. В [98] авторы, учитывая эффекты давления, сравнивают получаемые синтетические бальмеровские линии водорода с результатами предыдущих версий кодов RADYN и RH. В хромосферных конденсациях, возникающих в ходе вспышки, имеет место значительное спектральное уширение из-за больших оптических глубин в линиях H α , H β , H γ . Анализ проводится на большом интервале потоков нетепловых электронов и электронной концентрации ($1 - 60 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$). Отмечается, что метод, описываемый в статье, значительно снижает вероятность возникновения

систематических ошибок, достигавших 100 % и более во многих предыдущих моделях, зависящих от времени.

Помимо анализа модельных событий и создания сетки (базы данных) вспышечных атмосфер исследователи используют описанные ресурсы для объяснения конкретных событий на Солнце. Авторы привлекают упомянутые коды для воспроизведения профилей и интегральных потоков в спектральных линиях, пытаясь реконструировать термодинамические условия и энергетические характеристики атмосферы, породившие эти линии. В [99] на базе наблюдений космического телескопа CHASE исследуется вспышка белого света класса X1.0 2 октября 2022 г. в линии $H\alpha$ и в линиях FeI. Наблюдались три ярких ядра на частотах линии $H\alpha$, причем эта линия демонстрировала разное поведение и разную асимметрию во всех трех ядрах. При моделировании RADYN источником свечения линии считались пучки нетепловых электронов разной мощности. Для двух из трех вспышечных ядер удалось согласовать наблюдаемое и модельное поведение линии $H\alpha$. Также вспышка белого света 11 июня 2014 анализируется в [100]. Проведено моделирование интенсивностей и потоков в бальмеровских линиях. Отмечается, что наилучшее качественное согласие синтетического спектра в синей области (с бальмеровскими линиями) с наблюдениями достигается в предположении, что вспышка занимает малую, менее 10%, долю от наблюдаемой области. Авторы утверждают, что воспроизвести спектр вспышки удастся в предположении, что энергия была выделена в верхней фотосфере или области температурного минимума.

В [101] проводились наблюдения вспышки 29 марта 2014 г. в $H\alpha$ и CaII 8542 Å. Авторы применили многопетлевое приближение для магнитного поля, чтобы обеспечить продолжительный нагрев газа пучками нетепловых электронов. В целом синтетические линии удалось сопоставить с наблюдаемыми. Авторы утверждают, что во вспышке могут быть представлены движения газа с большими скоростями, которые не воспроизводятся в моделировании. Отмечается необходимость грамотного учета линейного эффекта Штарка, который ответственен за уширение линии $H\alpha$.

В уже упоминавшейся работе [97] авторы провели регистрацию лимбовой вспышки в линиях $H\beta$ и $\text{CaII}8542$. В линии $H\beta$ авторам удалось зафиксировать вспышечные ленты, нависающие над лимбом на линейном расстоянии около $300 \div 500$ км. В частотах инфракрасной линии кальция были зафиксированы гораздо более слабые ленты без видимого разделения с лимбом. Воспользовавшись пакетом RADYN, авторы рассмотрели возбуждение атмосферы мощным пучком электронов. Получено увеличение температуры до величин $\sim 5000 \div 30000$ К на высотах от 300 до 1100 км. Также на этих высотах существенно (на порядки) увеличиваются населенности второго и четвертого уровней атома водорода. Несмотря на значительное уменьшение содержания иона CaII (по отношению к CaIII), относительная населенность уровня $3d \ ^2D_{5/2}$ слабо увеличивается на высотах $\sim 200 \div 900$ км, а уровня $4p \ ^2P_{3/2}$ — увеличивается приблизительно на порядок на тех же высотах.

В [102] авторы пытаются проверить, может ли поведение линий $H\alpha$ и $H\beta$ служить диагностикой нагрева газа потоком тепловых или нетепловых электронов на примере вспышки 18 августа 2002 г. В работе анализируется три светящихся в бальмеровских линиях ядра, положения которых сопоставляются с рентгеновским источником. Авторы утверждают, что взаимное поведение линий $H\alpha$ и $H\beta$ действительно может быть такой диагностикой в отсутствии данных по рентгеновскому излучению.

В последние десятилетия знания о вспышках уточняются в том числе благодаря высокому пространственному, временному и спектральному разрешению проводимых наблюдений. Например, в [103] авторы приводят наблюдения вспышек в линии $H\alpha$ с субсекундным временным разрешением. По словам авторов, данные по линии $H\alpha$ говорят об индивидуальном, неповторимом поведении разных светящихся волокон или сгустков газа даже в рамках одной вспышки. Напротив, в [104] авторы сосредоточились на светящихся ядрах (ядрышках) вспышечной ленты субсекундного размера (в линейном выражении — около 200 км), которые были зарегистрированы в линиях $H\alpha$, $H\beta$, $\text{CaII} \ 8542\text{\AA}$. Моделирования профилей или интегральных потоков, образованных светящимися ядрышками,

не осуществлялось. По особенностям спектров и положению ядрышек друг относительно друга авторы делают вывод о строении и эволюции вспышечных лент, а из сравнения спектров $H\beta$, $CaII\lambda 8542$ — о скоростях движения газа вдоль луча зрения на разных высотах, соответствующих высотам образования этих линий.

Также на протяжении последних десятилетий успешно проводится моделирование излучения протуберанцев. Так, в [71; 74] и других работах авторы рассматривают протуберанец в модели двумерного слоя газа, висящего вертикально над фотосферой. Исходящее излучение вычисляется в направлении, перпендикулярном этому слою. Входными параметрами являются температура, давление и геометрическая толщина. В [71] микротурбулентная скорость фиксирована и составляет 5 км/с. Авторы рассчитали сетку моделей с деталями водородного спектра (потoki, профили, ширины и др.). В [74] авторы моделируют излучение гелия, исследуя влияние входных параметров на населенности и формирование спектральных линий — к параметрам относятся электронная температура, давление, толщина слоя газа, высота слоя над фотосферой, а также содержание гелия в газе протуберанца. Отмечается, что разное поведение синглетных и триплетных линий, а также поведение резонансных линий являются очень полезной диагностикой протуберанцев. В [78] авторы стремятся при моделировании воспроизвести поведение линий $HeI D3$ и $He 10830 \text{ \AA}$, наблюдаемых на аппарате THEMIS (THéMIS).

В [105] 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 уменьшается с ростом температуры в линиях $CaII$ быстрее, чем в линиях водорода, поэтому отношение интенсивностей $CaII$ и HII можно использовать как диагностику температуры. Отношение между интенсивностями резонансной ($CaII H$) и инфракрасной ($\lambda = 8542 \text{ \AA}$) линий главным образом зависит от их оптической толщины. При большом давлении и низкой темпера-

туре обнаружено, что отношение потоков $F(\text{CaII}\lambda 8542)/F(\text{H}\beta)$ увеличивается с ростом давления. Используя код NYDR, созданный на базе упомянутой работы [71], авторы выполнили часть задачи, связанную с водородом (населенности, электронную концентрацию и средние интенсивности на разных глубинах слоя протуберанца). Отмечена важность учета квантов лаймановской серии при фотоионизации CaII с возбужденных уровней.

В работе [106] исследуется теоретическая зависимость отношения $F(\lambda 8542)/F(\text{H}\beta)$ от газового давления, в особенности интересно продление этой корреляции для больших давлений. Расчеты включают два этапа: формирование спектра водорода по методике из [71], а также формирование кальциевых линий, как это описано в [105]. 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 [107], второй из них основан на коде MALI и описан в [108]. Если части расчетов, связанные с водородом, в этих кодах разные, то модель кальция используется одинаковая.

Наблюдения во время вспышек, выполненные в обсерватории Онджейов Чешской академии наук [4], показали возникновение заметных потоков в линиях водорода, гелия и кальция, сопровождающие всплески рентгеновского излучения. В одном случае было обнаружено излучение эруптивного протуберанца. Ниже мы попытаемся уточнить состояние такого газа, восстанавливая его параметры по излучению в линиях.

Глава 2. Расчет теоретических потоков в линиях¹

2.1. Система уравнений баланса и метод ее решения

Для расчета излучения газа необходимо найти его состояние ионизации и населенности дискретных уровней. С этой целью мы решаем уравнения баланса, задавая следующие входные данные: толщину слоя L , его электронную температуру T_e , полную концентрацию N и турбулентную скорость v . Слой находится в поле фотосферного излучения, которое мы приближаем чернотельным с температурой T_* и фактором дилуции $W = 0.5$. Величина T_* зависит от состояния расположенной ниже среды, например, ее значение уменьшается в области полутени пятна. Особый случай представляет ион CaII: длина волны порога ионизации равна 1045 \AA и он может быть дополнительно ионизован излучением хромосферы в линиях Ly β (длина волны 1026 \AA) и старше [95; 105]. Для учета такого влияния мы введем параметр T_{Ly} , который по смыслу является температурой черного тела, причем он может оказаться несколько выше, чем T_* .

В стационарных условиях населенности уровней подчиняются уравнениям баланса, смысл которых в том, что скорость заселения любого уровня равна скорости его опустошения. В системе уравнений каждому уровню соответствует своя строка, поэтому все уровни нумеруются целым числом k . В случае атома водорода и водородоподобных систем величина k совпадает с главным квантовым числом. Для атома гелия и иона CaII мы составляем модель атомной системы, применяя индивидуальную нумерацию. При составлении системы уравнений учитывались следующие элементарные процессы заселения и опустошения дискретных уровней: связанно–связанные, связанно–свободные и свободно–связанные радиационные и ударные переходы. Учет рассеяния в линиях выполнен

¹При написании данной главы использовались материалы публикации по теме диссертации 1, выполненных автором в соавторстве

методом Соболева–Бибермана–Холстейна [5–7] в терминах вероятности p выхода кванта из среды.

Пусть в некоторой системе реализовано K дискретных уровней. Вместе с ионом всего получается $K+1$ неизвестная величина. Введем относительные концентрации ν_k по формулам

$$\nu_\alpha = N_\alpha/N_{\text{спец}}, \alpha = 1, \dots, K; \nu_{K+1} = x = N_{\text{ион}}/N_{\text{спец}}. \quad (2.1)$$

Здесь $N_{\text{спец}}$ — число частиц в единице объема для всей атомной системы, N_α и $N_{\text{ион}}$ — то же для дискретных уровней и иона. Для них имеет место сумма

$$\sum_{k=1}^{K+1} \nu_k = 1. \quad (2.2)$$

Заселение каждого уровня определяется другими состояниями, а скорость ухода из него пропорциональна его концентрации. Поэтому запишем сначала систему уравнений в форме:

$$\begin{aligned} M_{11}\nu_1 + M_{12}\nu_2 \dots + M_{1K}\nu_K + M_{1,K+1}x &= 0 \\ \dots \dots \dots \dots \dots \dots & \\ M_{k1}\nu_1 + M_{k2}\nu_2 \dots + M_{kK}\nu_K + M_{k,K+1}x &= 0 \\ \dots \dots \dots \dots \dots \dots & \\ M_{K1}\nu_1 + M_{K2}\nu_2 \dots + M_{KK}\nu_K + M_{K,K+1}x &= 0 \\ M_{K+1,1}\nu_1 + M_{K+1,2}\nu_2 \dots + M_{K+1,K}\nu_K + M_{K+1,K+1}x &= 0 \end{aligned} \quad (2.3)$$

где заселение k -го уровня определяется недиагональными элементами M_{kj} , а его опустошение — элементом M_{kk} . Эта однородная система является вырожденной

и для снятия вырождения заменяем последнее уравнение на (2.2):

$$\begin{aligned}
 M_{11}\nu_1 + M_{12}\nu_2 \dots + M_{1K}\nu_K + M_{1,K+1}x &= 0 \\
 \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots & \\
 M_{k1}\nu_1 + M_{k2}\nu_2 \dots + M_{kK}\nu_K + M_{k,K+1}x &= 0 \\
 \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots & \\
 M_{K1}\nu_1 + M_{K2}\nu_2 \dots + M_{KK}\nu_K + M_{K,K+1}x &= 0 \\
 \nu_1 + \nu_2 \dots + \nu_K + x &= 1.
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

Блок матрицы размером $K \times K$ описывает переходы между дискретными уровнями. Его наддиагональные элементы M_{lu} содержат слагаемые, ответственные за ударную деактивацию со стороны тепловых электронов, спонтанную и вынужденную фотодеактивацию:

$$M_{lu} = N_e q_{ul} + A_{ul} p_{lu} \cdot (1 + n_{lu} p_{lu}), \quad 1 \leq l \leq K - 1, \quad u = l + 1, \dots, \leq K. \tag{2.5}$$

Здесь N_e — электронная концентрация, q_{ul} — коэффициент деактивации электронным ударом, A_{ul} — вероятность спонтанного радиационного перехода, p_{lu} — вероятность выхода кванта. n_{lu} — числа заполнения в частотах спектральных линий, которые определяются формулой (2.6); в ней ν — частота излучения, k_B — постоянная Больцмана:

$$n_{lu} = \frac{W}{\exp(h\nu/k_B T_*) - 1}. \tag{2.6}$$

Поддиагональные элементы M_{ul} описывают возбуждение из нижнего уровня l :

$$M_{ul} = N_e q_{lu} + B_{lu} n_{lu} p_{lu}, \tag{2.7}$$

где q_{lu} — коэффициенты ударного возбуждения и B_{lu} — эйнштейновские коэффициенты поглощения. Индексы l и u меняются в тех же диапазонах, что и в (2.5). Диагональные элементы отвечают за опустошение уровня путем фотоионизации φ_k , ионизации электронным ударом $q_k N_e$ и переходам на другие

дискретные уровни, они выражаются суммой:

$$M_{kk} = - \sum_{i=1}^{K+1} M_{ik}, \quad (2.8)$$

в которой элементы $(K + 1)$ -й строки равны

$$M_{K+1,k} = \varphi_k + N_e \cdot q_k, \quad 1 \leq k \leq K. \quad (2.9)$$

$(K + 1)$ -ый столбец матрицы описывает рекомбинационное заселение дискретных состояний:

$$M_{k,K+1} = r_k N_e + \gamma_k N_e^2, \quad 1 \leq k \leq K, \quad (2.10)$$

где γ_k и r_k — коэффициенты, соответственно, тройной и фоторекомбинации (спонтанной плюс вынужденной).

Вероятности p_{lu} зависят от механизма уширения спектральной линии, а также от оптической толщины в центре линии t_0 и вычисляются по формуле

$$p(t_0, \alpha) = \frac{1}{A} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(y) E_2[\alpha(y)t_0] dy, \quad A = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(y) dy. \quad (2.11)$$

Нормировочный коэффициент A зависит от механизма уширения или от типа профиля $\alpha(y)$. Переменная интегрирования y является безразмерной отстройкой частоты от центра линии. Сама функция профиля $\alpha(y)$ по сути является нормированным коэффициентом поглощения k_ω :

$$k_\omega = k_0 \alpha(y); \quad (2.12)$$

где k_0 — величина коэффициента поглощения в центре линии.

Если бы отсутствовали все типы затухания, то функция k_ω определялась бы доплеровским уширением с естественным масштабом, равным доплеровской полуширине ω_D . Однако в рассматриваемых условиях необходимо учитывать эффекты давления, мы выполняем это двумя способами. Для переходов между уровнями невысокого возбуждения иона кальция и всех переходов атома гелия используется профиль Фойгта, а для атома водорода и водородоподобных уровней кальция — свертка доплеровского и хольцмарковского контуров. В первом

случае удобно ввести лоренцеву полуширину ω_L , а во втором — штарковскую полуширину ω_H . Если обозначить через ω текущее значение циклической частоты, а через ω_0 — центральную частоту перехода, то получаем два выражения для безразмерной формы отстройки y :

$$y = \begin{cases} (\omega - \omega_0)/\omega_L, & \text{профиль Фойгта,} \\ (\omega - \omega_0)/\omega_H, & \text{свертка доплеровского и хольцмарковского контуров.} \end{cases} \quad (2.13)$$

Профиль Фойгта определяется параметром $a_V = \omega_L/\omega_D$:

$$\alpha(a_V; y) = a_V \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2} dt}{(y - t)^2 + a_V^2}, \quad (2.14)$$

а свертка доплеровского и хольцмарковского контуров, соответственно, параметром $a_H = \omega_H/\omega_D$:

$$\alpha(a_H; y) = a_H^{3/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2} dt}{|y - t|^{5/2} + a_H^{5/2}}. \quad (2.15)$$

Нормировочный коэффициент определяется следующими выражениями:

$$A = \begin{cases} \pi^{3/2}, & \text{профиль Фойгта,} \\ \frac{4\pi^{3/2}}{5 \sin(2\pi/5)}, & \text{свертка доплеровского и хольцмарковского контуров.} \end{cases} \quad (2.16)$$

Для решения системы уравнений (2.4) мы сводим ее к одному уравнению с одним неизвестным, которое решаем методом деления пополам. Такой метод удобен тем, что сначала мы устанавливаем факт наличия решения и устанавливаем границы, внутри которых находится решение. Метод деления пополам сходится сравнительно медленно, но всегда приводит к результату. В качестве неизвестной величины вводим z_e , равное отношению электронной концентрации к полной концентрации частиц всех рассматриваемых химических элементов N , $z_e = N_e/N$. Мы ищем нули функции $f(z_e)$, равной разности

$$f(z_e) = z_e - \sum_{\text{elem}} A_{\text{el}} \sum_{\text{ion}} x_{\text{ion}} i_{\text{ion}}. \quad (2.17)$$

Суммы в правой части (2.17) равны величине z_e , вычисленной по состояниям ионизации химических элементов. Введены обозначения A_{el} для содержания элементов по числу частиц, x_{ion} — относительные концентрации ионов, i_{ion} — их заряды (1 — первый ион, 2 — второй ион и т.д.). В задачах, рассматриваемых в данной работе, запись уравнения (2.17) можно значительно упростить. А именно, основным донором электронов можно считать водород и пренебречь вкладом остальных элементов. В этом случае (2.17) сводится к

$$f(z_e) = z_e - A_H x_H(z_e). \quad (2.18)$$

В правой части (2.18) слагаемое z_e является просто аргументом функции, а величина x вычисляется вместе со всеми населенностями при решении уравнений баланса (2.4) при заданном z_e . Если к тому же известны вероятности выхода p_{lu} , то система (2.4) становится линейной и она может быть решена итерационно с последовательным уточнением вероятностей p_{lu} как слабых функций населенностей ν_k . Функция $f(z_e)$ является возрастающей за счет увеличения роли тройной рекомбинации и соответствующего уменьшения $x(z_e)$. Это позволяет следующим образом организовать решение уравнения

$$f(z_e) = 0. \quad (2.19)$$

Исходя из достаточно малого «затравочного» значения z_e и постепенно его увеличивая, находим нижнюю z_l и верхнюю z_u границы области,

$$f(z_l) < 0, \quad f(z_u) > 0, \quad (2.20)$$

внутри которой заведомо находится решение. Далее уточняем искомую величину z_e методом половинного деления. Одновременно с z_e вычисляются с заданной точностью все населенности уровней и состояние ионизации.

Описанная схема применяется в случае атома водорода. В задачах о гелии и кальции электронная концентрация считается заданной и необходимо только выполнить итерации по вероятностям выхода p .

После вычисления населенностей и вероятностей выхода кванта мы можем определить теоретический поток $F^{(t)}$ в спектральной линии, которая образуется

при переходе между верхним уровнем u и нижним l :

$$F^{(l)} = A_{ul} \cdot p_{lu} \cdot (1 + n_{lu} \cdot p_{lu}) \cdot E_{lu} \cdot \nu_u \cdot A_{el} \mathcal{N}. \quad (2.21)$$

Данная формула справедлива для переходов всех учитываемых атомных систем, а именно атомов водорода и гелия, а также иона CaII. Здесь $\mathcal{N} = N \cdot L$ — столбцовая плотность газа, E_{lu} — энергия перехода. Индекс «el», обозначающий данный элемент, прописан только у величины содержания; у всех остальных величин, соответствующих переходу $u \rightarrow l$ рассматриваемой атомной системы, он подразумевается. Слагаемое $n_{lu} \cdot p_{lu}$ в скобках учитывает вклад вынужденного излучения в полный поток. В наших расчетах этот вклад не превышает нескольких процентов.

2.2. Модели атомных систем

При подборе коэффициентов реакций особое внимание уделяется выполнению принципа детального баланса. Содержания химических элементов для солнечной атмосферы взяты из [109].

2.2.1. Водород

В случае атома водорода мы можем задать любое число K учитываемых дискретных уровней. В реальных условиях выбор K определяется условиями задачи, в первую очередь, электронной концентрацией среды. На практике мы это делали следующим образом. Начиная с небольшой величины, например, 7, постепенно увеличивали K , следя за вызываемым таким образом изменением населенностей уровней и состояния ионизации. По мере увеличения K эти изменения ослабевают и, наконец, становятся практически незаметными. Оказалось что в рассматриваемом нами классе задач можно принять $K = 18$. Уже

при этом значении K имеет место практически полный баланс ударной ионизации и тройной рекомбинации. Эта величина значительно меньше даваемой критерием Инглиса–Теллера.

Значения энергии E_k уровня с главным квантовым числом k вычисляются в соответствии с приближением Бора-Зоммерфельда:

$$E_k = -Ry/k^2. \quad (2.22)$$

Силы осцилляторов и скорости ударных переходов взяты из [70].

Приведем выражение для скорости фотоионизации в поле дилутированного чернотельного излучения:

$$\varphi_k = W \cdot 4\pi \int_{\nu_k}^{\infty} \frac{B_\nu(T_*)}{h\nu} \sigma_k(\nu) d\nu, \quad k > 1, \quad (2.23)$$

здесь $B_\nu(T_*)$ — функция Планка, $\sigma_k(\nu)$ — сечение фотоионизации, ν_k — красная граница фотоэффекта. Здесь $k > 1$, поскольку мы пренебрегаем фотоионизацией с первого уровня. Сечения $\sigma_k(\nu)$ считаем по теории Крамерса. Коэффициенты спонтанной $r_k^{(s)}$ и вынужденной $r_k^{(i)}$ фоторекомбинации на уровень k записываются, соответственно:

$$\begin{pmatrix} r_k^{(s)} \\ r_k^{(i)} \end{pmatrix} = \int_0^{\infty} s_k(E) \cdot u \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ n_\omega \end{pmatrix} \cdot f(E) dE, \quad (2.24)$$

где u и E — скорость и энергия рекомбинирующего электрона, $f(E)$ — распределение электронов по энергиям, которое считаем максвелловским; n_ω — числа заполнения, $s_k(E)$ — сечение фоторекомбинации на k -ый уровень. Полный коэффициент фоторекомбинации складывается из суммы $r_k^{(s)}$ и $r_k^{(i)}$. Детали вычисления скоростей фотоионизации и фоторекомбинации приведены в [110].

Штарковские полуширины атома водорода ω_H в шкале частот (рад/сек) вычисляем по формуле [111]

$$\omega_H = 1.62 \cdot 2\pi (4/15)^{2/3} \frac{h}{m_e} (k_2^2 - k_1^2) \cdot N_i^{2/3} \quad (2.25)$$

или в шкале длин волн (в см) по формуле

$$\Gamma_H = 2.6 \cdot 10^{-11} \cdot \lambda_0^2 (k_2^2 - k_1^2) \cdot N_i^{2/3} \quad (2.26)$$

Здесь λ_0 — длина волны невозмущенного перехода (выражена в Ангстремах), концентрация протонов N_i (в см^{-3}); k_2, k_1 суть главные квантовые числа верхнего и нижнего уровней.

2.2.2. Атом гелия

Модель атома гелия учитывает 29 уровней от основного состояния $1s_2$ до $5g^3G$, а также основное состояние иона HeII . Диаграмма Гротриана дискретных уровней гелия (исключая основное состояние) показана на рис. 2.1. Значения

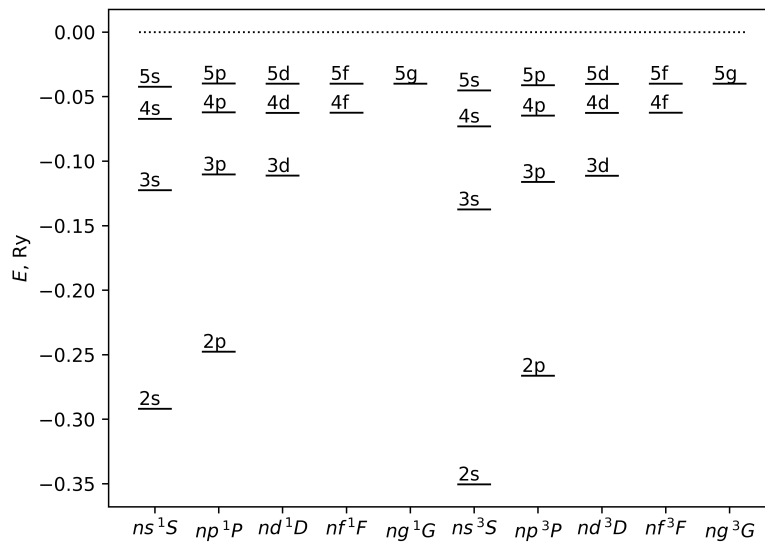


Рисунок 2.1 — Диаграмма Гротриана возбужденных энергетических уровней атома гелия. Штриховой линией показан уровень континуума

энергии и силы осциллятора оптических переходов взяты из NIST [79]. Скорости ударной ионизации и ударного возбуждения, сечения фотоионизации взяты как выходные параметры программы АТОМ [112] ¹.

¹частное сообщение

Скорость фотоионизации с уровня k с потенциалом ионизации E_k и статистическом весом g_k при известном сечении фотоионизации σ_k равна:

$$\varphi_k = \frac{W}{8\pi} \frac{c}{a_0} \frac{\alpha^3}{\pi a_0^2} \left(\frac{k_B T_*}{Ry} \right)^3 K(b_k), \quad (2.27)$$

$$K(y) = \int_y^{+\infty} \frac{\sigma_k(t) \cdot t^2}{\exp(t) - 1} dt, \quad b_k = E_k/k_B T_*. \quad (2.28)$$

Здесь σ_k — сечение фотоионизации с k -го уровня; α — постоянная тонкой структуры, a_0 — борковский радиус, c — скорость света в вакууме. Логарифм скорости фотоионизации как функция температуры T_* аппроксимируется функцией с помощью трех параметров a_0, a_1, a_2 :

$$\ln(\varphi_k) = f(T_*) = a_0 + a_1 \cdot \left(\frac{E_k}{k_B T_*} \right)^{a_2}. \quad (2.29)$$

Коэффициент спонтанной фоторекомбинации как функция электронной температуры T_e равен

$$r_k^{(s)} = \frac{\alpha^3 c}{4\sqrt{\pi}} g_k \left(\frac{k_B T_e}{Ry} \right)^{3/2} \exp(\beta_k) \int_{\beta_k}^{\infty} \sigma_k(t) t^2 \exp(-t) dt, \quad \beta_k = E_k/k_B T_e. \quad (2.30)$$

Коэффициент $r_k^{(s)}$ рекомбинации на уровень k аппроксимируется функцией с тремя параметрами A, D, χ :

$$r_k^{(s)} = f(\beta_k) = A \cdot \beta_k^{1.42} \frac{\ln(D \cdot \beta_k + 2.72)}{\beta_k + \chi} \quad (2.31)$$

Коэффициент вынужденной фоторекомбинации как функция электронной температуры и T_* равен

$$r_k^{(i)} = \frac{\alpha^3 c}{4\sqrt{\pi}} g_k \cdot W \cdot \frac{(k_B T_*)^3}{(k_B T_e)^{3/2} Ry^{3/2}} \exp(\beta_k) \int_{b_k}^{\infty} \frac{\sigma_k(t) t^2 \exp(-\lambda t)}{\exp(t) - 1} dt. \quad (2.32)$$

Здесь $b_k = E_k/k_B T_*$; $\lambda = T_*/T_e$.

Лоренцевы ширины линий взяты из монографии Грима [64].

2.2.3. Ион CaII

Модель кальция включает 22 дискретных уровня иона CaII и основное состояние иона CaIII. Уровни с главным квантовым числом $n < 7$ рассматриваем как индивидуальные, а уровни с $n \geq 7$ считаем водородоподобными. У уровней $3d^2D$ и $4p^2P$ учитываем тонкую структуру, которая требует ввести для конкретизации квантовое число j : у состояния $3d$ j принимает значения $3/2$; $5/2$; у состояния $4p$ — $1/2$; $3/2$. Таким образом, число индивидуальных уровней в модели равно 18 (от $4s^2S$ до $6h^2H$), а число водородоподобных уровней составляет четыре: $n = 7, \dots, 10$. На рис. 2.2 представлена диаграмма Гротриана для иона CaII: индивидуальные уровни помечены короткими горизонтальными отрезками, два водородоподобных: нижний $n = 7$ и верхний $n = 10$ — помечены длинными отрезками. Поскольку нам требуется рассмотреть переходы между разными типами уровней, введем поясняющие обозначения. Будем обозначать индивидуальный уровень с тонкой структурой тремя буквами, которые соответствуют главному n , орбитальному l квантовому числу и полному моменту j ; без учета тонкой структуры (терм) — двумя буквами: n и l . Водородоподобный уровень обозначим одной буквой n . Для квантовых чисел нижнего уровня зарезервируем индекс «1», а для квантовых чисел верхнего — «2».

Силы осцилляторов в поглощении взяты из двух источников: NIST [79] и TOPBASE [76]. При переходах между уровнями с тонкой структурой (nlj) и термами (nl) усреднялись коэффициенты Эйнштейна $A_{n_2l_2j_2, n_1l_1j_1}$ в соответствии с гипотезой о равномерном распределении (формула (2.33)):

$$A_{n_2l_2, n_1l_1j_1} = \frac{\sum_{j_2} g_{n_2l_2j_2} \cdot A_{n_2l_2j_2, n_1l_1j_1}}{g_{n_2l_2}}, \quad (2.33)$$

здесь буквой g обозначены статистические веса уровней. Сила осциллятора в поглощении для данного перехода вычисляется по формуле (2.34):

$$f_{n_1l_1j_1, n_2l_2} = \frac{2a_0}{\alpha^4 c} \left(\frac{Ry}{E_{n_1l_1j_1, n_2l_2}} \right)^2 \frac{g_{n_1l_1j_1}}{g_{n_2l_2}} \cdot A_{n_2l_2, n_1l_1j_1}; \quad (2.34)$$

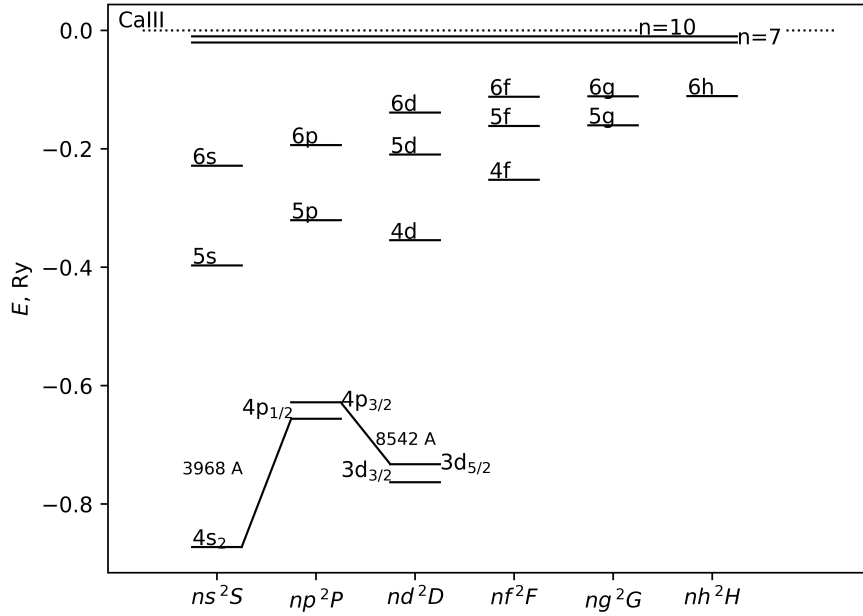


Рисунок 2.2 — Диаграмма Гротриана энергетических уровней иона CaII. Двумя горизонтальными сплошными линиями показаны водородоподобные уровни $n = 7, n = 10$. Штриховой линией показан уровень континуума здесь a_0 — борковский радиус, α — постоянная тонкой структуры, $E_{n_1 l_1 j_1, n_2 l_2}$ — энергия рассматриваемого перехода.

При переходах между водородоподобным (главное квантовое число n_2 с набором орбитальных подуровней $l_2 = 0, \dots, n_2 - 1$) и индивидуальным уровнем — термом $n_1 l_1$ учитывались два разрешенных перехода с двух подуровней уровня n_2 с орбитальным квантовым числом $l_2 = l_1 \pm 1$. Коэффициенты Эйнштейна усреднялись аналогично формуле (2.33):

$$A_{n_2, n_1 l_1} = \frac{g_{n_2(l_1-1)} \cdot A_{n_2(l_1-1), n_1 l_1} + g_{n_2(l_1+1)} \cdot A_{n_2(l_1+1), n_1 l_1}}{g_{n_2}}. \quad (2.35)$$

В случае переходов с водородоподобного уровня $n_2 > 6$ на уровни с тонкой структурой ($3d_{3/2, 5/2}$ либо $4p_{1/2, 3/2}$) требуется учесть все разрешенные переходы с подуровней $n_2 l_2 j_2$ уровня n_2 на нижний уровень:

$$A_{n_2, n_1 l_1 j_1} = \frac{\sum_{l_2, j_2} g_{n_2 l_2 j_2} \cdot A_{n_2 l_2 j_2, n_1 l_1 j_1}}{g_{n_2}}. \quad (2.36)$$

Силы осциллятора вычисляются аналогично формуле (2.34) из вероятностей переходов (2.35) и (2.36). В обозначенных базах данных отсутствуют силы

осциллятора $f_{4p(1/2,3/2),n's}, n' > 8$, а также $f_{3d(3/2,5/2),n'p}, n' > 6$. Для них проводилась экстраполяция по закону $\sim n_2^{-3}$:

$$f_{4p(1/2,3/2),n's} = f_{4p(1/2,3/2),8s} \cdot (8/n')^3, \quad n' = 9,10; \quad (2.37)$$

$$f_{3d(1/2,3/2),n'p} = f_{3d(1/2,3/2),6p} \cdot (6/n')^3, \quad n' = 7,\dots,10. \quad (2.38)$$

При переходах между водородоподобными уровнями рассматривались силы осциллятора и вероятности переходов водородоподобного иона $f_{nn'}^H, A_{nn'}^H$.

Для коэффициентов ударных переходов между индивидуальными уровнями учитывались эффективные силы ударов $\Upsilon_{l,u}$, которые взяты из статьи Melendez et al. 2007 [83]. Первый набор индексов после Υ соответствует нижнему уровню, второй - верхнему уровню перехода. В статье эффективные силы приведены в диапазоне температур от 3000 до 38000 К. На приведенной температурной сетке вычислялись коэффициенты ударной деактивации $q_{u,l}$. Связь эффективной силы удара и скорости деактивации выражается формулой

$$q_{u,l} = \frac{A \cdot \Upsilon_{l,u}}{g_u \sqrt{T_e}}, \quad (2.39)$$

$A = 8.32 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1} \text{ К}^{1/2}$, здесь T_e выражается в Кельвинах.

При переходах между индивидуальными уровнями (исключая 6h) реализовывались три случая:

- уровни с тонкой структурой или s-подуровни — используется эффективная сила $\Upsilon_{n_1 l_1 j_1, n_2 l_2 j_2}$ непосредственно из работы Melendez et al. [83];
- один уровень с тонкой структурой (или $l_1 = 0$), другой уровень — терм ($l_2 > 0$): тогда эффективная сила вычислялась как

$$\Upsilon_{n_1 l_1 j_1, n_2 l_2} = \sum_{j_2} \Upsilon_{n_1 l_1 j_1, n_2 l_2 j_2}, \quad j_2 = l_2 \pm 1/2; \quad (2.40)$$

- оба уровня являются термами ($l_{1,2} > 0$) - тогда эффективная сила равна

$$\Upsilon_{n_1 l_1, n_2 l_2} = \sum_{j_1, j_2} \Upsilon_{n_1 l_1 j_1, n_2 l_2 j_2}, \quad j_1 = l_1 \pm 1/2, \quad j_2 = l_2 \pm 1/2; \quad (2.41)$$

Сложнее рассчитываются скорости деактивации между водородоподобными и индивидуальными уровнями (исключая 6h). В рассматриваемой статье [83]

учитываются переходы с/на уровни с главным квантовым числом $n = 7$, кроме уровней $7p, 7h, 7i$; а также с/на уровни с $n = 8$, кроме $8p, 8h, 8i, 8k$. Начнем с водородоподобных уровней $n_2 = 7, 8$:

$$\begin{cases} \Upsilon_{n_1 l_1 j_1, n_2} = \sum_{l_2, j_2} \Upsilon_{n_1 l_1 j_1, n_2 l_2 j_2}, & \text{если } l_1 = 0 \text{ или } n_1 l_1 = 3d; 4p \\ \Upsilon_{n_1 l_1, n_2} = \sum_{j_1, l_2, j_2} \Upsilon_{n_1 l_1 j_1, n_2 l_2 j_2}, & \text{если } n_1 l_1 \text{ — все остальные уровни.} \end{cases} \quad (2.42)$$

Эффективные силы отсутствующих в [83] переходов заменялись единичными силами для запрещенных переходов, а при разрешенных переходах — вычислялись из формулы Режемотера [113].

Переходы с уровнями $n_2 = 9, 10$ (и подуровнями с $l_2 = 0, \dots, n_2 - 1$) на индивидуальные (исключая $6h$) разделялись на разрешенные, коэффициент деактивации $q_{n_2 l_2, n_1 l_1}^{Reg}$ для которых вычислялся по формуле Режемотера, и запрещенные, для которых полагали $\Upsilon_{n_1 l_1(j_1), n_2 l_2} = 1$. При переходах на уровень-терм итоговый коэффициент ударной деактивации записывается:

$$q_{n_2, n_1 l_1} = \frac{g_{n_2 l_2} q_{n_2 l_2, n_1 l_1}^{Reg} + \sum_{l_2, l_2 \neq l_1 \pm 1} g_{n_2 l_2} q_{n_2 l_2, n_1 l_1}}{g_{n_2}} \quad (2.43)$$

При переходах на тонкую структуру (уровни $3d_{3/2, 5/2}$ или $4p_{1/2, 3/2}$):

$$q_{n_2, n_1 l_1 j_1} = \frac{g_{n_2 l_2} q_{n_2 l_2, n_1 l_1 j_1}^{Reg} + \sum_{l_2, l_2 \neq l_1 \pm 1} g_{n_2 l_2} q_{n_2 l_2, n_1 l_1 j_1}}{g_{n_2}} \quad (2.44)$$

Коэффициент деактивации с уровня $6h$ на нижележащие уровни $5g, 6g$ рассчитывается по формуле Режемотера; на все остальные — исходя из предположения $\Upsilon_{n_1 l_1 j_1, 6h} = 1$. При переходах с водородоподобных уровней n_2 на $6h$ (формула (2.45)) аналогично разделяем переходы между подуровнями на разрешенные (с подуровней $n_2 g$ или $n_2 i$ на уровень $6h$; применяем формулу Режемотера) и запрещенные (с других подуровней, где $\Upsilon_{6h, n_2 l_2} = 1, l_2 \neq 4, 6$):

$$q_{6h, n_2} = \frac{g_{6h} A \cdot y^{1/2} \left(\frac{Ry}{\Delta E_{6h, n_2}} \right)^{3/2} \cdot f_{6h, n_2} P(y) + A/\sqrt{T_e} \cdot \sum_{l_2, l_2 \neq 5 \pm 1} \Upsilon_{6h, n_2 l_2}}{g_{n_2}} \quad (2.45)$$

Для этой формулы сила осциллятора f_{6h,n_2g} взята из TOPBASE [76], а f_{6h,n_2i} посчитана по формуле для водорода [114]; $P(y)$ — функция из Regemorter, 1962 [113]; $y = E_{6h,n_2}/k_B T_e$.

Сечения фотоионизации с индивидуальных уровней взяты из TOPBASE. Скорости фотоионизации посчитаны по формуле (2.27); скорости для уровней $3d_{3/2,5/2}$ и $4p_{1/2,3/2}$ масштабируем в соответствии с их статистическими весами.

Сечения для ударной ионизации (в единицах см^2) со всех уровней взяты из справочника [115]

$$Q(\epsilon) = 1.63 \cdot 10^{-14} n \frac{1}{I_{eV}^2} \frac{I}{\epsilon} F(2, \epsilon/I), \quad (2.46)$$

где $n = 1$ — число оптических электронов иона кальция, I — потенциал ионизации, ϵ — энергия налетающего электрона, $F(2, \epsilon/I)$ — табличная функция.

Штарковские ширины линий, посчитанные в рамках квазиклассической теории возмущений, взяты из [116]. Ширины линий переходов между водородоподобными состояниями взяты из [111].

Глава 3. Определение параметров газа по его излучению¹

В этой главе расчетный аппарат, изложенный ранее, мы применим для восстановления параметров излучающего газа. Будем равнозначно пользоваться обозначениями для температуры газа T и электронной температуры T_e . Меняя входные параметры L , N , T_e , v_t , T_* и T_{Ly} , путем подгонки добиваемся максимального приближения теоретических потоков излучения $F^{(t)}$ к наблюдаемым $F^{(o)}$ одновременно для всех линий. Задавая температуру газа, мы не рассматриваем конкретные механизмы нагрева. Ими могут быть нагрев МГД волнами, диссипация токовых слоев или поток нетепловых электронов из короны.

3.1. Вспышка 7 июня 2011 года

Фрагменты эруптивного протуберанца наблюдались 7 июня 2011 года в активной области NOAA 11226 после солнечной вспышки класса M2.5 [117]. Начало вспышки приходится на 6:16 UT, импульсная фаза продолжается с 6:16 UT примерно до 6:45 UT, а фаза затухания длится более 2 часов (см. рентгеновскую кривую блеска на рис. 3.1). Именно на этой фазе проводилось наблюдение в линиях $H\alpha$, $H\beta$, H CaII и IR CaII ($\lambda = 8542 \text{ \AA}$), D3 HeI; было зафиксировано излучение в трех спектральных линиях $H\alpha$, $H\beta$ и H CaII, наблюдаемые потоки в них приведены в табл. 1. Так, на рис. 3.2 справа показано изображение на щели спектрографа, полученное в обсерватории Онджейов, а слева - спектр в окрестности линии $H\alpha$. При последовательных сдвигах щели удалось обнаружить сгусток плазмы, видимый в крыле линии $H\alpha$, в то время как на изображении на щели этот сгусток не виден. Красными горизонтальными отрезками

¹При написании данной главы использовались материалы публикации по теме диссертации 1, 2, 3, 4, 5, выполненных автором в соавторстве

показана область на щели, в которой был зафиксирован фрагмент эруптивного протуберанца.

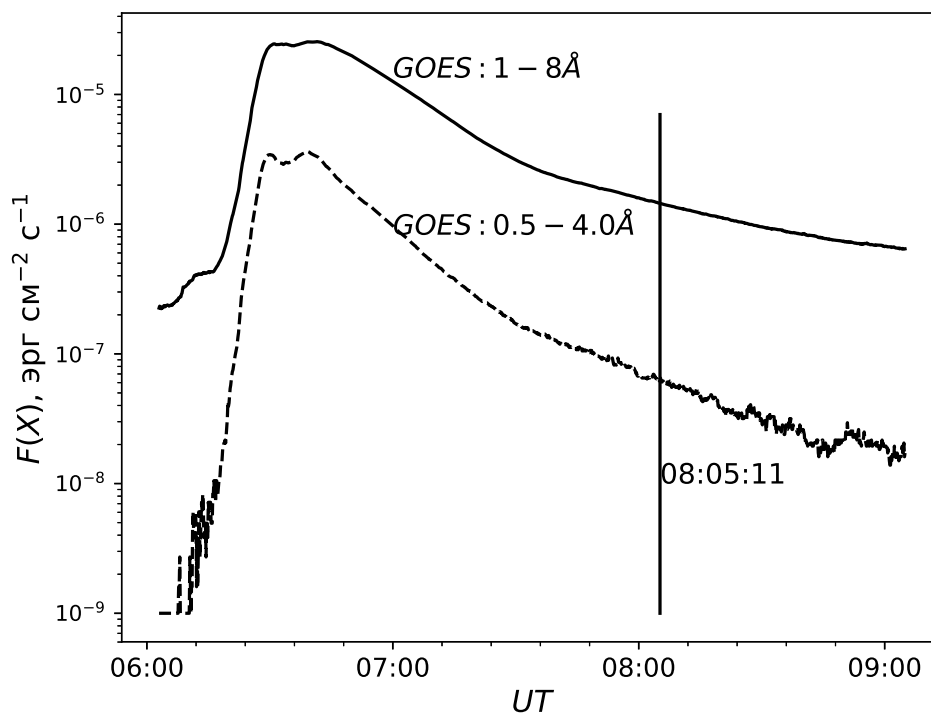


Рисунок 3.1 — Вспышка 07 июня 2011 г. Рентгеновские потоки от Солнца по данным GOES в двух каналах: $0.5 - 4.0 \text{ \AA}$ и $1 - 8 \text{ \AA}$. Временная шкала UT по горизонтальной оси приведена в часах и минутах. Вертикальной чертой отмечен момент регистрации оптического излучения от протуберанца



Рисунок 3.2 — Вспышка 07 июня 2011 г. Справа: изображение на щели, сделанное в линии $H\alpha$, красными горизонтальными отрезками отмечена область, где на щели был зарегистрирован сгусток плазмы [118]. Слева: спектр в окрестности линии $H\alpha$ и фрагментом протуберанца (виден в виде темного образования в крыле линии). Приведен момент времени 08:06:14 UT

Мы в рамках простой модели однородного слоя определили параметры газа по его излучению в спектральных линиях, проведя моделирование при

Таблица 1 — Вспышка 07 июня 2011 г. Определенные для момента 08:05:11 UT значения потоков F^o в эрг $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$

Линия	H α	H β	H CaII
F^o	$3.82 \cdot 10^6$	$6.87 \cdot 10^5$	$2.72 \cdot 10^6$

следующих диапазонах объемной концентрации, столбцовой концентрации и электронной температуры:

$$\begin{aligned}
 10^{10} \text{ см}^{-3} &\leq N \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}, \\
 10^{18} \text{ см}^{-2} &\leq \mathcal{N} \leq 10^{22} \text{ см}^{-2}, \\
 4000 \text{ К} &\leq T_e \leq 8 \cdot 10^4 \text{ К}.
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Параметры подбирались таким образом, чтобы теоретические потоки отличались от наблюдаемых не более, чем на 0.3%. Такой точности удалось добиться в диапазоне электронной температуры от 6300 К до 10000 К. В табл. 2 собраны теоретические параметры газа для этого диапазона. Ее столбцы имеют следующий смысл: N_{10} — концентрация газа в единицах 10^{10}см^{-3} , L — толщина слоя в тысячах километров, v — турбулентная скорость в км/с, \mathcal{N}_{19} — столбцовая плотность в единицах 10^{19}см^{-2} ; среди вычисленных величин: τ_{Ca} — оптическая глубина в линии H CaII, R_{Ca} — отношение теоретических потоков в резонансной H и инфракрасной линиях IR CaII ($\lambda = 8542\text{\AA}$) кальция: $R_{\text{Ca}} = F^t(\text{H CaII})/F^t(\text{IR CaII}\lambda 8542)$.

Оптические глубины в линиях водорода H α и H β равны, соответственно, 0.6 и $8 \cdot 10^{-2}$, они незначительно меняются от строки к строке. Достаточно большие значения $R_{\text{Ca}} > 3$, а также пренебрежимо малый теоретический поток в линии атома гелия не противоречат наблюдениям, в которых не удалось зафиксировать инфракрасную линию IR CaII ($\lambda = 8542\text{\AA}$) и HeI D3. Таким образом, отсутствие значимых детектируемых потоков в четвертой и пятой линиях является существенным фактором для уточнения физических параметров

фрагмента протуберанца. В случае полного отсутствия сведений по линиям IR CaII ($\lambda = 8542\text{\AA}$) и HeI D3 таблица 2 могла бы быть немного расширена в область $T \sim 6000$ К. Вне указанного в таблице 2 диапазона параметров добиться согласия теоретических потоков с наблюдаемыми для трех линий одновременно не удастся. В области низких температур $T < 6300$ К при совпадении теоретических и наблюдаемых потоков в линиях водорода теоретический поток в линии кальция оказывается меньше наблюдаемого, причем расхождение растет с уменьшением температуры. Главной причиной расхождения является уменьшение скорости возбуждения верхнего уровня ($4p_{1/2}$) резонансного перехода. Расхождения теории с наблюдениями при высоких температурах объясняется уменьшением оптической глубины в линии $H\alpha$ за счет ионизации водорода. Если температура увеличивается выше 10^4 К, то теоретическое отношение потоков в линиях $H\alpha$ и $H\beta$ начинает расти, стремясь к своему значению для прозрачного газа. Температура $T_{Ly} > 6000$ К говорит о повышенном потоке лаймановских квантов. Диапазон значений электронной концентрации в исследуемом сгустке газа меньше, чем для концентрации N и составляет $(1.8 \div 1.9)10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Турбулентная скорость v в табл.2, необходимая для совмещения теоретических и наблюдаемых потоков излучения, значительно превышает скорость звука в среде. В таком случае внутренние движения незамагниченного газа приводят к возникновению ударных волн и нагреву до температур порядка десятков тысяч кельвинов. В таком диапазоне температур невозможно согласовать теоретические и наблюдаемые потоки в линиях водорода и кальция. Однако, магнитное поле с напряженностью $H \lesssim 30$ Гс в газе с концентрацией $N = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ демпфирует диссипацию и ударная волна не образуется. Возможно, такое магнитное поле присутствует в рассматриваемом объеме газа.

Таблица 2 — Вспышка 07 июня 2011 г. Параметры газа, при которых теоретические потоки в линиях $H\alpha$, $H\beta$ и H CaII совпадают с наблюдаемыми. T (К) — температура газа, $N_{10}(10^{10}\text{см}^{-3})$ — концентрация, $L(10^3 \text{ км})$ — толщина слоя, $\mathcal{N}_{19}(10^{19}) \text{ см}^{-2}$ — столбцовая плотность, v (км/с) — турбулентная скорость, T_{Ly} (К) — температура черного тела, учитывающая вклад лаймановской серии в фотоионизацию CaII. Вычисленные величины: τ_{Ca} — оптическая глубина в линии H CaII, $R_{Ca} = F^t(H \text{ CaII})/F^t(IR \text{ CaII})$

T	N_{10}	L	\mathcal{N}_{19}	v	T_{Ly}	τ_{Ca}	R_{Ca}
6300	5.30	7.0	3.71	30.9	6010	1.4	3.4
6700	5.08	6.8	3.45	30.8	6280	0.70	5.9
7000	4.61	6.8	3.13	30.6	6262	0.64	6.2
8000	3.23	6.8	2.20	30.4	6150	0.53	6.7
9000	2.83	6.8	1.92	30.1	6130	0.46	7.1
10000	2.80	6.8	1.90	29.8	6167	0.39	7.4

Результаты восстановления параметров по наблюдениям в ультрафиолетовом и оптическом диапазонах

В [119] авторы разрабатывают методику восстановления столбцовой плотности и температуры по наблюдениям сгустка вещества в семи ультрафиолетовых фильтрах SDO. Отмечается, что по мере уменьшения длины волны пропускания от 1000 до 100 Å включается 3 агента поглощения (HI, HeI, HeII). Также рассматриваются разные варианты учета фонового излучения и излучения, идущего с переднего плана, в зависимости от геометрии и положения протуберанца. Параметры сгустков определены для двух моментов. В момент 07:03 UT столбцовая плотность составляет $(3.6_{-0.7}^{+1.1}) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$, температура плазмы — $33100 \pm 2200 \text{ К}$; в момент 07:50 UT: $(3.5_{-0.7}^{+1.1}) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$, температура

плазмы — 34500 ± 3000 К. В предположении однородности сгустка и толщины $D = 6000$ км (по лучу зрения) оценка объемной плотности частиц водорода составила $(6.0_{-1.2}^{+1.8}) \cdot 10^{10}$ см⁻³. В связи с полученным значением температуры авторы говорят о малости следующих факторов и пренебрегают ими: собственное излучение протуберанца; появление рекомбинационного порога у коэффициента поглощения металлов в интервале $\lambda = 171 \div 195$ Å; изменение коэффициента поглощения с длиной волны в пределах полосы пропускания фильтров; вклад эмиссионных линий на краях пропускания фильтров. Отмечается, что в момент 07:50 UT, когда сгусток вещества погрузился глубоко в атмосферу, величина столбцовой плотности, оцененная по потоку в фильтрах 193 и 211 Å, занижена из-за дополнительного излучения от короны на переднем плане. Также поставлен верхний предел на толщину протуберанца: не более порядка 10^5 км.

В [120] авторы по данным SDO также анализировали яркие компактные уярчания в областях столкновения протуберанцев с плотными слоями атмосферы. По результатам гидродинамических расчетов установлено, что подобные яркие пятна с температурой в диапазоне от $\sim 10^4$ до $\sim 10^6$ К возникают в условиях, когда сгустки плазмы при объемной плотности $\gg 10^{10}$ см⁻³ врезаются в плотные слои атмосферы на скоростях в несколько сотен километров в секунду. Отмечается, что излучение от этих сгустков испытывает существенное поглощение со стороны вышележащей плазмы.

В [121] вычисление плотности сгустков вещества проводилось в двух режимах — в полихроматическом (фильтров SDO/AIA) и монохроматическом. Исследовались две «мишени» (сгустка). Предполагая, что основным процессом поглощения фонового излучения является фотоионизация, авторы получили оценку столбцовой плотности водорода $\mathcal{N}_H \gtrsim 10^{18} \div 10^{19}$ см⁻² и объемной плотности водорода $N_H \gtrsim 10^{10}$ см⁻³. Среди допущений модели можно назвать отсутствие собственного излучения протуберанца в обозначенных фильтрах, а также нахождение температурных значений ниже порога полной ионизации гелия. Отмечается, что модель дает надежную оценку столбцовой плотности водорода

при малых количествах полностью ионизованного гелия. Если же значительная часть гелия представлена в состоянии полной ионизации, то модель дает только нижний предел на величину столбцовой плотности водорода.

В [122] применялась похожая методика для того же набора фильтров с результатом $\approx 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$ для столбцовой плотности водорода. Проводился анализ четырех протуберанцев на отрезке времени 06:40–08:40 UT. Отмечается, что за это время столбцовая плотность сгустков остается приблизительно постоянной. Также сравнение морфологии и динамики движения четырех сгустков показывает их самоподобие.

Наконец, в [123] по наблюдениям в каналах 1700, 1600, 131, 171, 193, 211 Å получены оценки для столбцовой плотности водорода в диапазоне $(1.5 \div 7.7) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$.

По оптическим наблюдениям обсерватории Онджейов, которые мы используем в нашей статье, в работе [118] авторы также провели определение газовых параметров сгустка, используя измерения ширины линий H α и H CaII. Анализ проводился для момента времени 08:06:14 UT и дал оценку температуры $T = 7880 \text{ K}$ и оценку микротурбулентной скорости $v = 18.7 \text{ км/сек}$. Основной вклад в ошибку определения этих двух величин дает определение доплеровской ширины линии H CaII; ошибка составила для температуры 1500K и 0.4 км/сек для скорости. В качестве значения концентрации газа была взята оценка 10^{10} см^{-3} из других работ.

Итак, приведенные в разных работах оценки оказываются сравнимы с нашими данными из табл. 2.

Выводы

В модели однородного газа нам удалось совместить теоретические потоки в трех спектральных линиях с наблюдаемыми в следующих диапазонах темпе-

ратуры и концентрации газа:

$$\begin{aligned}
 6300 \text{ K} &\leq T_e \leq 10^4 \text{ K}, \\
 2.8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3} &< N_{10} < 5.3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}, \\
 1.9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2} &< \mathcal{N} < 3.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}, \\
 6800 \text{ км} &\leq L \leq 7000 \text{ км}.
 \end{aligned}
 \tag{3.2}$$

Сравнение представленных результатов с данными из других работ показывает, что в линиях водорода и кальция мы наблюдаем излучение более холодных и плотных слоев газа, чем в частотах ультрафиолетового диапазона.

3.2. Вспышка 21 апреля 2017 года

Вспышка SOL2017-04-21 в активной области NOAA 12651 (см. рис. 3.3) достигла максимального рентгеновского потока в 12:16 (класс В6.2). Диапазон наших наблюдений охватывает период 12:29:04-12:30:00 UT, уже на фазе затухания [124] (см. рис. 3.4). Было зарегистрировано излучение в трех бальмеровских линиях: $H\alpha$, $H\beta$, $H\epsilon$, потоки которых (а также бальмеровский декремент) приведены в рис. 3.5. Светящееся ядро, для которого проведена редукция для определения потоков в линиях водорода, показано на рис. 3.3 зеленым прямоугольником. Считаем $T_* = 5700 \text{ K}$.

Особенностью данной вспышки является необходимость привлечения модели неоднородного газа, так как наблюдаемые потоки нельзя объяснить в рамках модели однородного слоя. Обоснуем последнее положение, рассмотрев модель однородного слоя. Сначала вычислим оптические глубины в линиях для условий, при которых теоретические потоки сравнимы с наблюдаемыми, а именно, для диапазона температур $4000 \div 8000 \text{ K}$ и толщины газа 500 и 5000 км. В случае прозрачной линии теоретические потоки не зависят от априорно неизвестного параметра — оптической глубины. Поэтому мы фиксируем величину

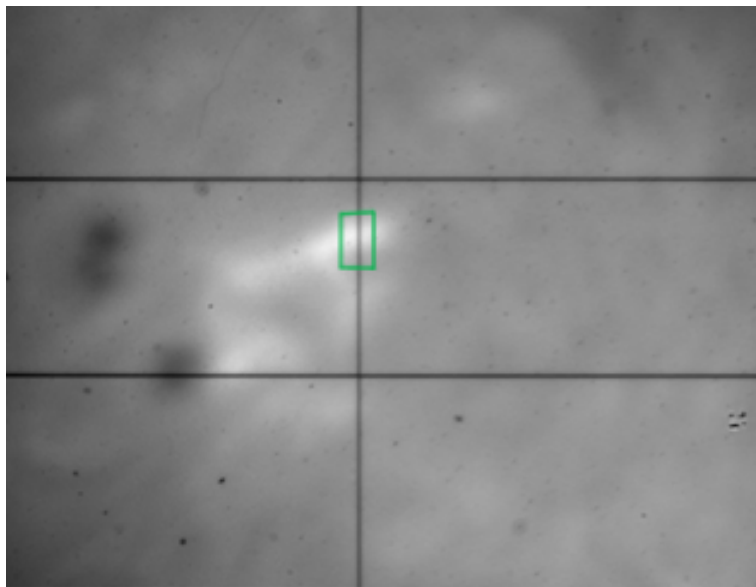


Рисунок 3.3 — Вспышка 21 апреля 2017 г. Фильтрограмма с изображением активной области на длине волны линии $H\alpha$, полученная на спектрографе HSFA-2 обсерватории Онджейов Чешской академии наук. Вертикальная линия показывает положение щели спектрографа, две горизонтальные линии служат для привязки спектров к фильтограмме. Зеленой рамкой отмечен оптический источник, для которого проведена редукция

$F^{(t)}(H\varepsilon)$, равную, например, наблюдаемой $F^{(o)}(H\varepsilon) = 7.1 \cdot 10^5 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в момент 12:29:28; теперь вычислим соответствующие потоки в линии $H\beta$. Результаты, приведенные на рис. 3.6, показывают, что газ прозрачен в линии $H\varepsilon$, при этом оптическая глубина $H\beta$ составляет $4.0 \div 6.5$. На рис. 3.7 отложено отношение $R_{\varepsilon\beta} = F^{(t)}(H\varepsilon)/F^{(t)}(H\beta)$ как функции температуры для упомянутых диапазонов толщины и температуры. Для тех же параметров газа мы вычисляем отношение $R_{\alpha\beta} = F^{(t)}(H\alpha)/F^{(t)}(H\beta)$, оно также приведено на рис. 3.7. Хорошо видно, что при согласии линий $H\beta$ и $H\varepsilon$ (в момент 12:29:28 $F^o(H\varepsilon)/F^o(H\beta) = R_{\varepsilon\beta} = 0.70$) теоретическое отношение $R_{\alpha\beta}$ не согласуется с наблюдаемым: поток в $H\alpha$ всего на 20% больше, чем в $H\beta$. Это вызвано сильным самопоглощением в линии $H\alpha$. Соответствующий диапазон концентрации газа составляет $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} - 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Наблюдаемое большое отношение $F^o(H\alpha)/F^o(H\beta) = 4.59$ получается для менее плотного газа с оптической глубиной в $H\alpha$ меньше единицы.

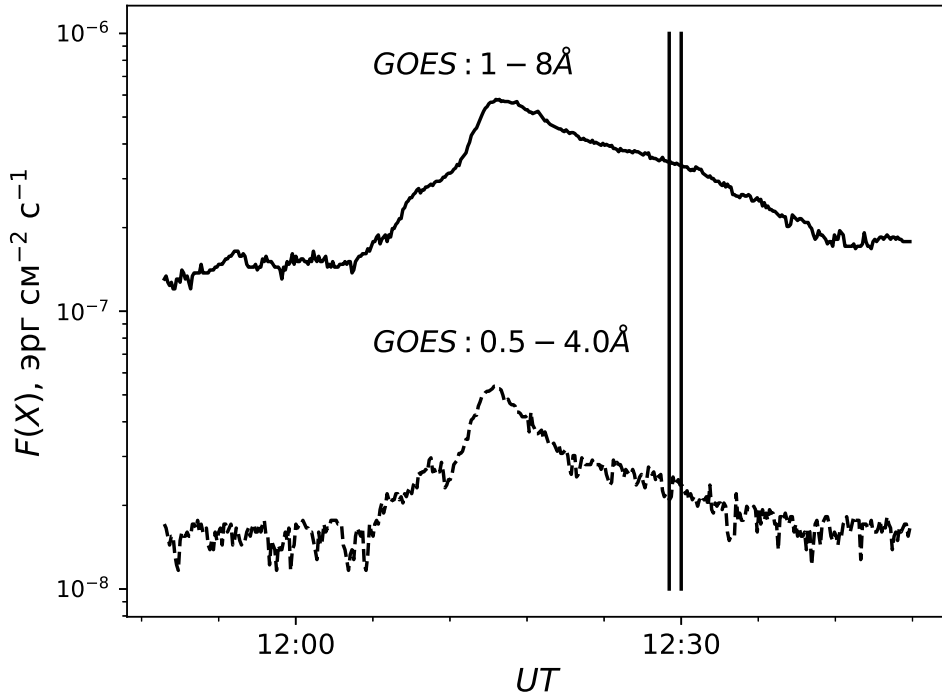


Рисунок 3.4 — Вспышка 21 апреля 2017 г. Рентгеновские потоки от Солнца по данным GOES в двух каналах: 0.5 – 4.0 Å и 1 – 8 Å. Временная шкала UT по горизонтальной оси приведена в часах и минутах. Вертикальными линиями ограничены начало и конец временного ряда потоков в оптических линиях

Теперь рассмотрим случай оптически тонкой линии $H\alpha$. На рис. 3.8,а, приведены оптические глубины линий $H\alpha$ и $H\beta$ для диапазона температуры $6000 \div 8000$ К и толщины 500 км при фиксированных потоках $F(H\beta) = 1.01 \cdot 10^6$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ и $F(H\alpha) = 4.64 \cdot 10^6$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ на тот же момент 12:29:28. Вычислим для данных условий величину $R_{\varepsilon\beta}$: ее поведение приведено на рис. 3.8,б. В условиях прозрачности газа это отношение оказывается на порядок меньше наблюдаемого $F^{(o)}(H\varepsilon)/F^{(o)}(H\beta) = 0.7$. Соответствующий диапазон концентрации газа составляет от $6.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ до $1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, наблюдаемые потоки в трех линиях бальмеровской серии не могут быть объяснены в рамках модели однородного слоя (исключая момент 12:29:09). Физическая причина заключается в том, что сравнительно большие потоки в линии $H\varepsilon$ говорят о большой плотности газа, в то время как объяснение слабых потоков в линии $H\beta$ по сравнению с $H\alpha$, наоборот, требует

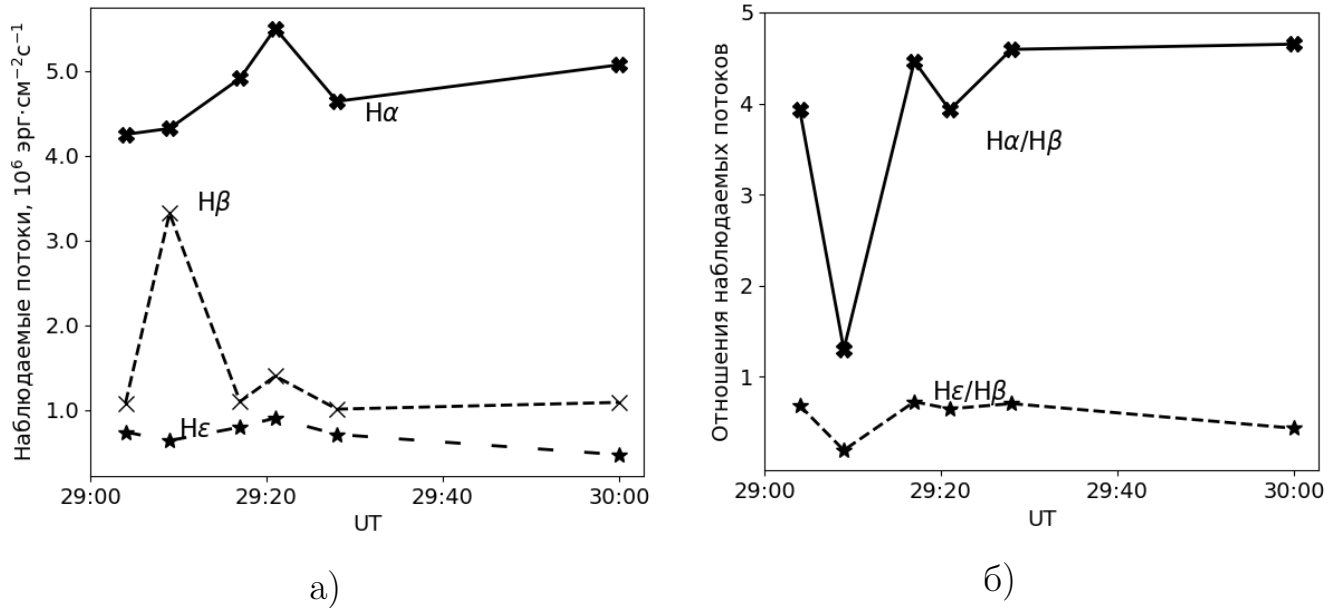


Рисунок 3.5 — Вспышка 21 апреля 2017 г. Наблюдаемые потоки. Панель а) показывает абсолютные потоки (в единицах $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), панель б) — относительные потоки. По оси времени отложены минуты и секунды шкалы UT без указания часа (12^h)

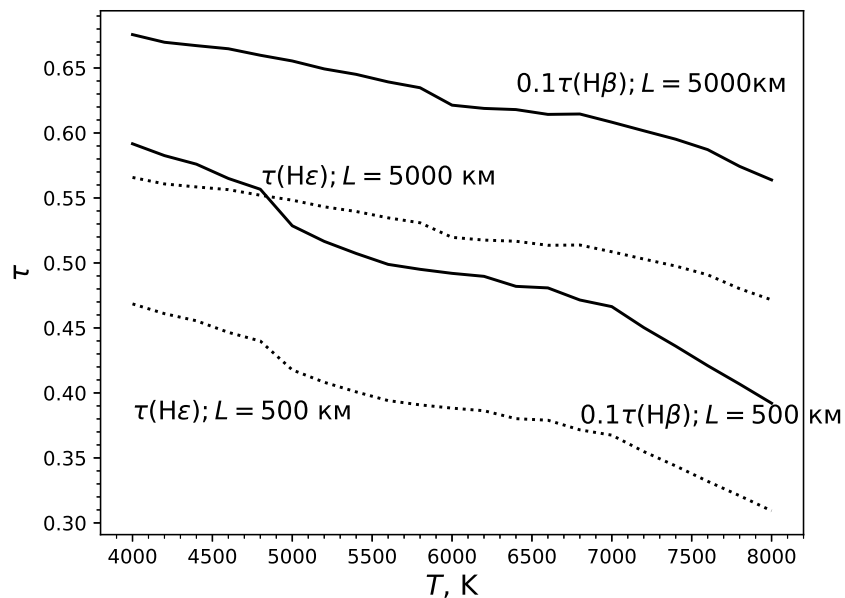


Рисунок 3.6 — Зависимости оптической толщины в линиях $H\beta$, $H\epsilon$ от температуры при фиксированном абсолютном потоке в линии $F(H\epsilon) = 7.1 \cdot 10^5 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Кривые построены для двух толщин газового слоя $L = 500 \text{ км}$ и 5000 км

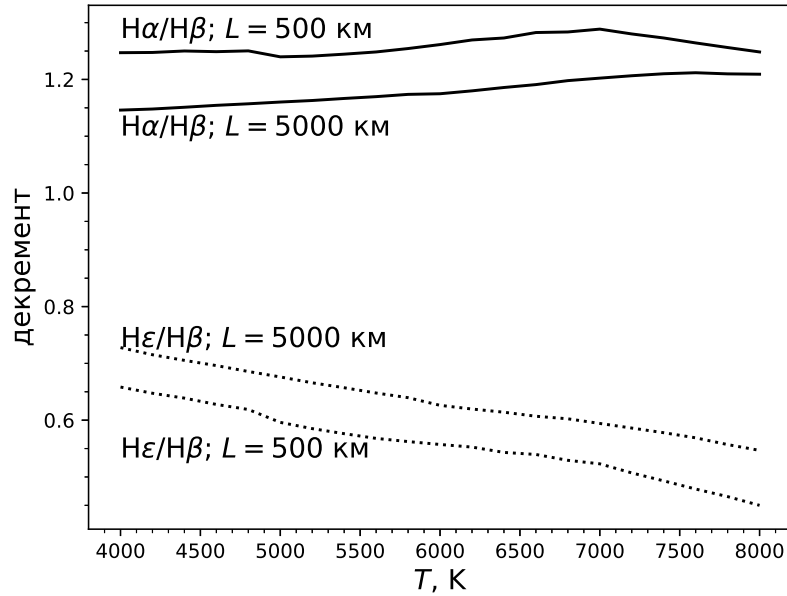


Рисунок 3.7 — Декремент (отношения $R_{\alpha\beta} = F^{(t)}(\text{H}\alpha)/F^{(t)}(\text{H}\beta)$ и $R_{\varepsilon\beta} = F^{(t)}(\text{H}\varepsilon)/F^{(t)}(\text{H}\beta)$) в зависимости от температуры при фиксированном абсолютном потоке в линии $F(\text{H}\varepsilon) = 7.1 \cdot 10^5$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Кривые построены при толщине L слоя 500 км и 5000 км

Таблица 3 — Вспышка 21 апреля 2017 г. Параметры слоя, объясняющего все три спектральные линии, для момента 12:29:09 UT

$N, \text{см}^{-3}$	$L, \text{км}$	$T, \text{К}$	$v, \text{км/с}$
$1.36 \cdot 10^{13}$	5	8800	0

низкой плотности. Только момент времени 12:29:09 характеризуется значительно возросшим потоком в линии $\text{H}\beta$ по сравнению с остальными моментами. Этот набор величин F^o удастся объяснить в рамках однородного приближения; параметры газового слоя для этого момента приведены в табл. 3. Поскольку они существенно отличаются от параметров, установленных для других пяти моментов, мы решили полностью отказаться от применения однородного приближения к данной вспышке.

Перейдем к модели неоднородного газа. Ее мы представим в виде двух однородных слоев, температуры и плотности которых различаются. Будем нумеровать дальний слой индексом «1», а ближний — индексом «2». Потоки из-

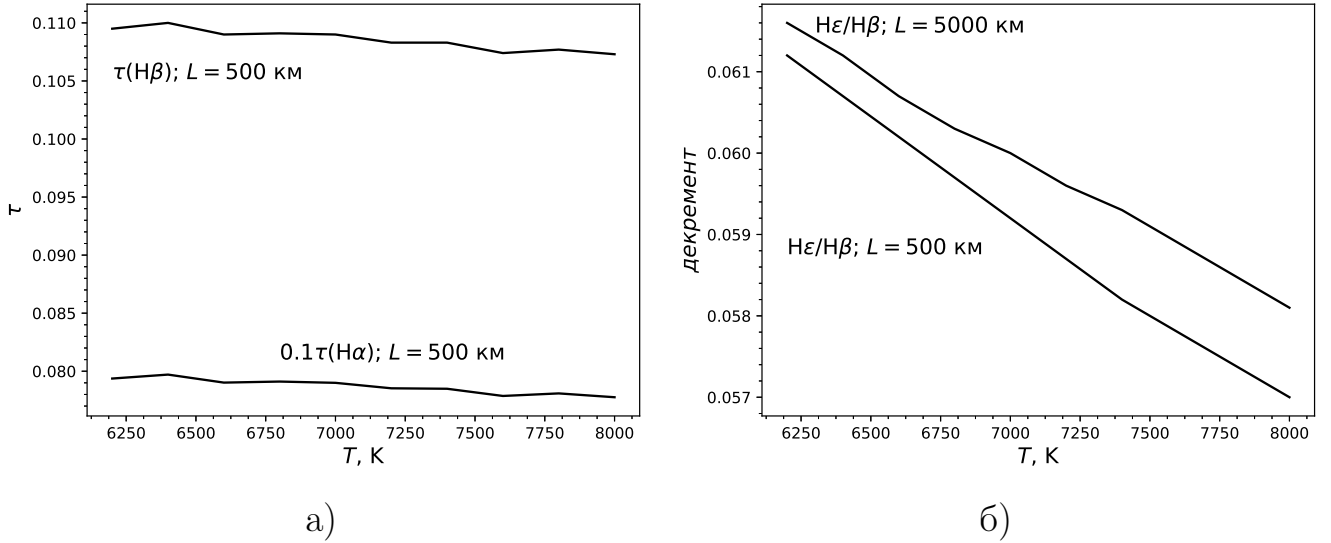


Рисунок 3.8 — Зависимости оптической толщины в линиях $H\alpha$, $H\beta$ (панель а)) и декремента (отношений $R_{\epsilon\beta} = F^{(t)}(H\epsilon)/F^{(t)}(H\beta)$; панель б)) в зависимости от температуры при фиксированных абсолютных потоках $F(H\beta) = 1.01 \cdot 10^6$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ и $F(H\alpha) = 4.64 \cdot 10^6$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Кривые на панели а) построены для толщины $L = 500$ км, на панели б) — для $L = 500$ и 5000 км

лучения от совокупности слоев не являются аддитивной величиной, поскольку необходимо учесть рассеяние квантов, излучаемых дальним слоем, в ближнем. В нашей работе рассеяние описывается в терминах вероятности выхода кванта, поэтому закономерно считать, что именно она характеризует степень ослабления излучения. Обозначим потоки от дальнего и ближнего слоя по отдельности через F_1 и F_2 , они вычисляются по формуле (2.21). Будем считать, что излучение дальнего слоя F_1 ослабляется пропорционально вероятности выхода p_2 ближнего слоя, в итоге полный поток F_{tot} от двух слоев составит:

$$F_{tot} = F_2 + F_1 \cdot p_2. \quad (3.3)$$

В таблице 4 приведены значения параметров газа для двух слоев: концентрация $N_{1,2}$; толщина слоя $L_{1,2}$; температура $T_{1,2}$; турбулентная скорость $v_{1,2}$; на рис. 3.9 приведены модельные потоки в трех линиях водорода. Приведенные в таблице числа можно объяснить в модели плотного холодного ядра ($N_1 > 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$), перекрытого нагретой разреженной оболочкой ($N_2 < 10^{11} \text{ см}^{-3}$ за

исключением $N_2 = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ в момент 12:29:09). Большая величина микро-турбулентной скорости может свидетельствовать о существовании направленного движения газа, скорость которого можно было бы проанализировать для направления вдоль щели, однако это требует отдельного рассмотрения. В рамках нашего подхода турбулентная скорость в данной вспышке является формальным параметром. В частности, большое значение этой скорости может свидетельствовать о расширении оболочки, либо об ее испарении. В плотном слое электронная концентрация меняется от значения $1.7 \cdot 10^{11}$ до $2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$; в разреженном слое составляет величину около $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Полная толщина слоев сравнима по величине со всей хромосферой. Мы пытались ограничиться слоями не толще двух тысяч километров, однако дальний слой при этом должен оказаться очень холодным: температура значительно ниже 4000 К (см. таблицу 5). Ясно, что такие холодные области не реализуются в атмосфере Солнца, поэтому мы не отдали предпочтение моделям слоев, представленных в табл. 5.

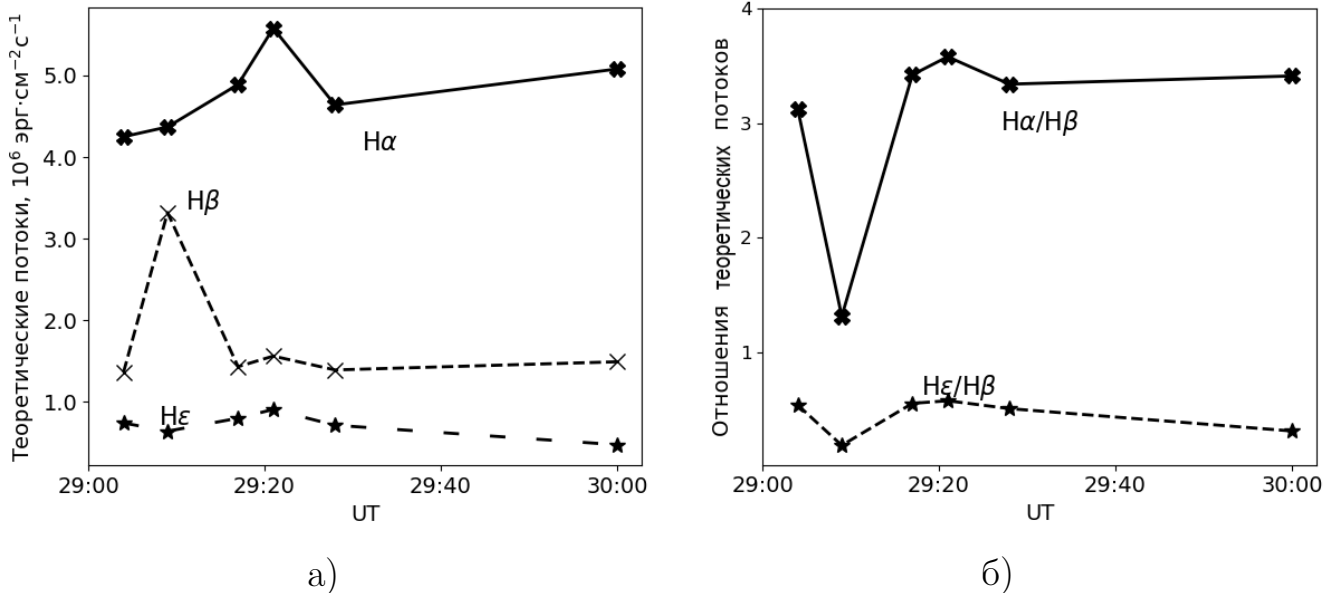


Рисунок 3.9 — Вспышка 21 апреля 2017 г. Теоретические потоки. Панель а) соответствует абсолютным потокам (в единицах $\text{эрг} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$), панель б) — относительным потокам

Низкая теоретическая температура холодного ядра ($\approx 4000 \text{ К}$) является следствием высокой величины отношения $R_{\epsilon\beta}$. Это иллюстрирует рис. 3.7 — с увеличением температуры линия Hε существенно ослабляется по сравнению с

Таблица 4 — Вспышка 21 апреля 2017 г. Параметры газовых слоев оптического источника в исследуемой активной области. Индекс 1 у параметров соответствует далекому слою, индекс 2 — близкому слою от наблюдателя. Моменты времени указаны в УТ. Концентрация газа N указана в см^{-3} , толщина слоев L в км, температура газа T в К, турбулентная скорость v в км/с

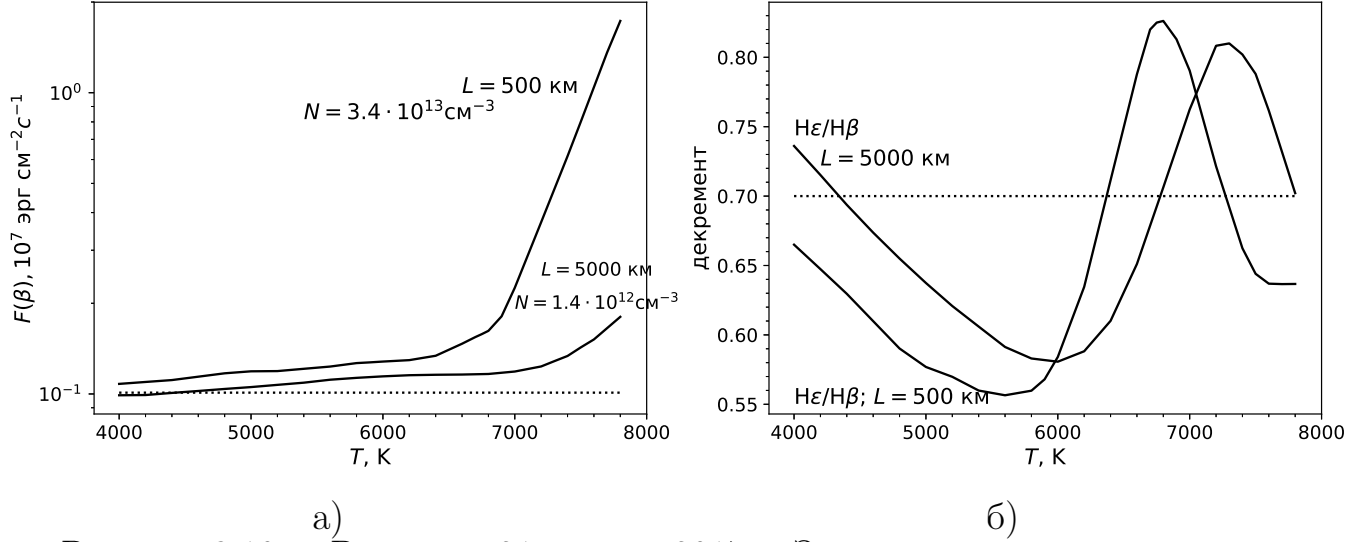
УТ	12:29:04	12:29:09	12:29:17	12:29:21	12:29:28	12:30:00
$N_1, \text{см}^{-3}$	$1.05 \cdot 10^{13}$	$3.80 \cdot 10^{12}$	$1.20 \cdot 10^{13}$	$2.35 \cdot 10^{13}$	$1.20 \cdot 10^{13}$	$9.80 \cdot 10^{12}$
N_2	$5.30 \cdot 10^{10}$	$3.50 \cdot 10^{11}$	$5.00 \cdot 10^{10}$	$6.00 \cdot 10^{10}$	$5.10 \cdot 10^{10}$	$5.70 \cdot 10^{10}$
$L_1, \text{км}$	1200	1200	1300	1000	1000	600
L_2	2600	3000	3000	3000	3000	3000
$T_1, \text{К}$	4000	6200	4000	4000	3900	3900
T_2	6200	6900	7200	6000	5800	5700
$v_1, \text{км/с}$	0	0	0	0	0	0
v_2	60	28	80	80	85	90

$\text{H}\beta$ при условии фиксированного значения $F(\text{H}\epsilon)$. Основная причина заключается в относительно небольшой величине абсолютного потока в линиях. Отношение $R_{\epsilon\beta}$ можно приблизить к наблюдаемому и при высоких температурах, $T > 6000 \text{ К}$, но ценой значительного увеличения абсолютных потоков. Теоретические значения получаются значительно больше наблюдаемых, что иллюстрирует рис. 3.10. На его правой панели по вертикальной оси приведено отношение $R_{\epsilon\beta}$ как функция температуры, а на левой — абсолютная величина потока в линии $\text{H}\beta$. Одна из кривых на каждой панели построена для толщины 500 км и $N = 3.45 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; вторая — при толщине 5000 км и $N = 1.43 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Наблюдаемые значения $F^o(\text{H}\beta)$ и $F^o(\text{H}\epsilon)/F^o(\text{H}\beta)$ отмечены точечной горизонтальной линией. Хорошо видно, что согласие теоретического и наблюдаемого значений абсолютного потока может осуществиться только при низких температурах, хо-

Таблица 5 — Вспышка 21 апреля 2017 г. Теоретические потоки $F^{(t)}$ (эрг см⁻² с⁻¹) исследуемых линий, а также параметры излучающих слоев активной области с минимально достижимыми толщинами L . Индекс 1 у параметров соответствует далекому слою, индекс 2 – близкому слою от наблюдателя. Моменты времени указаны в УТ. Концентрация газа N указана в см⁻³, толщина слоев L в км, температура газа T в К, турбулентная скорость v в км/с

УТ	12:29:04	12:29:09	12:29:17	12:29:21	12:29:28	12:30:00
$F^{(t)}(\text{H}\alpha)$	$4.21 \cdot 10^6$	$4.37 \cdot 10^6$	$4.93 \cdot 10^6$	$5.47 \cdot 10^6$	$4.58 \cdot 10^6$	$5.04 \cdot 10^6$
$F^{(t)}(\text{H}\beta)$	$1.37 \cdot 10^6$	$3.32 \cdot 10^6$	$1.42 \cdot 10^6$	$1.62 \cdot 10^6$	$1.38 \cdot 10^6$	$1.45 \cdot 10^6$
$F^{(t)}(\text{H}\epsilon)$	$7.36 \cdot 10^5$	$6.39 \cdot 10^5$	$7.94 \cdot 10^5$	$9.15 \cdot 10^5$	$7.15 \cdot 10^5$	$4.68 \cdot 10^5$
$N_1, \text{см}^{-3}$	$6.10 \cdot 10^{13}$	$3.80 \cdot 10^{12}$	$3.25 \cdot 10^{13}$	$1.20 \cdot 10^{14}$	$1.20 \cdot 10^{13}$	$3.70 \cdot 10^{13}$
N_2	$2.00 \cdot 10^{11}$	$3.50 \cdot 10^{11}$	$1.20 \cdot 10^{11}$	$1.55 \cdot 10^{11}$	$1.36 \cdot 10^{11}$	$1.57 \cdot 10^{11}$
$L_1, \text{км}$	300	1200	500	300	300	200
L_2	600	3000	1000	1000	1000	1000
$T_1, \text{К}$	3300	6200	3000	4000	3000	3000
T_2	6200	6900	7200	6100	6000	6200
$v_1, \text{км/с}$	0	0	0	0	0	0
v_2	60	28	80	80	80	80

тя только относительный поток — при $T \approx 4000$ и $T = 6000 \div 8000$ К. Этот газ в силу его прозрачности в частотах непрерывного спектра не приобретает энергии от фотосферного излучения и может стать холоднее фотосферы.



а) б)
Рисунок 3.10 — Вспышка 21 апреля 2017 г. Зависимости теоретического потока $F^t(\text{H}\beta)$ (эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$; левая панель) и отношения $R_{\epsilon\beta} = F^t(\text{H}\epsilon)/F^t(\text{H}\beta)$ (правая панель) от температуры при фиксированной концентрации N . На обеих панелях: кривые построены для толщины газового слоя 500 км и $N = 3.45 \cdot 10^{13} \text{см}^{-3}$; а также для толщины 5000 км и $N = 1.43 \cdot 10^{12} \text{см}^{-3}$. Точечная горизонтальная прямая соответствует наблюдаемым значениям на момент 12:29:28 UT

Повышенная яркость области с низкотемпературным газом (см. рис. 3.3) свидетельствует о том, что его излучение складывается с излучением фотосферы и мы наблюдаем суммарное излучение вспышечного газа и фотосферы. Это может быть следствием фрагментированной структуры вспышки, например, в форме системы тонких волокон. Относительно высокая плотность оболочки в момент 12:29:09 может быть следствием случайного частичного перекрытия таких волокон.

Таблица 6 — Вспышка 21 апреля 2017 г. Сравнение оптических и рентгеновских светимостей излучения. $F(X)$ — поток в рентгеновском диапазоне по данным полосы 1–8 Å аппарата GOES, приведенный к околоземному пространству (эрг/с см²). $F(\text{opt})$ — оптические потоки (в тех же единицах) в трех бальмеровских линиях, приведенные к атмосфере Солнца. $L(X)$, $L(\text{opt})$ — соответствующие мощности рентгеновского и оптического излучения в трех линиях (в эрг/с)

UT	12:29:04	12:29:09	12:29:17	12:29:21	12:29:28	12:30:00
$F(X)$	$3.48 \cdot 10^{-4}$	$3.44 \cdot 10^{-4}$	$3.41 \cdot 10^{-4}$	$3.41 \cdot 10^{-4}$	$3.41 \cdot 10^{-4}$	$3.38 \cdot 10^{-4}$
$F(\text{opt})$	$6.07 \cdot 10^6$	$8.28 \cdot 10^6$	$6.81 \cdot 10^6$	$7.81 \cdot 10^6$	$6.36 \cdot 10^6$	$6.63 \cdot 10^6$
$L(X)$	$9.8 \cdot 10^{23}$	$9.7 \cdot 10^{23}$	$9.7 \cdot 10^{23}$	$9.6 \cdot 10^{23}$	$9.6 \cdot 10^{23}$	$9.6 \cdot 10^{23}$
$L(\text{opt})$	$1.82 \cdot 10^{24}$	$2.48 \cdot 10^{24}$	$2.04 \cdot 10^{24}$	$2.34 \cdot 10^{24}$	$1.91 \cdot 10^{24}$	$1.99 \cdot 10^{24}$

Сравнение оптического и рентгеновского излучения

Рентгеновское излучение вспышки было зарегистрировано аппаратом GOES¹ в полосе 1–8 Å. Во второй строке таблицы 6 приведены взятые из базы данных GOES рентгеновские потоки $F(X)$ у поверхности Земли в единицах эрг см⁻² с⁻¹, а в четвертой строке — соответствующие им светимости $L(X)$. Третья строка содержит потоки в наблюдаемых оптических линиях, приведенные к хромосфере; пятая строка — соответствующую светимость $L(\text{opt})$. Размеры области оптического излучения приняты равными $9.49 \cdot 10^3$ км × $3.16 \cdot 10^3$ км. Как видно, рентгеновское излучение не сильнее оптического и поэтому оно не может быть основным энергетическим источником оптической вспышки.

¹<https://www.ncei.noaa.gov/data/goes-space-environment-monitor>

Выводы

В рамках модели двухкомпонентного газа удается получить набор теоретических потоков в спектральных линиях, близких к наблюдаемым. Восстановление параметров показало, что в пяти эпизодах есть плотный ($N > 10^{13} \text{ см}^{-3}$) холодный ($T \approx 4000 \text{ К}$) слой и разреженный ($N < 10^{11} \text{ см}^{-3}$), но более нагретый ($T > 5700 \text{ К}$), причем разреженный слой расположен ближе к наблюдателю. Этот слой демонстрирует слабое охлаждение от температуры $T_2 \sim 7000 \text{ К}$ до $T_2 < 6000 \text{ К}$ за одну минуту, что можно интерпретировать как расход запасенной энергии. В течение этого минутного интервала времени (12:29–12:30 UT) данная двухслойная структура остается устойчивой и не распадается. Момент 12:29:09, вообще говоря, допускает объяснение как в однокомпонентной, так и многокомпонентной модели. Но по совокупности других данных мы отдаем предпочтение модели двухслойного газа.

3.3. Вспышка 1 октября 2015 года

Вспышка SOL2015-10-01 в активной области NOAA 12422 (рис. 3.11) имела класс M4.5, излучение от нее наблюдалось в шести линиях: H CaII, H ϵ , H β , D3 HeI, H α и IR CaII ($\lambda = 8542 \text{ \AA}$). Оптические наблюдения захватили максимум вспышки в рентгеновском диапазоне и начало фазы затухания (рис. 3.12).

Данную вспышку удалось зарегистрировать во всех перечисленных линиях. Вспышка имела два ядра (kernels), которые мы обозначим как A и B (см. рис. 3.11), потоки удалось выделить от обоих ядер. Рассматриваемая область находилась рядом с солнечным пятном, поэтому излучение фотосферы моделируем черным телом с температурой 5400–5500 К, которая соответствует температуре полутени пятна. Наблюдаемые (как абсолютные, так и относительные) потоки от двух ядер для шести эпизодов времени приведены на рисунках 3.13, 3.15. Для

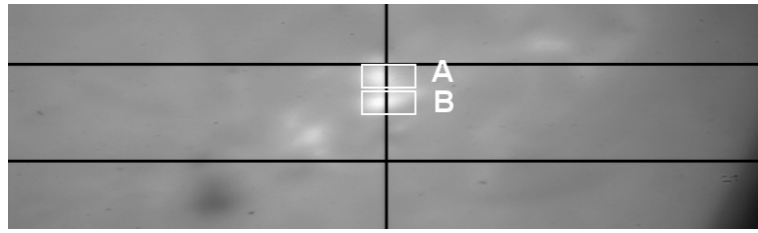


Рисунок 3.11 — Вспышка 01 октября 2015 г. Фильтрограмма с изображением активной области на длине волны линии $H\alpha$, полученная на спектрографе HSFA-2 обсерватории Онджейов Чешской академии наук. Прямоугольниками показаны ядра А и В

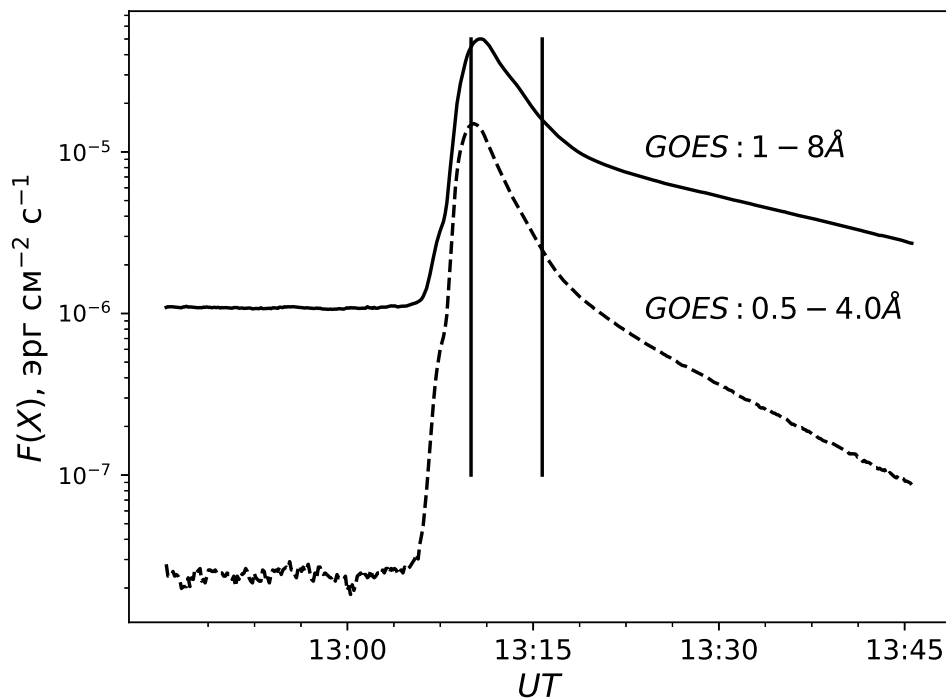


Рисунок 3.12 — Вспышка 01 октября 2015 г. Рентгеновские потоки построены аналогично рис. 3.4

наглядности под графиками с наблюдаемыми потоками обоих ядер поместим графики с соответствующими теоретическими потоками (рис. 3.14 и 3.16). В 13:15:44 UT линия D3 гелия, в отличие от предыдущих моментов, наблюдалась в поглощении, поэтому потоки на этот момент не приведены.

Представленные потоки мы объясняем сразу в многокомпонентной модели газа [125], которую иллюстрирует рис. 3.17 (заимствован из обзора [126]). На этом рисунке излучение формируется в пяти слоях, каждый со своим значением концентрации n , температурой T и турбулентной скорости v ; направление выхо-

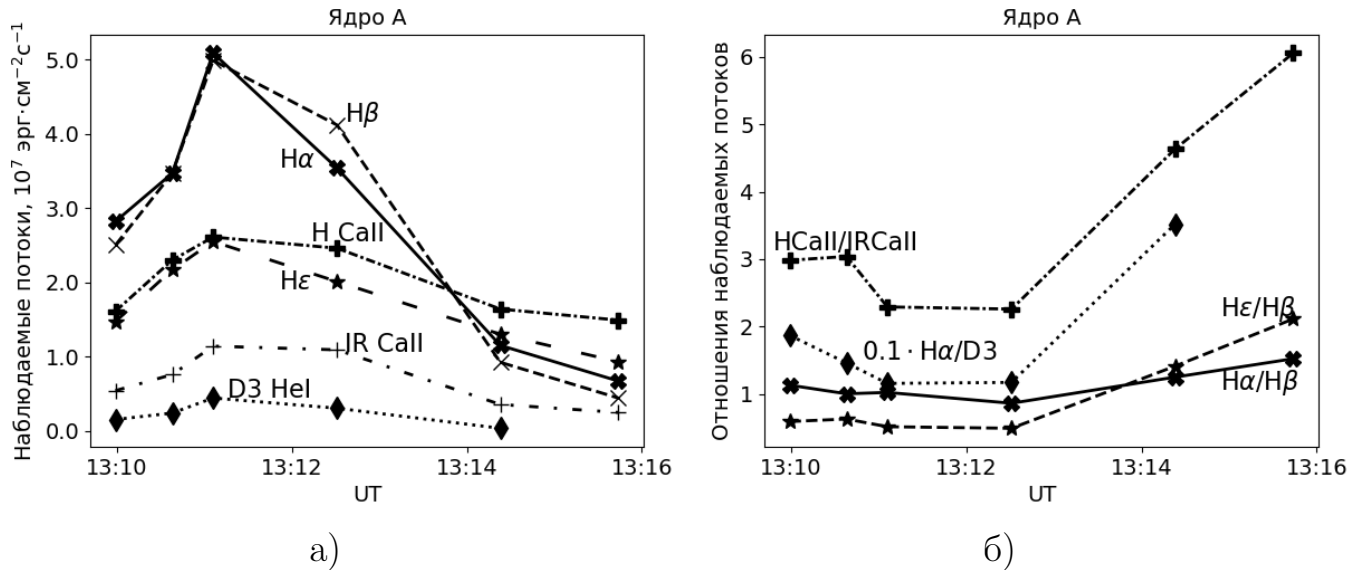


Рисунок 3.13 — Вспышка 01 октября 2015 г. Наблюдаемые потоки от ядра А.

Панель а) соответствует абсолютным потокам (в единицах $\text{эрг} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$), панель б) — относительным потокам (отношение потоков в линиях $H\alpha$ и $D3$

HeI на панели уменьшено в 10 раз). Шкала UT по горизонтальной оси отложена в часах и минутах

дящего излучения (оно же направление на наблюдателя) показано стрелкой. В таблицах 7, 8 для каждого момента времени приведены параметры газовых слоев. Для данной вспышки число слоев меняется от двух до четырех. Индекс «1» в таблицах 7, 8 и на рис. 3.17 снова относится к самому дальнему слою. Сравнивая пару рисунков 3.13, 3.14, описывающих ядро А, и пару рисунков 3.15, 3.16, описывающих ядро В, можем увидеть, что в большинстве эпизодов удастся получить набор теоретических потоков в спектральных линиях, близких к наблюдаемым. Одновременное присутствие в спектрах шести линий разной величины возбуждения говорит о сильной неоднородности излучающего газа вдоль луча зрения. Отдельно остановимся на линиях каждого химического элемента.

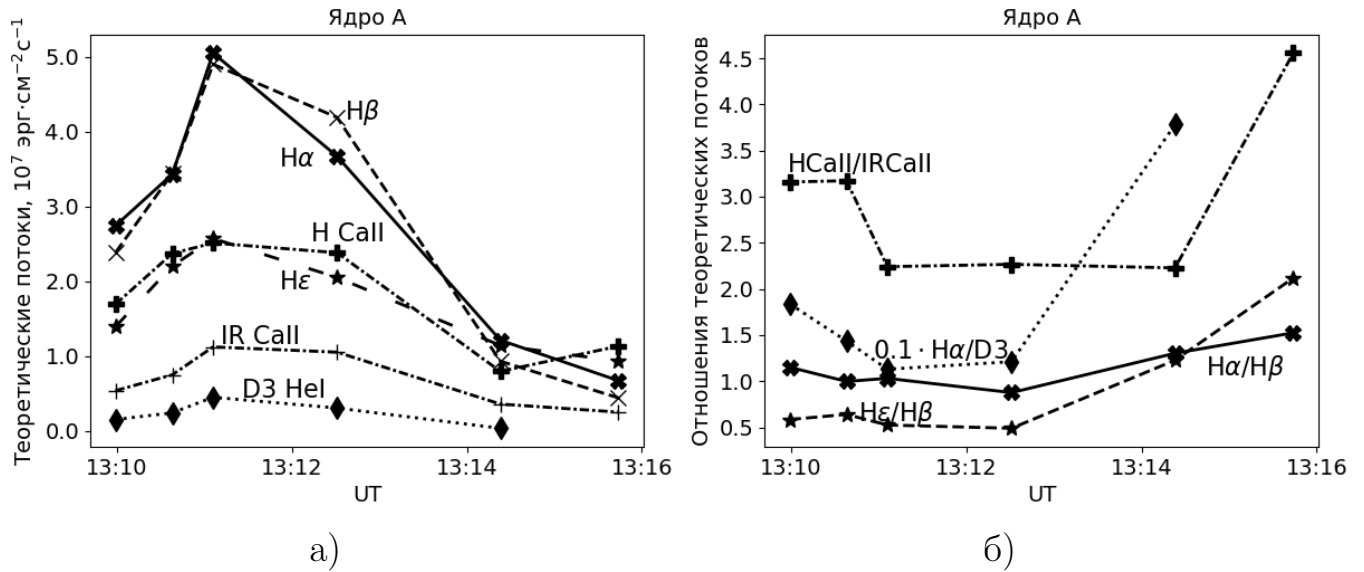


Рисунок 3.14 — Вспышка 01 октября 2015 г. Теоретические потоки от ядра А. Панель а) соответствует абсолютным потокам (в единицах $\text{эрг} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$), панель б) — относительным потокам (отношение потоков в линиях $H\alpha$ и $D3 \text{ HeI}$ на панели уменьшено в 10 раз). Шкала UT по горизонтальной оси отложена в часах и минутах

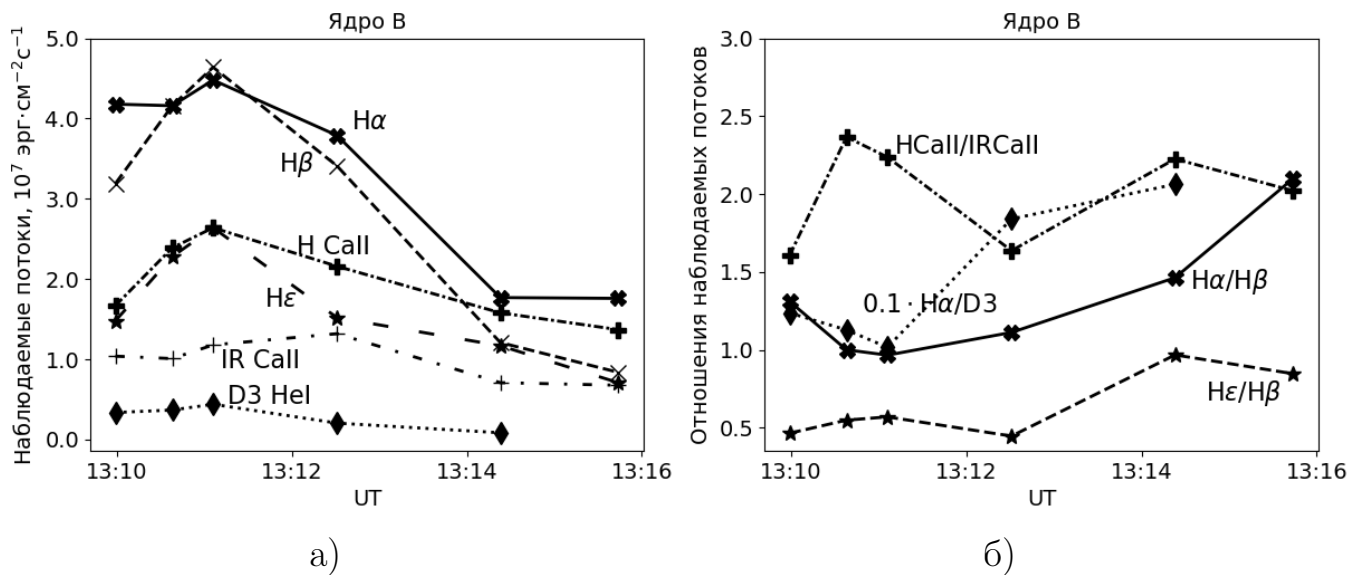


Рисунок 3.15 — Аналогично рис. 3.13, но для ядра В

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

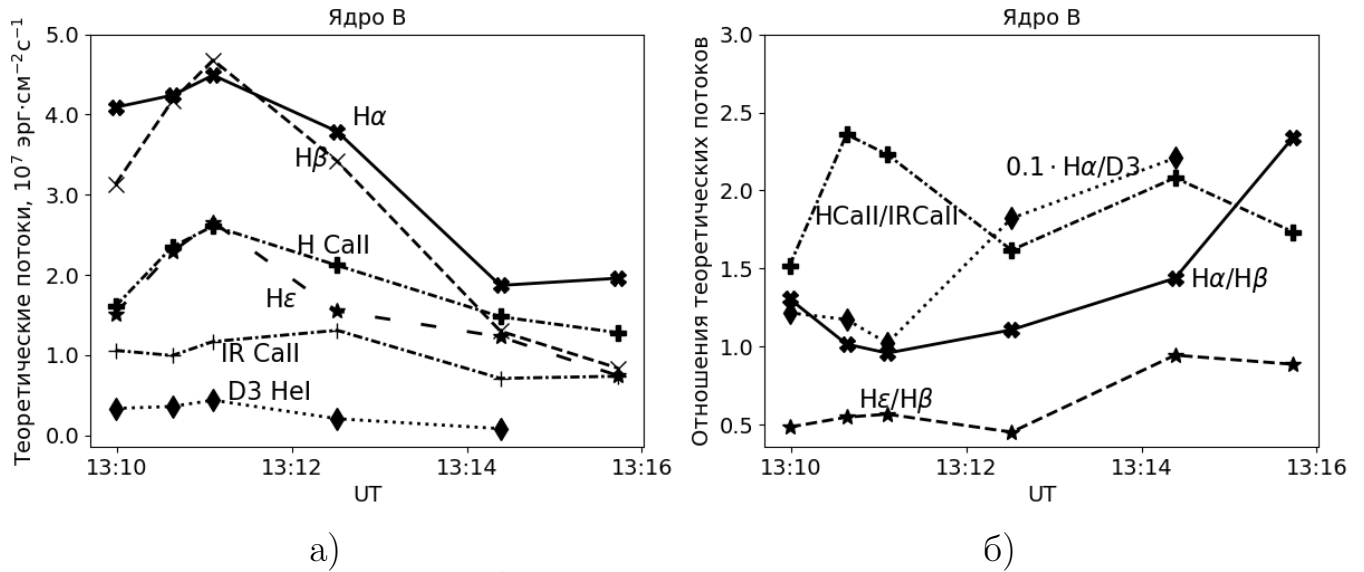


Рисунок 3.16 — Аналогично рис. 3.14, но для ядра В

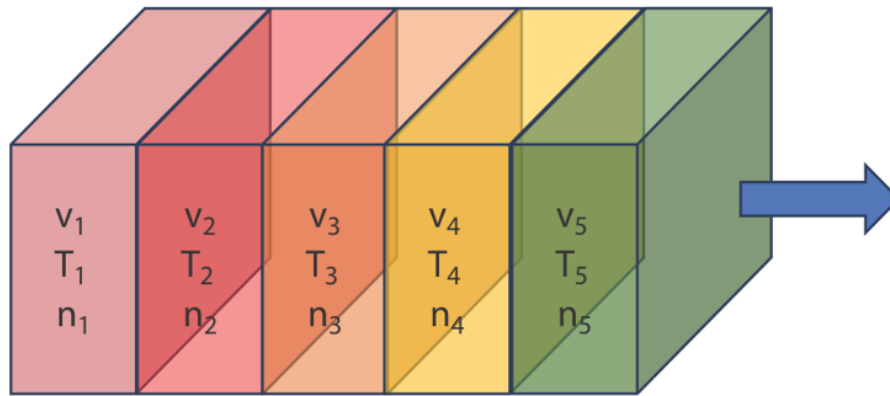


Рисунок 3.17 — Иллюстрация слоистой структуры излучающего газа (из [126]). Первый (левый, индекс 1) слой находится ближе всего к фотосфере, пятый (правый, индекс 5) — к наблюдателю. Выходящее излучение показано синей стрелкой. Каждый слой характеризуется своими величинами параметров: показаны концентрация газа n , температура T , микротурбулентная скорость v

гелиевой линии на 10%. В этом смысле излучение гелия является хорошим маркером самого горячего слоя. Момент 13:14:23(A) 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. таблицу 7).

Излучение водорода

Проанализируем излучение в бальмеровских линиях. В момент 13:09:59(A) наблюдается пологий декремент ($F(\text{H}\alpha)/F(\text{H}\beta) = 1.12$, $F(\text{H}\epsilon)/F(\text{H}\beta) = 0.59$) и умеренные абсолютные потоки ($F(\text{H}\alpha)$, $F(\text{H}\beta) < 3 \cdot 10^7$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$). Для объяснения этих данных достаточно было рассмотреть два слоя. Газ в частотах линии $\text{H}\beta$ находится в пороге прозрачности, а в линии $\text{H}\alpha$ непрозрачен. В первом слое формируется мощное излучение с достаточно крутым декрементом, а второй слой значительно перекрывает поток в линии $\text{H}\alpha$, незначительно меняя линию $\text{H}\beta$ и вовсе не влияя на линию $\text{H}\epsilon$. Момент 13:09:59(B) характеризуется относительно пологим декрементом $F(\text{H}\alpha)/F(\text{H}\beta) = 1.31$, линия $\text{H}\epsilon$ относительно яркая: $F(\text{H}\epsilon)/F(\text{H}\beta) = 0.49$. Основное излучение $\text{H}\beta$, $\text{H}\epsilon$ формируется во втором и третьем слоях, четвертый слой блокирует лишний поток в линии $\text{H}\alpha$.

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 $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$ и требуемый поток в линии $\text{H}\epsilon$. Вторым и третьим слоем практически не вносят вклада в $\text{H}\epsilon$, но перекрывают поток в линиях $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$ от первого слоя и сами вносят вклад в эти линии, выравнивая потоки: $F(\text{H}\alpha) \approx F(\text{H}\beta)$.

Моменты времени 13:14:23(A)–13:15:44(A) характеризуются значительно меньшими абсолютными потоками $F(\text{H}\epsilon) > F(\text{H}\alpha) > F(\text{H}\beta)$. Линия $\text{H}\epsilon$ находится в пороге прозрачности, линии $\text{H}\beta$, $\text{H}\alpha$ непрозрачны. Несмотря на присутствие только пяти измеренных линий в момент 13:15:44, для объяснения такого декремента потребовалось 4 газовых слоя. Дальний слой теперь является холодным, а горячие лежат ближе к наблюдателю. Существенный вклад в $\text{H}\epsilon$ дает более чем один слой. Турбулентная скорость в вышележащих слоях (втором, третьем и четвертом) $v \leq 120$ км/с, это меньше, чем в предыдущих случаях, что обеспечивает значительное поглощение в линиях $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$, крутизну декремент-

та $F(H\alpha) > F(H\beta)$ и некоторое ослабление $H\epsilon$. В результате этого ослабления в момент 13:14:23(A) теоретический поток в $H\epsilon$ получился чуть меньше, чем в $H\alpha$ (см. кривые на рис. 3.14,а). Моменты 13:14:23(B)–13:15:44(B) аналогично характеризуются меньшими абсолютными потоками и крутым декрементом $F(H\alpha) > F(H\beta) \sim F(H\epsilon)$. В момент 13:14:23(B) излучение удастся объяснить комбинацией из двух слоев, при этом дальний слой обеспечивает поток $H\epsilon$, а вышележащий слой поглощает излучение в $H\alpha$ и обеспечивает нужное соотношение всех трех потоков. В момент 13:15:44(B) самым горячим из четырех слоев является третий слой, при этом он обеспечивает малый вклад в поток $H\epsilon$ по сравнению со вкладом 1-го и 2-го слоев.

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_{Ly} и концентрации слоя. Резонансная линия непрозрачна, поэтому является достаточно чувствительной только к изменению T_{Ly} . 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 $H\text{ CaII}$ и увеличить теоретический поток до значений, сравнимых с наблюдаемыми. Исключением является момент 13:14:23(A), когда резонансная линия в расчетах остается в 2 раза подавлена по сравнению с зарегистрированным потоком, а также момент 13:15:48(A), когда она в расчетах подавлена на четверть. Попытки увеличить теоретический поток в линии $H\text{ CaII}$ путем варьирования параметров уже имеющихся слоев приводят к нару-

шению бальмеровского декремента, а добавление новых слоев приводит только к дальнейшему подавлению этой линии. Величины T_{Ly} в последних строках таблиц 7, 8 говорят о большом потоке лаймановских квантов.

Сравнение оптического и рентгеновского излучения

В таблице 9 приведено сравнение потоков и светимостей в оптических линиях и в рентгеновской полосе GOES (1–8 Å). Светимость оптического излучения получена умножением приведенных потоков ($F(A)$, $F(B)$ в табл. 9) на площади прямоугольников, использовавшихся при редукции излучения от светящихся ядер: размеры прямоугольников составляют 12000 км × 30000 км. Рентгеновское излучение по мощности ($L(X)$ в таблице 9) оказалось в несколько раз слабее оптического ($L(A)$, $L(B)$ в таблице 9), поэтому оно не может быть основным источником энергии для излучения в оптических линиях.

Выводы

Итак, в рамках многослойной стационарной модели удастся получить набор теоретических потоков в спектральных линиях, близких к наблюдаемым. Только заниженный теоретический поток в линии H CaII в момент 13:14:23(A) говорит о возможном вкладе дополнительного источника нагрева. Восстановление параметров показало, что в каждом эпизоде есть слои от высокой (12000 ÷ 18000 К) до низкой (4500 ÷ 5500 К) температуры и с концентрацией от 10^{11} см⁻³ до 10^{12} см⁻³. На шестиминутном отрезке времени (~ 13:10–13:16) структура обоих ядер претерпевает существенные изменения, что сильно отличает данное событие от вспышки 21 апреля 2017 г. Изменчивость ядер проявляется на шкале времени порядка одной минуты. Так, ядро А усложняет

Таблица 7 — Вспышка 01 октября 2015 г. Параметры излучающих слоев ядра А активной области. Индекс 1 у параметров соответствует дальнему слою, максимальный индекс – самому близкому слою от наблюдателя. Моменты времени указаны в UT. Концентрация газа N указана в см^{-3} , толщина слоев L в 10^3 км, температура газа T и температура T_{Ly} в К, 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
$N_1, \text{см}^{-3}$	$7.25 \cdot 10^{11}$	$1.12 \cdot 10^{12}$	$1.18 \cdot 10^{12}$	$1.03 \cdot 10^{12}$	$7.60 \cdot 10^{11}$	$2.40 \cdot 10^{12}$
N_2	$5.00 \cdot 10^{11}$	$1.10 \cdot 10^{11}$	$1.10 \cdot 10^{11}$	$3.00 \cdot 10^{11}$	$9.00 \cdot 10^{11}$	$1.50 \cdot 10^{12}$
N_3		$1.12 \cdot 10^{12}$	$8.50 \cdot 10^{12}$	$1.40 \cdot 10^{12}$	$4.00 \cdot 10^{10}$	$3.00 \cdot 10^{11}$
N_4					$5.20 \cdot 10^{10}$	$1.00 \cdot 10^{11}$
$L_1, 10^3 \text{км}$	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
$T_1, \text{К}$	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
$v_1, \text{км/с}$	150	180	240	224	175	150
v_2	132	135	240	185	70	85
v_3		165	245	145	120	40
v_4					70	38
$T_{\text{Ly}}, \text{К}$	7280	7290	7160	6870	7900	9230

Таблица 8 — То же, что и таблица 7, но для ядра В

UT	13:09:59	13:10:38	13:11:06	13:12:31	13:14:23	13:15:44
$N_1, \text{см}^{-3}$	$4.00 \cdot 10^{12}$	$1.12 \cdot 10^{12}$	$1.21 \cdot 10^{12}$	$8.85 \cdot 10^{11}$	$1.10 \cdot 10^{12}$	$4.10 \cdot 10^{11}$
N_2	$4.00 \cdot 10^{11}$	$1.10 \cdot 10^{11}$	$4.50 \cdot 10^{11}$	$3.00 \cdot 10^{11}$	$1.00 \cdot 10^{11}$	$5.00 \cdot 10^{11}$
N_3	$6.40 \cdot 10^{11}$	$4.20 \cdot 10^{12}$	$4.40 \cdot 10^{12}$	$2.00 \cdot 10^{12}$		$8.50 \cdot 10^{10}$
N_4	$8.00 \cdot 10^{11}$					$2.20 \cdot 10^{12}$
$L_1, 10^3 \text{км}$	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
$T_1, \text{К}$	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
$v_1, \text{км/с}$	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
$T_{\text{Ly}}, \text{К}$	7850	7340	7050	6570	7360	7050

Таблица 9 — Вспышка 01 октября 2015 г. Сравнение оптических и рентгеновских потоков и мощностей излучения. $F(X)$, $F(A)$, $F(B)$ — поток в рентгеновском диапазоне по данным полосы 1–8 Å аппарата GOES, приведенный к околоземному пространству; суммарный поток от ядра А и суммарный поток от ядра В в шести исследуемых линиях, приведенные к хромосфере ($\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$). $L(X)$, $L(A)$, $L(B)$ — соответствующие мощности (в эрг/с)

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

строение от двухслойной до четырехслойной структуры, причем изначально самый разогретый слой был перекрыт более холодными, но к концу наблюдений под ним также образуется холодный слой. Напротив, ядро В имело другую тенденцию: строение переходило от четырехслойной структуры к двухслойной, но последний момент наблюдений снова соответствует четырехслойной структуре. На коротком интервале времени (13:10:38–13:12:31) оба ядра демонстрируют стабильное строение.

Большие значения турбулентной скорости v , как и в случае предыдущей вспышки 21 апреля 2017 г., могут свидетельствовать о мощных направленных движениях газа светящихся источников.

Электронная концентрация в зависимости от слоя и момента времени меняется почти на два порядка. Так, в момент 13:15:44 UT в ядре А во втором и четвертом слоях достигается максимальное значение $1.3 \cdot 10^{12}$ и минимальное значение $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, установленные для данной вспышки. Наконец, восстано-

ленные теоретические значения плотности газа в некоторых слоях не менее, чем на порядок величины превышают плотность газа протуберанцев, откуда может следовать предположение о хромосферной природе ядер.

3.4. Вспышки 27 апреля и 11 мая 2012 года

Солнечная вспышка 27 апреля 2012 г. класса M1.0 наблюдалась в пределах активной области NOAA 11465 [127] (рис. 3.18). Начало ее пришлось на 08:15 UT, максимум — 08:24 и конец — на 08:29 UT. Вспышка имела несколько светящихся ядер; было зарегистрировано излучение от одного из них (отмечено зеленой рамкой на рис. 3.18) в шести линиях в окрестности максимума вспышки, на отрезке времени 08:22:29 – 08:25:17 UT (рис. 3.19). На рис. 3.20 приведены соответствующие потоки излучения в шести линиях.

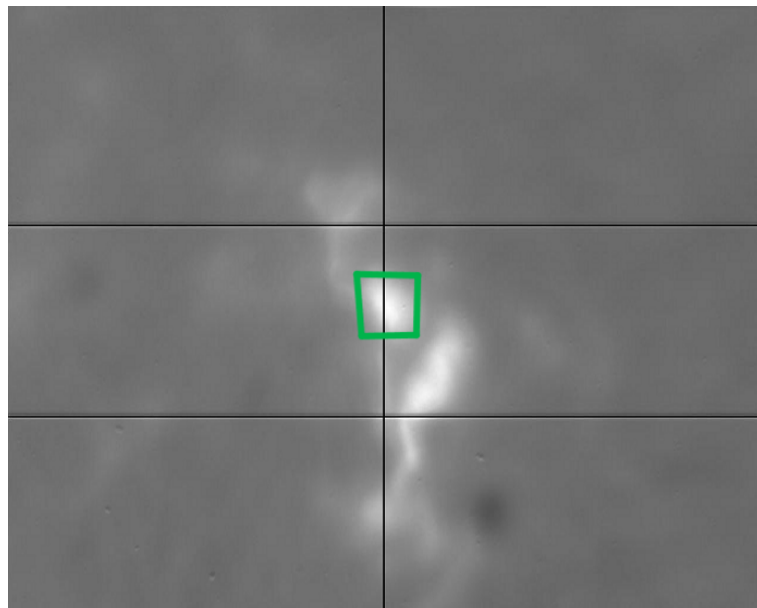


Рисунок 3.18 — Вспышка 27 апреля 2012 г. Фильтрограмма с изображением активной области в линии $H\alpha$, полученная на спектрографе HSFA-2 обсерватории Онджейов Чешской академии наук. Зеленым прямоугольником отмечено вспышечное ядро, использовавшееся для редукции спектров и определения наблюдаемых потоков в линиях

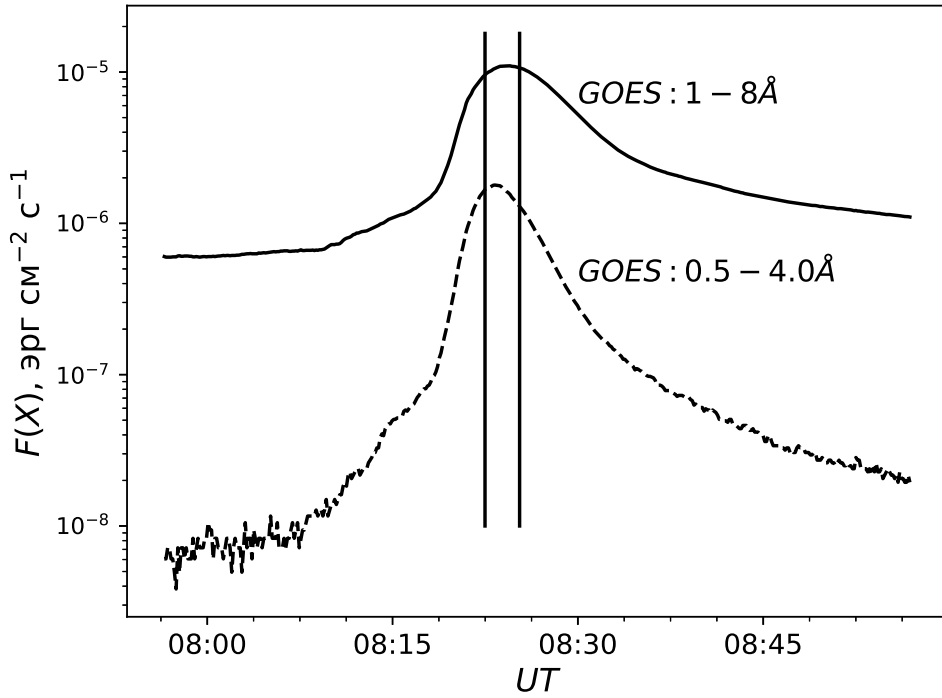


Рисунок 3.19 — Вспышка 27 апреля 2012 г. Рентгеновские потоки построены аналогично рис. 3.4

В течение всего периода наблюдений линия $H\alpha$ имеет раздвоенный профиль (рис. 3.21) с отрицательным и положительным значениями доплеровских сдвигов. Это может свидетельствовать о присутствии двух потоков газа, движущихся в разных направлениях.

Мы снова воспользовались многослойным приближением для объяснения потоков. Для фотосферы мы положили температуру черного тела 5500 К. Для начала мы воспроизвели относительные потоки. Так, в табл. 10 для первых трех эпизодов приведены величины отношения наблюдаемого $F^o(H\alpha)$ и теоретического $F^t(H\alpha)$ значений абсолютного потока в линии $H\alpha$ для случаев совпадения наблюдаемых значений $R_{\alpha\beta}^o = F^o(H\alpha)/F^o(H\beta)$, $R_{\varepsilon\beta}^o = F^o(H\varepsilon)/F^o(H\beta)$ с теоретическими значениями $R_{\alpha\beta}^t = F^t(H\alpha)/F^t(H\beta)$, $R_{\varepsilon\beta}^t = F^t(H\varepsilon)/F^t(H\beta)$ соответственно. Теоретические значения абсолютных потоков $F^{(t)}$ оказываются значительно меньше наблюдаемых $F^{(o)}$.

Исходя из этих результатов примем модель облачной структуры (см. рис. 3.22). В ней поток излучения газа во время вспышки складывается из потоков

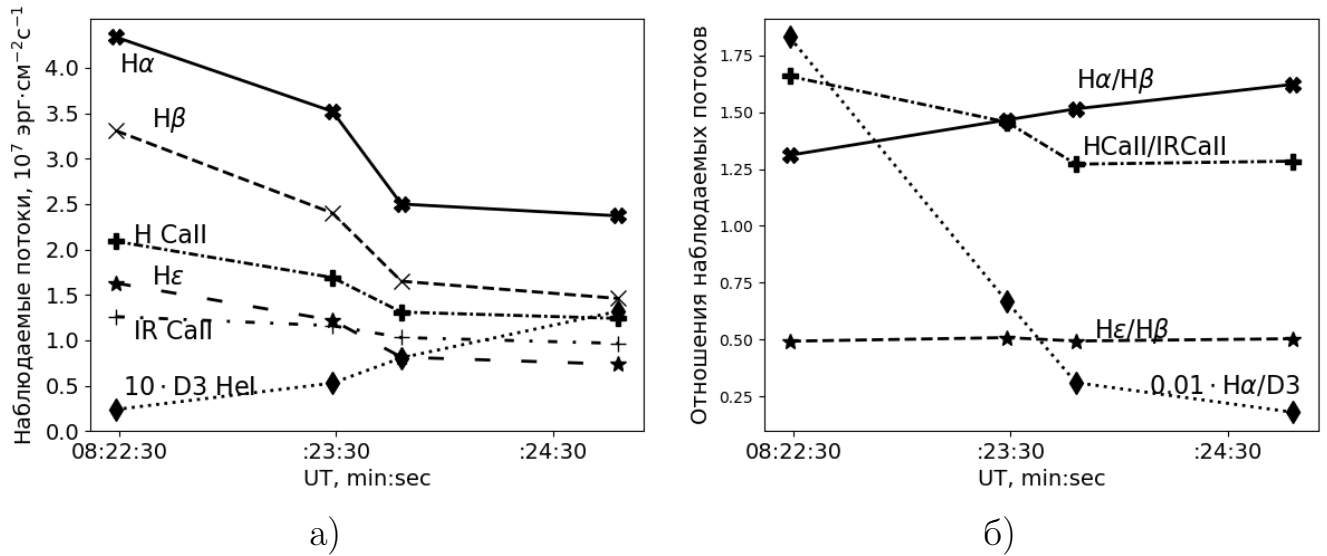


Рисунок 3.20 — Вспышка 27 апреля 2012 г. Наблюдаемые потоки в линиях. Панель а) соответствует абсолютным потокам (в единицах $\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$; поток в линии D3 завышен в 10 раз), панель б) — относительным потокам (отношение потоков в линиях H α и D3 уменьшено в 100 раз)

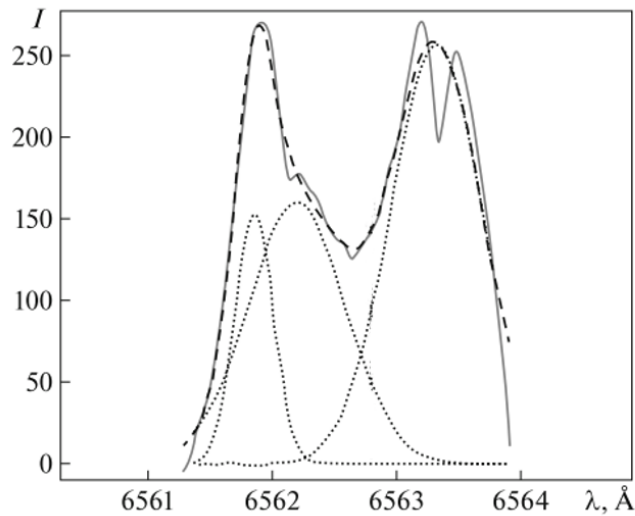


Рисунок 3.21 — Вспышка 27 апреля 2012 г. Интенсивность линии H α в условных единицах; по горизонтальной оси отложена шкала длин волн. Пунктирные линии показывают аппроксимацию профиля тремя гауссианами; штриховая линия показывает их сумму; сплошная кривая соответствует наблюдаемому профилю

от нескольких компактных облаков, причем в силу относительно малых размеров облаков можно пренебречь их наложением друг на друга на луче зрения. Каждое облако состоит из двух слоев — горячего и холодного. Одна часть этих

Таблица 10 — Вспышка 27 апреля 2012 г. Диапазон отношений наблюдаемого и теоретического абсолютных потоков в линии $H\alpha$ при условии совпадения наблюдаемых отношений $R_{\alpha\beta}^o = F^o(H\alpha)/F^o(H\beta)$, $R_{\varepsilon\beta}^o = F^o(H\varepsilon)/F^o(H\beta)$ с теоретическими $R_{\alpha\beta}^t = F^t(H\alpha)/F^t(H\beta)$, $R_{\varepsilon\beta}^t = F^t(H\varepsilon)/F^t(H\beta)$

Эпизод	08 : 22 : 29	08 : 23 : 29	08 : 24 : 17
$F^o(H\alpha)/F^t(H\alpha)$	11.7 ÷ 12.8	8.8 ÷ 9.8	7.9 ÷ 10.5

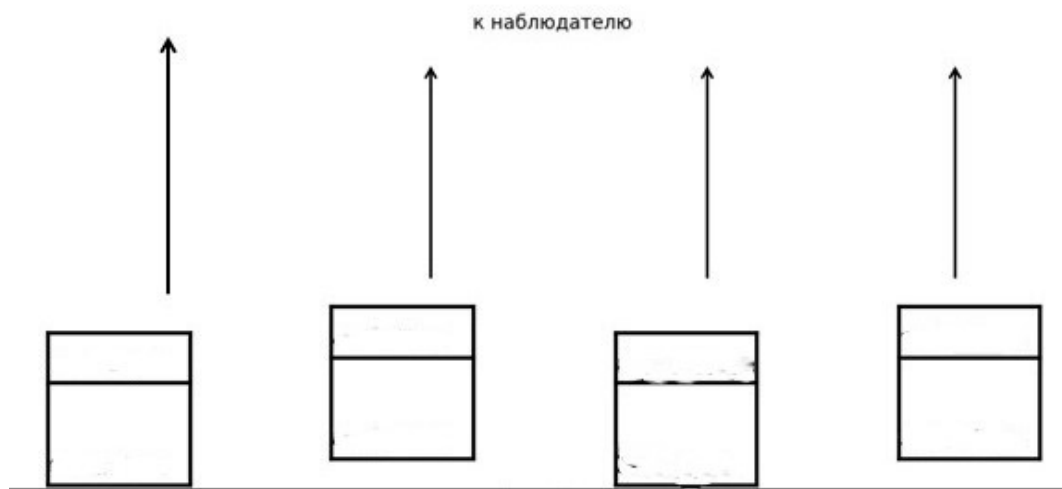


Рисунок 3.22 — Вспышка 27 апреля 2012 г. Вид сбоку. Схематическое изображение облачной структуры газа, где каждое облако имеет два слоя со своими индивидуальными параметрами. Стрелками показано направление на наблюдателя

образований летит из некоторого центра на нас, а другая — в противоположном направлении. Полагаем, что в облаках, движущихся на нас, холодный слой находится ближе к наблюдателю, чем горячий, а в удаляющихся облаках — наоборот, горячий слой расположен ближе к наблюдателю. Назовем распределение температуры в облаках первого типа прямым (П), а второго — инверсным (И). Их параметры для четырех эпизодов приведены в табл. 11. Электронная концентрация в холодном и горячем слоях имеет диапазон значений от 10^{12} до $2 \cdot 10^{12}$ см^{-3} .

В случае первых трех моментов доминирует излучение летящих на нас облаков. Хорошее согласие относительных потоков в линиях между рис. 3.20 и

3.23 (правые панели; эпизоды 08:22:29-08:24:17) показывает, что возможно мы наблюдаем свечение примерно десяти разлетающихся облаков.

Четвертый эпизод отличается от предыдущих одновременным достижением наиболее высоких значений $F^o(D3)$ и $F^o(H\alpha)$ на фоне практически не меняющегося значения $R_{\varepsilon\beta}^o$. В модели горячего газа позади холодного величина $F(H\alpha)/F(D3) \equiv R_D^o = 18$ оказалась несовместимой с $R_{\alpha\beta}^o = 1.62$. С физической точки зрения эта несовместимость имеет следующее объяснение. Относительное усиление линии гелия свидетельствует об увеличении оптической глубины в линии $H\alpha$, а увеличение отношения $R_{\alpha\beta}^o$ при неизменной $R_{\varepsilon\beta}^o$ требует ослабление поглощения в линии $H\alpha$. Заметим, что существует возможность увеличения $R_{\alpha\beta}^t$ за счет значительного увеличения поглощения в $H\beta$, но при этом увеличивается и относительный поток в линии $H\varepsilon$, достигая значения $R_{\varepsilon\beta}^t > 0.75$. Следовательно, в четвертом эпизоде мы наблюдаем суммарное излучение областей с большим и малым поглощением в линии $H\alpha$. В предлагаемой модели это означает смесь двухслойных облаков с прямым и инверсным расположением горячих и холодных слоев. Такое предположение не противоречит наблюдаемому раздвоенному профилю $H\alpha$. В табл. 11 последние 4 строки показывают параметры слоев прямого и инверсного расположения в момент 08:25:17, а черные и серые фигуры на рис. 3.23 — соответствующие теоретические потоки в этот момент: наблюдаемое излучение является комбинацией потоков от облаков с «прямым» и «инверсным» распределением температуры. На рис. 3.23 не показан поток $H\alpha$ от инверсного расположения слоев, он составляет $7.42 \cdot 10^6$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

Вспышка 11 мая 2012 г. в активной области NOAA 11475 (рис. 3.24) началась в 12:58, достигла максимума в 13:10 и закончилась в 13:42 UT (рис. 3.25). Она также имела несколько светящихся ядер, для редукции потоков было выбрано одно из них, оно помечено прямоугольником на рис. 3.24.

Для выбранного светящегося ядра были получены данные в семь моментов времени для шести линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\varepsilon$, $H\text{ CaII}$, IR CaII (8542 Å), HeI D3 [128]. Наблюдаемые потоки приведены на рис. 3.26. Свечение для шести моментов

Таблица 11 — Вспышка 27 апреля 2012 года. Параметры облаков для четырех эпизодов. Время указано в UT, L — толщина слоя (в км), T — температура газа (в К), N — концентрация газа (в см^{-3}), v — турбулентная скорость (в км/с), T_{Ly} — температура черного тела, имитирующая вклад линий лаймановской серии водорода в фотоионизацию CaII. Для 4-го эпизода приведено прямое (П) и инверсное (И) распределений параметров облаков

UT	L	T	N	v	T_{Ly}
08:22:29	40	13800	$1.0 \cdot 10^{12}$	3	6100
	120	7870	$6.0 \cdot 10^{12}$	3	
08:23:29	40	15000	$1.0 \cdot 10^{12}$	3	6100
	120	7950	$6.0 \cdot 10^{12}$	4	
08:24:17	30	18000	$1.0 \cdot 10^{12}$	3	6600
	120	8150	$4.5 \cdot 10^{12}$	2.5	
08:25:17(П)	30	18000	$2.5 \cdot 10^{12}$	3	6600
	100	8000	$3.0 \cdot 10^{12}$	3.5	
08:25:17(И)	100	9000	$3.0 \cdot 10^{12}$	3.5	
	30	19500	$2.5 \cdot 10^{12}$	3	6600

удается объяснить в рамках двухслойной модели, для последнего (седьмого) момента (13:13:17) потребовалась трехслойная модель. Параметры этих слоев приведены в табл. 12, а соответствующие им теоретические потоки излучения — на рис. 3.27. Несмотря на приблизительное равенство наблюдаемых и теоретических отношений потоков, абсолютные теоретические потоки занижены в несколько раз по сравнению с наблюдаемыми. Этот факт можно объяснить в приближении облачной структуры, так же как во вспышке 27 апреля 2012 г.

Таблица 12 — Вспышка 11 мая 2012 года. Параметры облаков для семи эпизодов. Моменты приведены для 13^h UT, в первой строке приведены минуты и секунды (шкала UT). L — толщина слоя (в км), T — температура газа (в К), N — концентрация газа (в см⁻³), v — турбулентная скорость (в км/с), T_{Ly} — температура черного тела, имитирующая вклад линий лаймановской серии водорода в фотоионизацию CaII. Индекс «1» снова относится к самому дальнему слою от наблюдателя

Э	03:33	04:06	04:56	05:31	08:32	09:06	13:17
N_1	$1.0 \cdot 10^{12}$	$1.0 \cdot 10^{12}$	$1.0 \cdot 10^{12}$	$5.0 \cdot 10^{11}$	$5.0 \cdot 10^{11}$	$6.0 \cdot 10^{11}$	$8.0 \cdot 10^{12}$
N_2	$3.0 \cdot 10^{12}$	$3.0 \cdot 10^{12}$	$6.0 \cdot 10^{12}$	$8.0 \cdot 10^{12}$	$4.0 \cdot 10^{12}$	$4.0 \cdot 10^{12}$	$1.0 \cdot 10^{12}$
L_1	60	60	60	100	100	100	100
L_2	40	40	40	120	100	100	100
T_1	18000	18000	18000	18000	14000	18000	7450
T_2	9000	8500	8200	7100	7750	7750	18000
v_1	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	5.8
v_2	6.0	4.5	5.0	3.0	1.8	3.5	3.0
T_{Ly}	6200	7000	7200	8100	7500	7500	7700
N_3	-	-	-	-	-	-	$9.0 \cdot 10^{12}$
L_3	-	-	-	-	-	-	10
T_3	-	-	-	-	-	-	6500
v_3	-	-	-	-	-	-	7.5

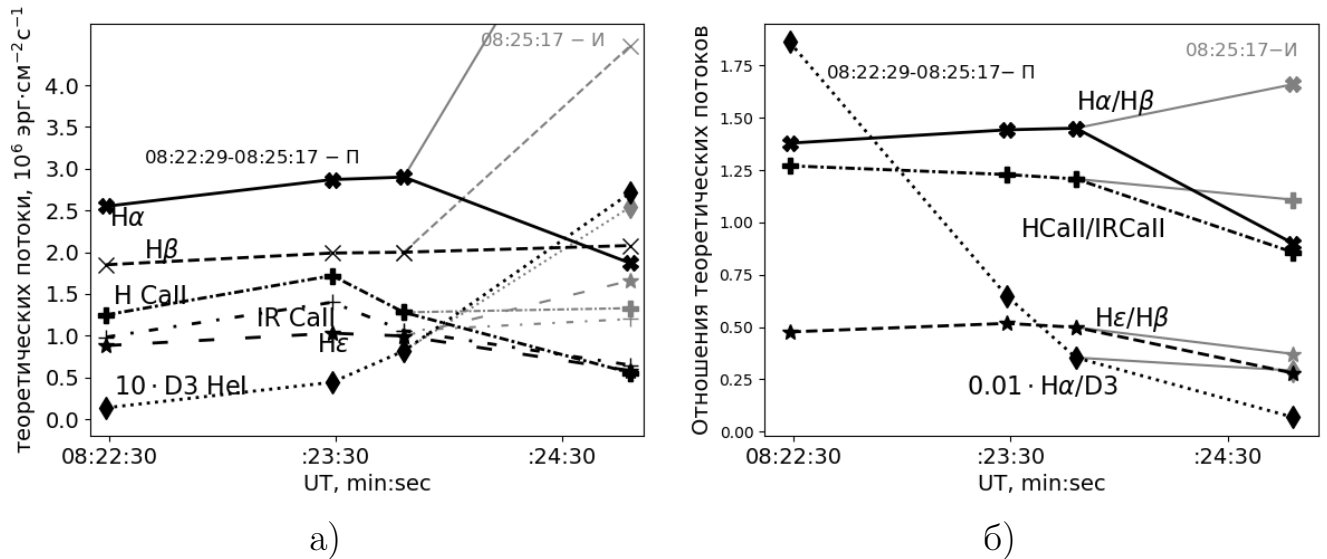


Рисунок 3.23 — Вспышка 27 апреля 2012 г. Теоретические потоки в линиях. Панель а) соответствует абсолютным потокам (в единицах $\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$), панель б) — относительным потокам. На панели а) поток в линии гелия увеличен в 10 раз; на панели б) отношение потоков в линиях $\text{H}\alpha$ и D3 HeI уменьшено в 100 раз. Черными фигурами и ломаными показаны потоки от прямого (П) расположения слоев, серыми (для момента 08:25:17 UT) — от инверсного (И) расположения слоев

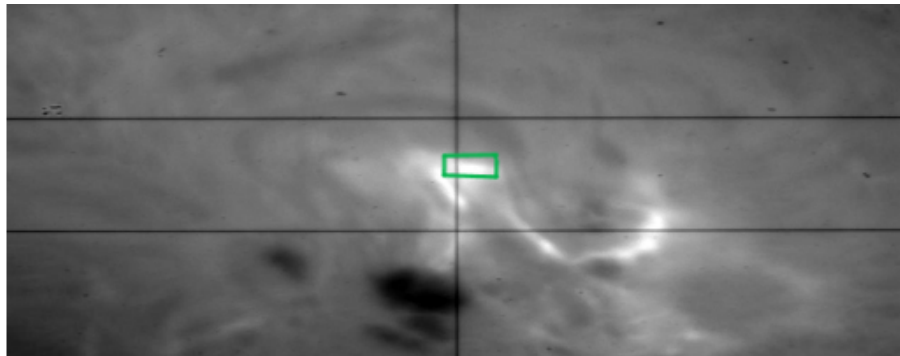


Рисунок 3.24 — Вспышка 11 мая 2012 г. Фильтрограмма с изображением активной области в линии $\text{H}\alpha$, полученная на спектрографе HSFA-2 обсерватории Онджейов Чешской академии наук

Сравнение рентгеновского и оптического излучения

При редукции спектров во вспышке 27 апреля рассматривалась площадка оптического излучения с размерами 13.5 тыс. км на 13 тыс. км. Оптическая светимость во всех шести исследуемых линиях приведена в предпоследней строке

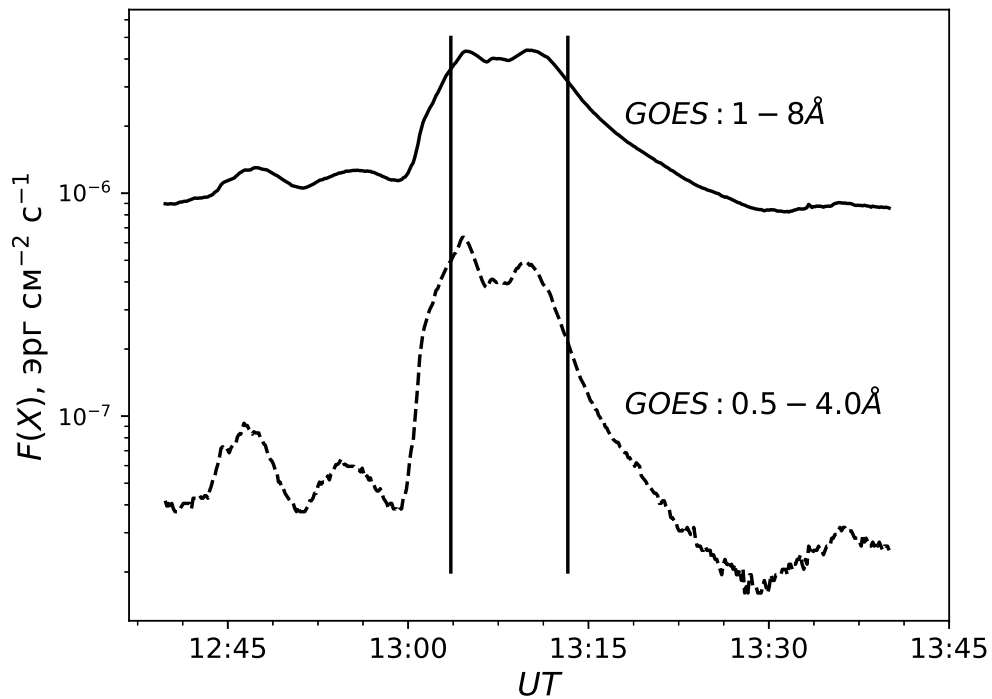


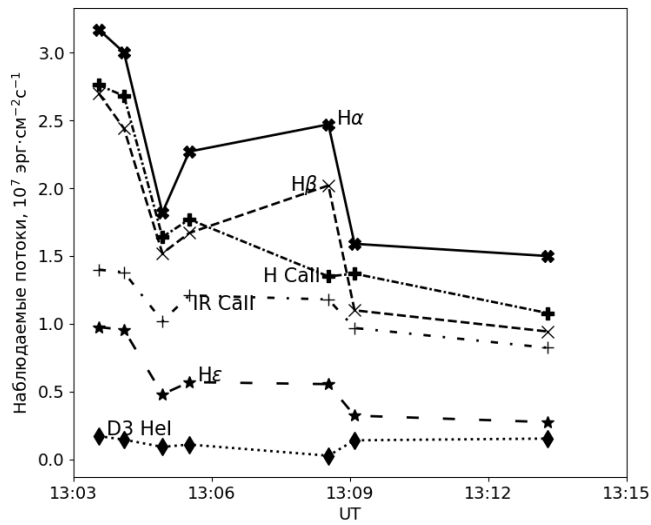
Рисунок 3.25 — Вспышка 11 мая 2012 г. Рентгеновские потоки построены аналогично рис. 3.4

табл. 13, а рентгеновская светимость, посчитанная в предположении изотропного распространения от Солнца — в последней строке таблицы. Видно, что оптическое излучение как минимум в 4 раза сильнее рентгеновского.

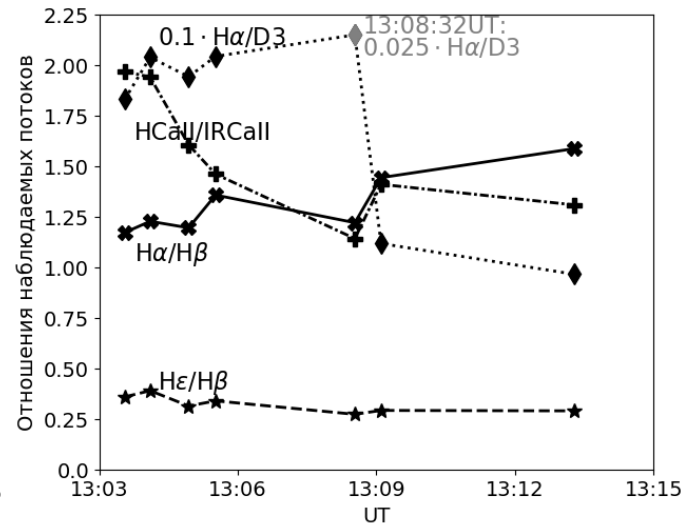
Для редукиции оптического излучения во вспышке 11 мая была выбрана прямоугольная площадка с размерами 10 тыс. на 20 тыс. км. Аналогичный анализ светимостей по таблице 14 показывает, что оптическое излучение одного исследуемого вспышечного ядра в несколько раз сильнее рентгеновского. Поэтому рентгеновское излучение не может быть основным источником энергии для оптического свечения ядер в этих двух вспышках.

Выводы

Итак, для двух вспышек установлено, что среднее значение вычисленной концентрации снова составляет достаточно большую величину — око-

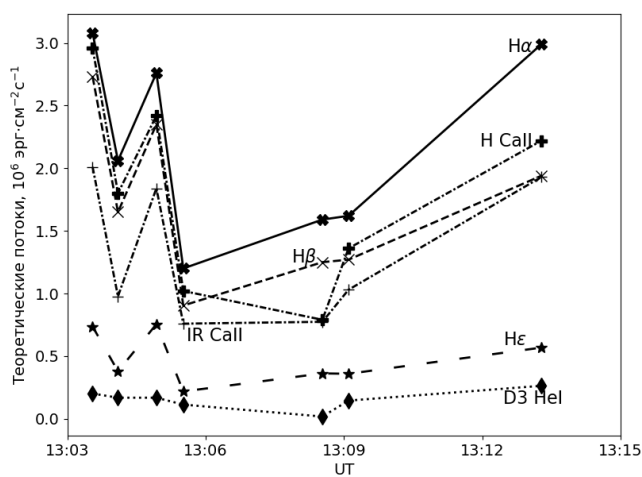


а)

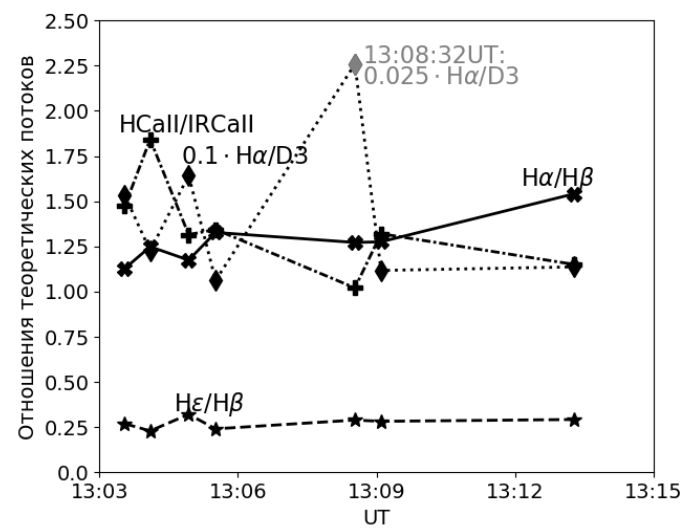


б)

Рисунок 3.26 — Вспышка 11 мая 2012 г. Наблюдаемые потоки в спектральных линиях. Панель а) демонстрирует абсолютные потоки (в единицах $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), панель б) — относительные потоки. Отношение потоков в линиях $\text{H}\alpha$ и D3 HeI на панели б) уменьшено в 10 раз, а в момент 13:08:32 UT (показано серым) — в 40 раз. По горизонтальной оси шкала UT представлена в часах и минутах



а)



б)

Рисунок 3.27 — Вспышка 11 мая 2012 г. Аналогично рис. 3.26, только представлены теоретические потоки

Таблица 13 — Вспышка 27 апреля 2012 года. Сравнение оптического и рентгеновского излучения: $F(X)$ ($\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) — рентгеновский поток в полосе GOES 1–8 Å, измеренный в околоземном пространстве; $F(\text{opt})$ — полный поток в шести оптических линиях, приведенный к хромосфере; $L(X)$, $L(\text{opt})$ — полная рентгеновская светимость по GOES и оптическая светимость ($\text{эрг} \cdot \text{с}^{-1}$) в шести исследуемых линиях

UT	08:22:29	08:23:29	08:24:17	08:25:17
$F(\text{opt})$	$1.26 \cdot 10^8$	$1.00 \cdot 10^8$	$7.38 \cdot 10^7$	$6.90 \cdot 10^7$
$F(X)$	$9.60 \cdot 10^{-3}$	$1.07 \cdot 10^{-2}$	$1.10 \cdot 10^{-2}$	$1.06 \cdot 10^{-2}$
$L(\text{opt})$	$2.2 \cdot 10^{26}$	$1.8 \cdot 10^{26}$	$1.3 \cdot 10^{26}$	$1.2 \cdot 10^{26}$
$L(X)$	$2.7 \cdot 10^{25}$	$3.0 \cdot 10^{25}$	$3.1 \cdot 10^{25}$	$3.0 \cdot 10^{25}$

Таблица 14 — Вспышка 11 мая 2012 года. Приводимые величины аналогичны величинам из табл. 13

UT	$F(\text{opt})$	$F(X)$	$L(\text{opt})$	$L(X)$
13:03:33	$1.11 \cdot 10^8$	$3.60 \cdot 10^{-3}$	$2.2 \cdot 10^{26}$	$1.0 \cdot 10^{25}$
13:04:06	$1.06 \cdot 10^8$	$3.95 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{26}$	$1.1 \cdot 10^{25}$
13:04:56	$6.58 \cdot 10^7$	$4.34 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{26}$	$1.2 \cdot 10^{25}$
13:05:31	$7.60 \cdot 10^7$	$4.21 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{26}$	$1.2 \cdot 10^{25}$
13:08:32	$7.86 \cdot 10^7$	$3.97 \cdot 10^{-3}$	$1.6 \cdot 10^{26}$	$1.1 \cdot 10^{25}$
13:09:06	$5.49 \cdot 10^7$	$4.14 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{26}$	$1.2 \cdot 10^{25}$
13:13:17	$4.78 \cdot 10^7$	$3.15 \cdot 10^{-3}$	$9.5 \cdot 10^{25}$	$8.9 \cdot 10^{24}$

ло $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. В невозмущенной хромосфере это соответствует высоте около 1000 км.

Газ, светящийся в оптических линиях, имеет облачную структуру; размер облака составляет около 100–200 км по лучу зрения при вкладе отдельных облаков в полный поток излучения порядка 10%. Облака проявляют стабильное строение по лучу зрения на временном отрезке 3–6 минут. Однако во вспышке 11 мая последний момент времени свидетельствует об усложнении структуры излучающего газа до трехслойной, а во вспышке 27 апреля — становятся видны облака с расположением слоев, обратном тому, которое наблюдалось в первые три момента наблюдений.

У облаков по крайней мере две области: во вспышке 27 апреля — холодная с температурой в диапазоне 7800 К ÷ 9000 К и горячая, 13800 К ÷ 19500 К; во вспышке 11 мая — холодная с температурой 7100 К ÷ 9000 К и горячая, 14000 К ÷ 18000 К.

3.5. Сравнение с результатами определения физических параметров по оптическим линиям других вспышек

Определение атмосферных параметров по оптическим линиям во время солнечных вспышек проводятся в том числе другими авторами в рамках своей методики и своих пакетов программ, как правило, по меньшему числу спектральных линий и с привлечением наблюдений из коротковолновой области спектра. Проведем краткое сравнение результатов восстановления газовых параметров в данной работе с результатами других авторов.

В [97] с помощью пакета RADYN изучаются профили линий $H\beta$ и CaII IR ($\lambda = 8542 \text{ \AA}$), которые наблюдались во вспышке 10 сентября 2017 г. Моделирование нагрева газа пучком нетепловых электронов показало, что в объеме толщиной около 800 км температура приобретает немонотонно меняющийся высотный профиль, возрастающий от 5000 до 30000 К. Профиль электронной

концентрации также испытывает существенное изменение по сравнению с первоначальным профилем и меняется немонотонно от приблизительно 10^{12} см $^{-3}$ до более чем 10^{13} см $^{-3}$. Выше указанного объема газа находится горячий газ с температурой несколько миллионов кельвинов, который практически не дает вклада в излучение линий H β , CaII IR.

В [101] исследуется вспышка 29 марта 2014 г. по спектральным линиям H α и CaII IR (8542 Å). Авторы приводят высотные профили температуры и электронной концентрации областей газа над фотосферой, находящихся на разных стадиях нагрева. Рост температуры аналогично предыдущей статье начинается приблизительно с 5000 К, достигает определенного значения в несколько десятков тысяч кельвинов (на высотах от 1000 км до 1500 км над фотосферой), еще выше температура резко растет до корональных значений. Электронная концентрация также ведет себя немонотонно и не опускается ниже приблизительно 10^{12} см $^{-3}$.

В работе Барановского [2] автор моделирует профили линий водорода и иона CaII, сравнивая их с наблюдавшимися профилями линий H α , H β , H γ , H δ , K CaII во вспышке 11 октября 1960 г. Модель состоит из пяти отдельных слоев. Толщина слоев меняется от 0.5 до 10 км, температура четырех нижних слоев составляет около 8000 К, а верхнего $7000 \div 40000$ К. Величина концентрации водорода в области формирования бальмеровских линий составляет 10^{15} см $^{-3}$.

Итак, результаты других авторов по порядку величины (значения электронной концентрации, температуры) сравнимы с результатами данной работы. Отметим, что более детальное сравнение крайне затруднительно, поскольку восстановление параметров даже одной вспышки по разным наборам наблюдаемых спектральных линий приведет к отличающимся результатам. Наконец, каждая вспышка обладает уникальными свойствами, что также затрудняет соотнесение результатов. Для детального сравнения вспышек по оптическим наблюдениям потребуется гораздо больший набор, чем пять рассмотренных в данной работе событий.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Разработана методика, позволяющая вычислять теоретические потоки в спектральных линиях атомов водорода, гелия и иона CaII с учетом самопоглощения в линиях. Выполнено восстановление температуры, плотности и пространственной структуры излучающего газа в пяти солнечных вспышках; процедура определения параметров оказывается продуктивной в случае среды, оптически толстой в спектральных линиях. В расчетах учтено число возбужденных уровней, хотя и меньшее, чем по критерию Инглиса-Теллера, но достаточное для достижения термализации, а именно баланса ударной ионизации и тройной рекомбинации.
2. Методика расчетов применена к восстановлению физических параметров протуберанца во вспышке 07 июня 2011 г. по наблюдениям в трех линиях $H\alpha$, $H\beta$, H CaII. Для данного объекта оказалось достаточно предположения об однородном газовом слое: диапазон температуры $6300 \div 10000$ К, а концентрации газа $(2.8 \div 5.3) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Отсутствие зарегистрированного потока в наблюдавшихся линиях IR CaII ($\lambda = 8542 \text{ \AA}$) и D3 HeI явилось дополнительным ограничением на определение физических параметров протуберанца.
3. Показано, что объяснение наблюдаемых потоков в спектральных линиях требует предположения о неоднородности излучающего газа. Во вспышках 21 апреля 2017 г., 01 октября 2015 г., 27 апреля и 11 мая 2012 г. требуется рассмотреть слоистую модель источников оптического излучения, включающую от двух до четырех слоев со своими индивидуальными параметрами. В случае последних трех из упомянутых вспышек можно утверждать, что данная работа является единственной оценкой параметров оптических источников вспышки, выполненная на

основании наблюдений бальмеровских линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\epsilon$ водорода, линий $H\text{ CaII}$ и $IR\text{ CaII}$ ($\lambda = 8542\text{ \AA}$), а также линии $D3\text{ HeI}$.

Приведенные результаты открывают возможность для более глубокого изучения связи между проявлением солнечных вспышек в верхней атмосфере и их откликом в нижней и средней хромосфере. Развитие корональных структур, видимое в рентгеновском и радиодиапазоне во время вспышки, с одной стороны, и изучение хромосферного газа с другой стороны позволит уточнить информацию об источнике нагрева газа, сказать о балансе или дисбалансе энергии, лучше понять природу обмена вещества между короной и нижними слоями атмосферы, в частности, природу и поведение эруптивных протуберанцев и коронального дождя. Наконец, восстановление параметров вспышечного газа в хромосфере поможет уточнить условия возбуждения, диссипации и распространения волн разных типов из нижней атмосферы Солнца в корону и в обратном направлении в ходе мощных солнечных событий.

Список литературы

1. Белова О.М., Бычков К.В. Ионизация из возбужденных состояний как причина нестационарной населенности уровней водорода за фронтом ударной волны. // *Астрофизика*. — 2017. — Май. — Т. 60, № 2. — С. 219–232.
2. Барановский Э.А. К вопросу о слоистой структуре солнечных вспышек. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* — 1986. — Т. 75. — С. 3–8.
3. An observational overview of solar flares. / L. Fletcher, B.R. Dennis, H.S. Hudson et al. // *Space Sci Rev.* — 2011. — February. — Vol. 159. — Pp. 19–106.
4. Kotrč P., Kononovich E.V., Kupryakov Yu.A. Solar spectral observations at the Ondřejov observatory with Moscow State University cooperation. // *Astron. Astrophys. Transactions.* — 2007. — August. — Vol. 26, no. 4. — Pp. 267–273.
5. Биберман Л.М. К теории диффузии резонансного излучения. // *ЖЭТФ*. — 1947. — Т. 17. — С. 416–426.
6. Holstein T. Imprisonment of resonance radiation in gases. // *Phys. Rev.* — 1947. — Vol. 72. — Pp. 1212–1233.
7. Holstein T. Imprisonment of resonance radiation in gases. II // *Phys. Rev.* — 1951. — Vol. 83. — Pp. 1159–1168.
8. Carrington R.C. Description of a singular appearance seen in the Sun on September 1, 1859. // *MNRAS*. — 1859. — November. — Vol. 20. — Pp. 13–15.
9. Ellison M.A. Visual and spectrographic observations of a great solar flare, 1946 July 25. // *MNRAS*. — 1946. — Vol. 106, no. 6. — Pp. 500–508.
10. Thomas R.J., Teske R.G. Solar soft X-rays and solar activity. II. Soft X-ray emission during solar flares. // *Solar Phys.* — 1971. — February. — Vol. 16. — Pp. 431–453.

11. *Fárník F., Hudson H., Watanabe T.* Spatial relations between preflares and flares. // *Solar Phys.* — 1996. — April. — Vol. 165, no. 1. — Pp. 169–179.
12. X-ray and radio observations of the activation stages of an X-class solar flare. / *F. Fárník, H.S. Hudson, M. Karlický, T. Kosugi* // *Astron. Astrophys.* — 2003. — March. — Vol. 399. — Pp. 1159–1166.
13. Hot X-ray onsets of Solar flares. / *H.S. Hudson, P.J.A. Simões, L. Fletcher et al.* // *MNRAS.* — 2021. — March. — Vol. 501. — Pp. 1273–1281.
14. *Harra L.K., Matthews S.A., Culhane J.L.* Nonthermal velocity evolution in the precursor phase of a solar flare. // *Astrophys. J.* — 2001. — March. — Vol. 549, no. 2. — Pp. L245–L248.
15. *Zarro D.M., Lemen J.R.* Conduction-driven chromospheric evaporation in a Solar flare. // *Astrophys. J.* — 1988. — June. — Vol. 329. — Pp. 456–463.
16. Evidence for chromospheric evaporation in the late gradual flare phase from SOHO/CDS observations. / *A. Czaykowska, B. de Pontieu, D. Alexander, G. Rank* // *Astrophys. J.* — 1999. — August. — Vol. 521, no. 1. — Pp. L75–L78.
17. Semiempirical models of chromospheric flare regions. / *M.E. Machado, E.H. Avrett, J.E. Vernazza, R.W. Noyes* // *Astrophys. J.* — 1980. — November. — Vol. 242. — Pp. 336–351.
18. *Somov B.V.* Plasma astrophysics: part 2. Reconnection and flares. Second edition. — New York: Springer, 2013. — P. 506.
19. *Барановский Э.А.* Модель верхней хромосферы и энергетический баланс в области солнечной вспышки. // *Изв. Крым. астрофиз. obs.* — 1984. — Т. 69. — С. 100–108.
20. *Барановский Э.А.* Энергетический баланс и плотность вещества в солнечных вспышках. // *Изв. Крым. астрофиз. obs.* — 1985. — Т. 72. — С. 154 – 159.

21. *Metcalf Th.R., Canfield R.C., Saba J.L.R.* Flare heating and ionization of the low solar chromosphere. II. Observations of five Solar flares. // *Astrophys. J.* — 1990. — December. — Vol. 365. — Pp. 391–406.
22. *Kopp R.A., Pneuman G.W.* Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon. // *Solar Phys.* — 1976. — September. — Vol. 50, no. 1. — Pp. 85–98.
23. Evidence for the interaction of large scale magnetic structures in solar flares. / C.H. Mandrini, P. Démoulin, J.C. Hénoux, M.E. Machado // *Aston. Astrophys.* — 1991. — October. — Vol. 250. — Pp. 541–547.
24. Multi-thermal observations of newly formed loops in a dynamic flare. / Z.F. Švestka, J.M. Fontenla, M.E. Machado et al. // *Solar Phys.* — 1987. — September. — Vol. 108, no. 2. — Pp. 237–250.
25. *Osterbrock D.E.* The heating of the solar chromosphere, plages, and corona by magnetohydrodynamic waves. // *Astrophys. J.* — 1961. — September. — Vol. 134. — Pp. 347–388.
26. *Пикельнер С.Б., Лившиц М.А.* О Механизмах нагрева спокойных и активных областей солнечной хромосферы. // *Астрон. ж.* — 1964. — Март. — Т. 41. — С. 1007–1020.
27. *Wedemeyer-Böhm S., Lagg A., Nordlund Å.* Coupling from the photosphere to the chromosphere and the corona. // *Space Sci Rev.* — 2009. — Vol. 144. — Pp. 317–350.
28. *Carlsson M., Stein R.F.* Non-LTE radiating acoustic shocks and CaII K2V bright points. // *Astrophys. J.* — 1992. — September. — Vol. 397. — Pp. L59–L62.
29. *Skochilov V.G., Teplitskaya R.B.* The shape of H and K Ca II line profiles in sunspot umbral spectra. // *Solar phys.* — 1997. — July. — Vol. 173, no. 2. — Pp. 275–279.

30. Properties of the shock waves in the quiet-Sun chromosphere. / H. Mathur, J. Joshi, K. Nagaraju et al. // *Astron. Astrophys.* — 2022. — March. — Vol. 668. — Pp. A153–A173.
31. Evolution of the loop-top source of Solar flares: Heating and cooling processes. / Y.W. Jiang, S. Liu, W. Liu, V. Petrosian // *Astrophys. J.* — 2006. — February. — Vol. 638, no. 2. — Pp. 1140–1153.
32. *Zacharias P., Peter H., Bingert S.* Ejection of cool plasma into the hot corona. // *Astron. Astrophys.* — 2011. — August. — Vol. 532. — Pp. A112–A122.
33. *McIntosh P.S., Donnelly R.F.* Properties of white light flares. I: Association with H α flares and sudden frequency deviations. // *Solar phys.* — 1972. — April. — Vol. 23, no. 2. — Pp. 444–456.
34. Flare observation of the Sun as a star by SUMER/SOHO in the hydrogen Lyman continuum. / P. Lemaire, P. Gouttebroze, J.-C. Vial et al. // *Astron. Astrophys.* — 2004. — May. — Vol. 418. — Pp. 737–742.
35. *Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R.* Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet Sun // *Astroph. J. Suppl. Ser.* — 1981. — April. — Vol. 45. — Pp. 635–725.
36. *Kurucz R.L.* Model atmospheres for G, F, A, B and O stars. // *Astroph. J. Suppl. Ser.* — 1979. — May. — Vol. 40. — Pp. 1–340.
37. *Соболев В.В.* Некогерентное рассеяние света в звездных атмосферах. // *Астрономический журнал.* — 1949. — Т. 26. — С. 129–137.
38. *Stibbs D.W.N.* On a problem in the theory of formation of absorption lines. // *MNRAS.* — 1953. — Vol. 113. — Pp. 493–504.
39. *de Jager C.* The hydrogen spectrum of the Sun. // *Rech. Astr. Obs. Utrecht.* — 1952. — Vol. 13. — Pp. 1–93.

40. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. II. The underlying photosphere and temperature-minimum region. // *Astroph. J. Suppl. Ser.* — 1976. — January. — Vol. 30. — Pp. 1–60.
41. Fontenla J.M., Avrett E.H., Loeser R. Energy balance in the solar transition region. I. Hydrostatic thermal models with ambipolar diffusion. // *Astrophys. J.* — 1990. — June. — Vol. 355. — Pp. 700–718.
42. Fontenla J.M., Avrett E.H., Loeser R. Energy balance in the solar transition region. II. Effects of pressure and energy input on hydrostatic models. // *Astrophys. J.* — 1991. — August. — Vol. 377. — Pp. 712–725.
43. Fontenla J.M., Avrett E.H., Loeser R. Energy balance in the solar transition region. III. Helium emission in hydrostatic, constant-abundance models with diffusion. // *Astrophys. J.* — 1993. — March. — Vol. 406. — Pp. 319–345.
44. Semiempirical models of the solar atmosphere. I. The quiet- and active Sun photosphere at moderate resolution. / J.M. Fontenla, E.H. Avrett, G. Thuillier, J. Harder // *Astrophys. J.* — 2006. — March. — Vol. 639, no. 1. — Pp. 441–458.
45. Fontenla J.M., Balasubramaniam K.S., Harder J. Semiempirical models of the solar atmosphere. II. The quiet-Sun low chromosphere at moderate resolution. // *Astrophys. J.* — 2007. — October. — Vol. 667, no. 2. — Pp. 1243–1257.
46. One-dimensional, geometrically stratified semi-empirical models of the photosphere and lower chromosphere. / J.M. Borrero, I. Milić, A. Pastor Yabar et al. // *Astron. Astrophys.* — 2024. — August. — Vol. 688. — P. A56 (16 pp.).
47. Шкловский И.С. Физика Солнечной короны. — М.: Наука, 1962. — С. 108.
48. Seaton M.J. The solution of capture-cascade equations for hydrogen. // *MNRAS.* — 1959. — Vol. 119. — P. 90.
49. Solar prominences. / Ed. by J.-C. Vial, O. Engvold. — Springer, 2015.

50. *Hirayama T.* Modern observations of solar prominences. // *Solar phys.* — 1985. — October. — Vol. 100. — Pp. 415–434.
51. *Parenti S., Vial J.-C.* Prominence and quiet-sun plasma parameters derived from FUV spectral emission. // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 469. — Pp. 1109–1115.
52. Physics of solar prominences: I – Spectral diagnostics and non-LTE modelling. / N. Labrosse, P. Heinzel, J.-C. Vial et al. // *Space Science Reviews.* — 2010. — April. — Vol. 151, no. 4. — Pp. 243–332.
53. *Newton H.W.* Note on two allied types of chromospheric eruption. // *MNRAS.* — 1935. — Vol. 95. — Pp. 650–655.
54. *Pettit E.* Semiempirical models of the solar atmosphere. I. The quiet- and active Sun photosphere at moderate resolution. // *Astrophys. J.* — 1932. — July. — Vol. 76. — Pp. 9–43.
55. *Berger T.* Solar prominence fine structure and dynamics. Nature of prominences and their role in space weather. // Proceedings of the IAU symposium. — 2013. — Pp. 15–29.
56. *Poland A.I., Tandberg-Hanssen E.* Physical conditions in a quiescent prominence derived from UV spectra obtained with the UVSP instrument on the SMM. // *Solar Phys.* — 1983. — April. — Vol. 84, no. 1-2. — Pp. 63–70.
57. *Tandberg-Hanssen E.* The nature of solar prominences. — Kluwer Academic Publishers, 1995.
58. Spectral characteristics of the HeI D3 line in a quiescent prominence observed by THEMIS. / J. Koza, J. Rybák, P. Gömöry et al. // *Solar Phys.* — 2017. — August. — Vol. 292, no. 8. — P. 98 (23 pp.).
59. *Antolin P., Rouppe van der Voort L.* Observing the fine structure of loops through high-resolution spectroscopic observations of coronal rain with the

- CRISP instrument at the Swedish solar telescope. // *Astrophys. J.* — 2012. — February. — Vol. 745, no. 2. — id. 152.
60. Active region coronal rain event observed by the Fast Imaging Solar Spectrograph on the NST. / K. Ahn, J. Chae, K.-S. Cho et al. // *Solar phys.* — 2014. — November. — Vol. 289, no. 11. — P. 4117—4136.
61. *Schad T.A.* Neutral Helium Triplet Spectroscopy of Quiescent Coronal Rain with Sensitivity Estimates for Spectropolarimetric Magnetic Field Diagnostics. // *Astrophys. J.* — 2018. — September. — Vol. 865. — Pp. 31–49.
62. *Menzel D.H., Pekeris C.L.* Absorption coefficient and hydrogen line intensities. // *MNRAS.* — 1935. — Vol. 96. — Pp. 77–110.
63. *Karzas W.J., Latter R.* Electron radiative transitions in a Coulomb Field. // *Astrophys. J. Sup.* — 1961. — May. — Vol. 6. — Pp. 167–212.
64. *Грум Г.* Уширение спектральных линий в плазме. — М.: МИР, 1978. — С. 686.
65. Ionization and charge transfer in proton-hydrogen atom collisions. / W.L. Fite, R.F. Stebbings, Hummer D.G., R.T. Brackman // *Phys. Rev.* — 1960. — July. — Vol. 119, no. 2. — Pp. 663–668.
66. *Fite W.L., Brackman R.T.* Collisions of electrons with hydrogen atoms. I. Ionization. // *Phys. Rev.* — 1958. — November. — Vol. 112, no. 4. — Pp. 1141–1151.
67. *Sampson D.H., Golden L.B.* Semiempirical cross-sections and rates for excitation and for ionization of hydrogenic ions by electron impact. // *Astrophys. J.* — 1971. — November. — Vol. 170. — Pp. 169–180.
68. *Sampson D.H., Golden L.B.* Electron-impact excitation and ionization cross-sections and rates for hydrogen. // *Astrophys. J.* — 1970. — July. — Vol. 161. — Pp. 321–337.

69. *Mihalas D.* Statistical-equilibrium model atmospheres for early-type stars. I. Hydrogen continua. // *Astrophys. J.* — 1967. — July. — Vol. 149. — Pp. 169–190.
70. *Johnson L.C.* Approximations for collisional and radiative transition rates in atomic hydrogen. // *Astrophys. J.* — 1972. — May. — Vol. 174. — Pp. 227–236.
71. *Gouttebroze P., Heinzel P., Vial J.-C.* The hydrogen spectrum of model prominences. // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* — 1993. — June. — Vol. 99. — Pp. 513–543.
72. *Burke P.G., Ormonde S., Whitaker W.* Low-energy electron scattering by atomic hydrogen: I. The close-coupling approximation. // *Proc. Phys. Soc.* — 1967. — October. — Vol. 92, no. 2. — Pp. 319–335.
73. Electron collision cross sections at low energies for all transitions between the $n=1, 2, 3, 4,$ and 5 levels of atomic hydrogen. / K.M. Aggarwal, K.A. Berrington, P.G. Burke et al. // *J. of physics B: atomic, molecular, and optical physics.* — 1991. — March. — Vol. 24, no. 6. — Pp. 1385–1410.
74. *Labrosse N., Gouttebroze P.* Formation of helium spectrum in solar quiescent prominences. // *Astron. Astrophys.* — 2001. — December. — Vol. 380. — Pp. 323–340.
75. *Benjamin R.A., Skillman E.D., Smits D.P.* Improving predictions for helium emission lines. // *Astrophys. J.* — 1999. — March. — Vol. 514, no. 1. — Pp. 307–324.
76. *Cunto W., Mendoza C.* The Opacity Project — the Topbase Atomic Database. // *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.* — 1992. — March. — Vol. 23. — Pp. 107–118.
77. *Dimitrijević M.S., Sahal-Bréchet S.* Stark broadening of neutral helium lines. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* — 1984. — April. — Vol. 31. — Pp. 301–313.

78. *Léger L., Paletou F.* 2D non-LTE radiative modelling of HeI spectral lines formed in solar prominences. // *Astron. Astrophys.* — 2009. — May. — Vol. 498, no. 3. — Pp. 869–875.
79. *Ralchenko Y., Kramida A., Reader J., & NIST ASD Team.* — 2014. — NIST Atomic Spectra Database (version 5.0), [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd> [2015, September 1].
80. Ca line formation in late-type stellar atmospheres. I. The model atom. / Y. Osorio, K. Lind, P.S. Barklem et al. // *Astron. Astrophys.* — 2019. — May. — Vol. 623. — P. A103 (17 pp.).
81. VALD: The Vienna atomic line data base. / N.E. Piskunov, F. Kupka, T.A. Ryabchikova et al. // *Astron. Astrophys. Sup. Ser.* — 1995. — September. — Vol. 112. — Pp. 525–535.
82. *Mashonkina L., Sitnova T., A.K. Belyaev.* Influence of inelastic collisions with hydrogen atoms on the non-LTE modelling of CaI and CaII lines in late-type stars. // *Astron. Astrophys.* — 2017. — January. — Vol. 605. — P. A53.
83. *Meléndez M., Bautista M.A., Badnell N.R.* Atomic data from the Iron Project. LXIV. Radiative transition rates and collision strengths for CaII. // *Astron. Astrophys.* — 2007. — July. — Vol. 469, no. 3. — Pp. 1203–1209.
84. *Seaton M.J.* The impact parameter method for electron excitation of optically allowed atomic transitions. // *Proceedings of the Physical Society.* — 1962. — June. — Vol. 79, no. 6. — Pp. 1105–1117.
85. *Seaton M.J.* The theory of excitation and ionization by electron impact. // *Atomic and Molecular Processes.* / Ed. by D.R. Bates. — New York: Academic Press., 1962. — P. 525.
86. *Гринин В.П., Мицкевич А.С.* Образование эмиссионного спектра CaII в движущихся оболочках звезд. // *Изв. Крым. астрофиз. obs.* — 1988. — Март. — Т. 78. — С. 28–37.

87. Барановский Э.А. Бальмеровские линии в солнечных вспышках. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* — 1983. — Т. 67. — С. 84–90.
88. Radiative hydrodynamic models of the optical and ultraviolet emission from solar flares. / J.C. Allred, S.L. Hawley, W.P. Abbett, M. Carlsson // *Astrophys. J.* — 2005. — September. — Vol. 630, no. 1. — Pp. 573–586.
89. Allred J.C., Kowalski A.F., Carlsson M. A unified computational model for solar and stellar flares. // *Astrophys. J.* — 2015. — August. — Vol. 809, no. 1. — P. 104 (14 pp.).
90. Carlsson M. A computer program for solving multi-level non-LTE radiative transfer problems in moving or static atmospheres. Report No 33. — Uppsala. — 1986.
91. Dalgarno A., Griffing G.W. Energy per ion pair for electron and proton beams in atomic hydrogen. // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, mathematical and physical sciences.* — 1958. — November. — Vol. 248, no. 1254. — Pp. 415–428.
92. The F-CHROMA grid of 1D RADYN flare models. / M. Carlsson, L. Fletcher, J.C. Allred et al. // *Astron. Astrophys.* — 2023. — March. — Vol. 673. — P. A150 (10 pp.).
93. Response of optical hydrogen lines to beam heating. I. Electron beams. / J. Kašparová, M. Varady, P. Heinzel et al. // *Astron. Astrophys.* — 2009. — March. — Vol. 499. — Pp. 923–934.
94. Uitenbroek H. Multilevel radiative transfer with partial frequency redistribution. // *Astrophys. J.* — 2001. — August. — Vol. 557, no. 1. — Pp. 389–398.
95. Osborne C.M.J., Milić I. The *Lightweaver* framework for nonlocal thermal equilibrium radiative transfer in Python. // *Astrophys. J.* — 2021. — August. — Vol. 917, no. 1. — Pp. 14–30.

96. Hydrogen Balmer line broadening in Solar and stellar flares. / A.F. Kowalski, J.C. Allred, H. Uitenbroek et al. // *Astrophys. J.* — 2017. — March. — Vol. 837, no. 2. — Pp. 125–146.
97. Spectral characteristics and formation height of off-limb flare ribbons. / D. Kuridze, M. Mathioudakis, P. Heinzel et al. // *Astrophys. J.* — 2020. — June. — Vol. 896, no. 2. — Pp. 120–133.
98. The atmospheric response to high nonthermal electron-beam fluxes in Solar flares. II. Hydrogen-broadening predictions for Solar flare observations with the DKIST. / A.F. Kowalski, J.C. Allred, M. Carlsson et al. // *Astrophys. J.* — 2022. — April. — Vol. 928, no. 2. — Pp. 190–212.
99. Spectral observations and modeling of a Solar white-light flare observed by CHASE. / De-Ch. Song, J. Tian, Y. Li et al. // *Astrophys. J. Lett.* — 2023. — March. — Vol. 952. — P. L6 (9 pp.).
100. *Procházka O., Milligan R.O., Allred J.C.* Suppression of Hydrogen emission in an X-class white-light Solar flare. // *Astrophys. J.* — 2017. — March. — Vol. 837, no. 1. — Pp. 46–54.
101. Data-driven radiative hydrodynamic modeling of the 2014 March 29 X1.0 Solar flare. / F. Rubio da Costa, L. Kleint, V. Petrosian et al. // *Astrophys. J.* — 2016. — August. — Vol. 827, no. 1. — Pp. 38–51.
102. *Kashapova L.K., Kotrč P., Kupryakov Yu.A.* Non-thermal particle effects on the H α and H β line profiles in the 18 August 2002 solar flare. // *Ann. Geophys.* — 2008. — October. — Vol. 26, no. 10. — Pp. 2975–2982.
103. *Radziszewski K., Rudawy P.* Evolution of the Solar flares H α line profiles investigated with very high temporal resolution. // *Central Europ. Astrophys. Bulletin.* — 2007. — Vol. 31. — Pp. 67–75.

104. High-resolution observational analysis of flare ribbon fine structures. / J. Thoen Faber, R. Joshi, L. Rouppe van der Voort et al. // *Astron. Astrophys.* — 2025. — January. — Vol. 693. — P. A8 (12 pp.).
105. *Gouttebroze P., Vial J.-C., Heinzel P.* Formation of CaII lines in solar prominences. // *Solar phys.* — 1997. — May. — Vol. 172, no. 1-2. — Pp. 125–132.
106. *Gouttebroze P., Heinzel P.* Calcium to hydrogen line ratios in solar prominences. // *Astron. Astrophys.* — 2002. — April. — Vol. 385. — Pp. 273–280.
107. *Gouttebroze P., Labrosse N.* A ready-made code for the computation of prominence NLTE models. // *Solar phys.* — 2000. — October. — Vol. 196, no. 2. — Pp. 349–355.
108. *Heinzel P.* Multilevel NLTE radiative transfer in isolated atmospheric structures: implementation of the MALI-technique. // *Astron. Astrophys.* — 1995. — July. — Vol. 299. — Pp. 563–573.
109. *Anders E., Grevesse N.* Abundances of the elements: Meteoritic and solar. // *Geochim. Cosmochem. Acta.* — 1989. — January. — Vol. 53, no. 1. — Pp. 197–214.
110. *Белова О.М., Бычков К.В.* Влияние излучения фотосферы на вышележащие слои атмосферы звезды // *Астрофизика.* — 2018. — January. — Т. 61, № 2. — С. 255–270.
111. *Sutton K.* Approximate line shapes for hydrogen. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* — 1978. — October. — Vol. 20. — Pp. 333–343.
112. *Vainshtein L.A., Shevelko V.P.* Program ATOM for calculation of atomic characteristics. — Moscow: Preprint of the Lebedev Physical Institute N 19, 1983.
113. *van Regemorter H.* Rate of collisional excitation in stellar atmospheres. // *Astrophys. J.* — 1962. — Vol. 136. — Pp. 906–915.

114. *Green L.C., Rush P.P., Chandler C.D.* Oscillator strengths and matrix elements for the electric dipole moment for hydrogen. // *Astrophys. J. Sup. Ser.* — 1957. — Vol. 3. — P. 37.
115. *Allens's Astrophysical Quantities.* / Ed. by A.N. Cox. — Springer, 2000.
116. *Dimitrijević M.S., Sahal-Bréchet S.* Stark broadening of CaII spectral lines. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* — 1993. — Vol. 49, no. 2. — Pp. 157–164.
117. Вспышка 7 июня 2011 года и анализ фрагментов эруптивного протуберанца. / Ю.А. Купряков, К.В. Бычков, В.А. Малютин и др. // *Астрономический журнал.* — 2024. — Т. 101, № 11. — С. 1003–1009.
118. Analysis of the eruptive event after the Solar flare of June 7, 2011. / Yu.A. Kupryakov, A.B. Gorshkov, P. Kotrč, L.K. Kashapova // *Astronomy reports.* — 2021. — Vol. 65, no. 9. — Pp. 876–883.
119. *Landi E., Reale F.* Prominence plasma diagnostics through extreme-ultraviolet absorption. // *Astrophys. J.* — 2013. — July. — Vol. 772, no. 1. — Pp. 71–82.
120. Bright hot impacts by erupted fragments falling back on the Sun: a template for stellar accretion. / F. Reale, S. Orlando, P. Testa et al. // *Science.* — 2013. — July. — Vol. 341, no. 6143. — Pp. 251–253.
121. *Williams D.R., Baker D., van Driel-Gesztelyi L.* Mass estimates of rapidly moving prominence material from high-cadence EUV images. // *Astrophys. J.* — 2013. — February. — Vol. 764, no. 2. — Pp. 165–174.
122. Investigating the dynamics and density evolution of returning plasma blobs from the 2011 June 7 eruption. / J. Carlyle, D.R. Williams, L. van Driel-Gesztelyi et al. // *Astrophys. J.* — 2014. — February. — Vol. 782, no. 2. — Pp. 87–94.

123. Analysis of UV and EUV emission from impacts on the Sun after 2011 June 7 eruptive flare. / D.E. Innes, P. Heinrich, B. Inhester, L.-J. Guo // *Astron. Astrophys.* — 2016. — July. — Vol. 592. — P. A17 (10 pp.).
124. Вспышка 2017-04-21: анализ излучения в линиях бальмеровской серии водорода. / Ю.А. Купряков, В.А. Малютин, К.В. Бычков и др. // *Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия.* — 2025. — Т. 80, № 3. — 2530801 (6 стр.).
125. Восстановление параметров газа, излучающего в спектральных линиях оптического диапазона водорода, гелия и кальция, во время вспышки SOL2015-10-01. / В.А. Малютин, Ю.А. Купряков, К.В. Бычков и др. // *Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия.* — 2025. — Т. 80, № 1. — 2510801 (7 стр.).
126. *Fletcher L. Solar flare spectroscopy.* // *Annu. rev. Astron. Astrophys.* — 2024. — September. — Vol. 62, no. 1. — Pp. 437–474.
127. Моделирование излучения вспышки 27.04.2012 в спектральных линиях водорода, гелия и кальция. / Ю.А. Купряков, К.В. Бычков, О.М. Белова и др. // *Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия.* — 2024. — Т. 79, № 2. — 2420801 (8 стр.).
128. Наблюдение, теоретический расчет и анализ солнечной вспышки 11 мая 2012 г. / Ю.А. Купряков, К.В. Бычков, О.М. Белова и др. // *Геомагнетизм и аэрономия.* — 2025. — Т. 65, № 3. — С. 307–313.