



Диагностический потенциал быстрых волновых пакетов на Солнце

В.А. Дмитриев^{1,2}, А.В. Михальчук², Е.Г. Куприянова^{1,2}

¹ ГАО РАН, ²СПбГУ

Поступила в редакцию 7 марта 2026 / Принята к публикации 15 апреля 2026

Аннотация

В данной работе представлен обзор открытых вопросов физики первичного энерговыделения солнечных вспышек, а также методов диагностики вспышечных корональных структур. Особый акцент сделан на обсуждении квазипериодических быстрых волновых пакетов (Quasi-periodic Fast Propagating, QFP, wave trains), распространяющихся в короне Солнца и обладающего многообещающим диагностическим потенциалом. Результаты численного моделирования показывают, что в частности, по форме вейвлет-спектра волнового пакета можно оценивать пространственный и временной масштабы триггера (локализованного импульсного энерговыделения), проводить диагностику градиента плотности при переходе из волновода (корональной неоднородности) в окружающую среду, недоступную другими методами, а также оценивать расстояние от места регистрации волнового пакета до триггера (т.е. локализовать источник первичного энерговыделения). Однако заложенный в них диагностический потенциал ещё не до конца реализован из-за малого числа зарегистрированных случаев (несколько десятков событий). В данной работе предложена методика поиска быстрых волновых пакетов в солнечных динамических радиоспектрах. Представлены результаты апробации этой методики на данных HiRAS.

ключевые слова: Солнце, солнечная активность, вспышечное энерговыделение, быстрые бегущие волновые пакеты, QFP

1 Введение

Солнечная корона является внешним протяжённым слоем солнечной атмосферы, плавно переходящим в гелиосферу. Интерес к солнечной короне и процессам в ней среди сообщества солнечных физиков обусловлен следующими причинами. С одной стороны, Солнце — единственная звезда, которую мы можем изучать с пространственным, временным и спектральным разрешениями в разных диапазонах электромагнитного спектра, от радиоволн до гамма-излучения. Это открывает возможности в деталях исследовать процессы на Солнце, происходящие в его корональных плазменных структурах. Полученные знания полезны для изучения активности звёзд в контексте солнечно-звёздных аналогий. С другой стороны, ввиду близости Солнца активные процессы, происходящие в солнечной короне, такие как солнечные вспышки и корональные выбросы массы (КВМ), напрямую влияют на состояние околоземного космического пространства и земной атмосферы, и, следовательно, влияют на здоровье космонавтов, экипажей и пассажиров авиарейсов, а также воздействуют на космическую и наземную инфраструктуры, особенно в районах высоких географических широт. Кроме того, солнечная корона является естественной физической лабораторией, где в природных условиях существуют пока не созданные в земных условиях ускорители, где частицы разгоняются до огромных энергий. Их излучение мы можем наблюдать почти в режиме реального времени.

* e-mail:viacheslavdmitriev99@gmail.com

Однако физика активных процессов, равно как и структура короны исследованы недостаточно. Отчасти, сложности исследования связаны с тем, что мы наблюдаем очень много разнообразных процессов и структур. Например, если в статье Hudson, 2016 и на веб-ресурсе, указанном в ней, мы увидим огромное число моделей солнечных вспышек для самых разнообразных топологических конфигураций. В частности, для сложных всплывающих магнитных жгутов рассматривается механизм пересоединения «tether-cutting», при котором идёт постепенный «разрыв» жгутом вышележащих магнитных силовых линий, с образованием квазипараллельных всплывающих лент (Moore, 1987; Peter A. Sturrock, 1989; Chen *et al.* 2014). Если всплывает не магнитный жгут, а компактный магнитный диполь, то рассматривается скользящее по кругу ("slip-running") пересоединение, со всплывающей лентой в виде квазикольца или его части (Meshalkina *et al.* 2009; L. K. Kasharova *et al.* 2020). Однако разные конфигурации не решают саму проблему всплывающего энерговыделения. Для решения данной проблемы необходимо проводить диагностику корональных структур.

В наблюдениях с высоким пространственным разрешением они видны как различные корональные неоднородности, такие как корональные петли (арки) и аркады петель, веерные воронкообразные структуры над активными областями, корональные дыры, протуберанцы.

Стереонаблюдения указывают на то, что эти неоднородности реальны, а спектральные наблюдения — на то, что они заполнены многокомпонентной плазмой. Кроме того, в короне наблюдаются изгибные колебания петель, распространяются быстрые волновые пакеты, испытывая в некоторых случаях отражение от невидимых границ. В радиоспектрах регистрируются так называемые всплески U- и J- типов, свидетельствующие о распространении ускоренных электронов вдоль изогнутых магнитных силовых линий. С другой стороны, такие явления как глобальные корональные волны, в ряде случаев распространяются, не реагируя на эти пространственные неоднородности, т.е. корона ведёт себя и как однородная, и как неоднородная среда. Кроме того, многие модели солнечной короны построены для стратифицированной среды, однородной в каждом отдельном слое, но без учёта неоднородностей, обусловленных магнитным полем.

Поэтому возникают вопросы: в каких случаях корону можно считать однородной, а каких — неоднородной? Каковы масштабы неоднородностей и градиенты основных параметров, особенно в поперечном направлении (поперёк магнитного поля)? В отличие от продольных параметров (характерных размеров вдоль магнитного поля), диагностика поперечных параметров недоступна современными космическими миссиями ввиду недостаточного пространственного разрешения. Поэтому данную диагностику необходимо проводить косвенными методами.

Отметим, что поперечные масштабы и их градиенты являются существенными параметрами, поскольку определяют возможность и характер всплывающего энерговыделения, особенности волновых процессов и особенности ускорительных процессов. Цель данной работы — продемонстрировать значение нового метода диагностики этих параметров короны, а также некоторых параметров солнечных вспышек, базирующегося на наблюдательных свойствах быстрых волновых пакетов в короне Солнца. Для этого сделан обзор моделей энерговыделения солнечных вспышек, обсуждены насущные вопросы (раздел 2), а также рассмотрены проблемы независимых методов диагностики корональных структур (раздел 3). В разделах 4 и 5 продемонстрирован диагностический потенциал быстрых волновых пакетов, и показано как он может помочь решить сформулированные вопросы. Предложенная нами методика поиска быстрых волновых пакетов в радиоданных и первичные результаты поиска представлена в разделе 6.

2 Обзор моделей высвобождения энергии во время солнечных вспышек

Для типичных значений температуры корональной плазмы ($T \sim 10^6$ К) и её характерных масштабов (L от единиц до сотен Мм) магнитное число Рейнольдса достигает огромных значений, $Re_m > 10^8-10^{12}$, что делает корональную плазму идеально проводящей средой, описываемой в приближении идеальной магнитной гидродинамики (МГД). При таких условиях, согласно теореме о вмороженности (теореме Альфвена), топология магнитных силовых линий сохраняется

при движении плазменной среды. Характерное время диффузии магнитного поля на много порядков величины превышает характерные временные масштабы динамических процессов в плазме (время прохождения альфвеновских и звуковых волн, периоды осцилляций). Благодаря эффекту вмороженности магнитного поля в плазму в солнечной короне присутствует большое разнообразие структур, наблюдаемых космическими аппаратами в линиях крайнего ультрафиолетового диапазона, а также в мягком рентгеновском диапазоне.

Обратной стороной эффекта вмороженности является проблема быстрого высвобождения энергии во время солнечной вспышки. В соответствии со стандартной моделью солнечной вспышки — CSHKP моделью (Carmichael, 1964; P. A. Sturrock, 1968; Hirayama, 1974; Корр, Рнеуман, 1976; Svestka, Cliver, 1992), ключевым источником энергии вспышки является энергия магнитного поля, накопленная в активной области. Феноменология стандартной модели представлена в обзоре E. Kupriyanova *et al.* 2020.

Накопленная магнитная энергия высвобождается посредством магнитного пересоединения в токовом слое, сформированном вследствие вытягивания фоновых магнитных силовых линий всплывающим из-под фотосферы магнитным жгутом. Характерные пространственные масштабы (толщина) при формировании токового слоя уменьшаются, величина Re_m резко падает, и плазма перестаёт быть идеальным проводником. Силовые линии магнитного поля, противоположно направленные на разных сторонах токового слоя, диффундируют в токовый слой и взаимодействуют. В классической модели Свита-Паркера (Sweet, 1958; Parker, 1963) в рамках классической проводимости Спитцера время пересоединения определяется альфвеновской скоростью вытекания плазмы вдоль длинного и очень узкого токового слоя. Характерная толщина слоя $w = L/\sqrt{S}$, где L — длина токового слоя, S — число Лундквиста ($S \approx 10^{12}$ – 10^{14} для масштабов солнечной короны). Для характерных значений L от единиц до сотен Мм толщина токового слоя должна получаться очень маленькой (от единиц до сотен метров). Отток вещества через такой узкий канал занимает время $\tau \propto \sqrt{S}$, на много порядков превышающее наблюдающуюся динамику солнечного вспышечного излучения.

Проблема медленного пересоединения является первой основной проблемой стандартной модели вспышки. Эту проблему решали различными способами. Рассмотрим некоторые основные исходные модели магнитного пересоединения, на основе которых строятся современные комбинированные модели солнечных вспышек.

В работе Petschek, 1964 предложена модель X-образного токового слоя, где первичное пересоединение происходит в области X-точки, и эта область существенно меньше размеров всей структуры. В результате от области первичного энерговыделения в разные стороны разбегаются МГД ударные фронты. Они изгибают магнитные силовые линии, ускоряя тем самым процесс высвобождения энергии. В своей работе Петчек показал, что для его модели время полного высвобождения энергии зависит от логарифма числа Лундквиста $\tau \propto \ln S$ и получается значительно меньше, чем в классической: $\tau = 10^2$ с для плазмы с температурой $T = 10^6$ К против классического $\tau \sim 10^4$ с для $T \sim 10^4$ К. Однако, если проводимость плазмы однородна, то токовый слой самопроизвольно удлиняется, превращаясь из X-точки Петчека в классический длинный слой Свита — Паркера (Biskamp, 1986). Для реализации модели Петчека необходимо, чтобы область диффузии была локализована в области X-точки, что возможно только при наличии аномального сопротивления, вызванного плазменной турбулентностью, например, ионно-звуковыми волнами (Scholer, 1989; Uzdensky, 2003).

В работах Kazunari Shibata, Tanuma, 2001; Pucci, Velli, 2014 была разработана модель, изначально предложенная в работе Furth, Killeen, Rosenbluth, 1963, где темп магнитного пересоединения растёт вследствие развития разрывной неустойчивости (tearing instability). В резистивной МГД разрывная неустойчивость представляет собой спонтанную релаксацию токового слоя конечной проводимости, который инициируется локальным нарушением условия вмороженности магнитного потока. В результате формируются цепочки плазменных островов (плазмоедов), минимизируя свободную магнитную энергию. Процесс образования плазмоедов может идти каскадом (Biskamp, 1994) в турбулентном токовом слое и характеризоваться фрактальным распределением (K. Shibata, Takasao, 2016)

В модели Сыроватского (Syrovatskii, 1981) токовый слой протяжённый, также как и в классической модели. Однако Сыроватский рассматривал его как динамическую систему, деформируемую под внешним воздействием, например, подфотосферными движениями магнитного поля. В рамках этой модели быстрое пересоединение магнитного поля возможно в условиях высокой проводимости и больших размеров плазмы как результат особенностей течения вблизи нулевых линий магнитного поля. Смещения («шировые» движения) магнитных полей на фотосфере приводят к увеличению градиента магнитного поля до тех пор, пока диссипативные эффекты не становятся значительными из-за разрывной ("tearing") неустойчивости. Характерный темп пересоединения определяется градиентом магнитного поля, амплитудой внешнего возмущения, а также темпом вытекания вещества через торцы слоя с учётом инкремента разрывной неустойчивости. Модель Сыроватского была в дальнейшем развита Сомовым, который учёл влияние теплопроводности и радиационных потерь на баланс токового слоя (Somov, Titov, 1985).

В работе Lazarian, Vishniac, 1999 авторы рассмотрели токовый слой, в магнитном поле которого присутствует слабый стохастический компонент. Магнитные силовые линии деформируются турбулентностью плазмы, что приводит к резкому увеличению эффективного коэффициента магнитной диффузии и расширению диффузионной зоны пересоединения.

Модель эквивалентного электрического контура (Alfvén, Carlqvist, 1967) рассмотренная в работе V. V. Zaitsev *et al.* 1998, кардинально отличается от стандартной модели солнечной вспышки тем, что рассматривает вспышку как процесс в эквивалентной электрической цепи. Триггером вспышки является проникновение плотной холодной плазмы (например, протуберанца) внутрь магнитной петли вследствие развития жёлобковой неустойчивости (неустойчивости Рэлея — Тейлора). Когда нейтральные атомы из протуберанца попадают в токовый канал петли, резко возрастает число столкновений ионов с атомами, повышается сопротивление Каулинга. Это приводит к резкому росту электрического сопротивления петли (на 8–10 порядков) и диссипации энергии тока в тепловую энергию (A. V. Stepanov, V. V. Zaitsev, E. G. Kupriyanova, 2024).

Модель эквивалентного электрического контура решает проблему быстрого пересоединения так, что темп не зависит более от бесконечной проводимости, а определяется разрывом электрической цепи. Однако, поддержание токового канала требует достаточно резкого градиента на его границе с окружающей короной (ступенчатая функция). Такая конфигурация представляется маловероятной и требует дополнительного моделирования, а также независимой диагностики градиентов в корональных структурах на основе данных наблюдений. Кроме того, в работе (Wheatland, Melrose, 1995) утверждается, что в этой модели на несколько порядков величины переоценена магнитная сила, т.е. сопротивление повысится, но не настолько, чтобы привести к полноценной вспышке.

Следует отметить, что стандартная модель солнечной вспышки в основном носит качественный характер и, следовательно, не даёт количественных прогнозов ни по характерным пространственным, ни по характерным временным масштабам. Более того, она не описывает всего многообразия вспышек, включая, например, элементарные вспышки (Larisa K. Kashapova, Kolotkov *et al.* 2021; Motyk, L. K. Kashapova, Rozhkova, 2025) вспышки с продлённой фазой спада (Borovik, Zhdanov, 2018; Shakhovskaya, Grigor'eva, 2020) и холодные вспышки (Fleishman, Kontar *et al.* 2011; Satoshi Masuda *et al.* 2013; Lysenko *et al.* 2018). Открытым также является вопрос о том, какие доли высвободившейся энергии расходуются на нагрев плазмы, на ускорение частиц, на излучение и на течения и волны (см., например, Fleishman, Motorina *et al.* 2025). Помимо этого, в рамках стандартной модели, в отличие от модели Зайцева и Степанова (см., например, (V. Zaitsev, A. Stepanov, 2023)), невозможно объяснить вспышки с квазипериодическими пульсациями (КПП), наблюдающимися в их электромагнитном излучении (например, см. обзор Zimovets *et al.* 2021). Согласно работам E. Kupriyanova *et al.* 2020; Simões, Hudson, Fletcher, 2015, КПП наблюдаются в более, чем в 80% солнечных вспышек. Данный результат косвенно подтверждается тем, что в работах Motyk, L. K. Kashapova, Rozhkova, 2025; Larisa K. Kashapova, Broomhall *et al.* 2021 при отборе элементарных солнечных вспышек под критерий «элементарности» попало менее 10–20% всех рассмотренных солнечных вспышек. Остальные вспышки были со сложной или пульсирующей формой временного профиля.

Отметим, что квазипериодические пульсации являются предметом самостоятельного исследования ввиду разнообразия их форм, включая нестационарность, множество механизмов и сложности их выделения. В работе *Zimovets et al. 2021* делается попытка систематизировать квазипериодические пульсации на Солнце, исходя из их механизмов. Авторы приходят к выводу, что наблюдательные проявления разных механизмов часто бывают очень похожими, что усложняет выбор подходящей модели. Ввиду того, что квазипериодические пульсации присутствуют в подавляющем большинстве вспышечных событий и, возможно, является неотъемлемым их свойством, и даже, возможно, определяет ход самого вспышечного процесса, КПП позволят ввести в модель солнечной вспышки недостающий временной параметр. Однако, для более точной диагностики необходимо создать новую систему классификации КПП, отвечающей требованиям анализа наблюдений и результатам моделирования, а также определить их роль во вспышечном процессе. Это является важной и ещё нерешённой задачей.

3 Диагностика корональных структур

Какие ключевые параметры солнечной вспышки и корональных плазменных структур можно оценить из наблюдений?

Вспышка — это превращение магнитной энергии в тепловую энергию плазмы, кинетическую энергию ускоренных частиц, магнитогидродинамические течения и излучение. Первым существенным параметром является объём области энерговыделения (диффузионной области), или её пространственный масштаб. Его корректная оценка необходима для проверки моделей магнитного пересоединения. Объём определяет скорость процесса пересоединения и определяет общую энергетику вспышки, а значит её геоэффективность. Его нужно знать, чтобы понять, до каких температур разогреется вещество в процессе вспышки. Зная объём, можно оценить, сколько свободных электронов находилось в этой области до начала процесса ускорения. От пространственных масштабов, а также от градиента плотности поперёк корональной неоднородности, зависит эффективность и вид волновых процессов (это будет рассмотрено подробнее в разделе 4). Объём является ключевым параметром для оценки меры эмиссии, а значит плотности плазмы. Наконец, он нужен, чтобы определить, какие доли высвободившейся энергии расходуются на нагрев плазмы, на ускорение частиц, на течения, волны и на излучение.

Для получения темпа первичного энерговыделения, необходимо оценить длительность процесса пересоединения. Т.е. вторым существенным параметром является временной масштаб вспышечных процессов. И третьим существенным параметром являются величины градиентов параметров плазмы поперёк магнитного поля, необходимые для существования и распространения волн, для определения токового канала в модели Зайцева и Степанова, для существования условий для магнитного пересоединения в модели Сыроватского, а также для возможности существования собственных мод в корональной магнитной трубке (*Zajtsev, A. V. Stepanov, 1975*) или в плазменном слое (*Edwin, Roberts, 1982*).

Оценки этих параметров можно получить, используя данные наблюдений. Однако они будут зависеть от локализации источника первичного энерговыделения. Следовательно, местоположение этого источника является четвёртым существенным параметром и также нуждается в диагностике.

Временные масштабы высвобождения энергии можно вывести из эволюции импульсной фазы в микроволновом и жёстком рентгеновском диапазонах. Как показано в работе *Biasiotti, Ivanovski, 2025* по данным 21–24 солнечных циклов, большинство вспышек имеет продолжительность от 3 до 50 минут, учитывая импульсную фазу и фазу релаксации. Но при этом наблюдаются и более длинные вспышки продолжительностью до 200 минут. Также авторы отмечают наблюдаемую корреляцию между продолжительностью вспышки и её энергетическим классом (более длинные более энергетичны). Импульсный рост интенсивности излучения в этих диапазонах свидетельствует о росте числа нетепловых электронов, ускоренных в процессе магнитного пересоединения. Учёт динамики импульсной фазы (механизмов как ускорения, так и излучения), позволяет оце-

нить скорость высвобождения энергии. Однако, процесс ускорения может быть подавлен в сильном магнитном поле (Arnold *et al.* 2021). Кроме того, нужно учесть, что процесс высвобождения энергии часто является квазипериодическим, что не предусмотрено в стандартной модели.

Определение пространственных масштабов области высвобождения энергии существенно более неоднозначно. Одним из способов оценки длины токового слоя является оценка длины нейтральной линии на фотосферных магнитограммах. Однако этот метод не универсален: известны вспышки, где длинная нейтральная линия произвела слабую вспышку и наоборот (Leka, Barnes, 2007; Vobra, Couvidat, 2015). С другой стороны, утверждается, что токовый слой виден в крайнем ультрафиолетовом (КУФ) диапазоне непосредственно при отрыве коронального выброса массы как длинный узкий канал. Однако, как утверждает теория (модель Свита-Паркера и ее модификации), токовые слои очень узкие. Их толщина составляет величину порядка единиц — сотен метров, в то время как пространственное разрешение современных космических телескопов не позволяет наблюдать структуры размером меньше сотни километров. Кроме того, основное излучение из этих узких каналов идёт от нагретой после пересоединения плазмы, т.е. спустя какое-то время (минуты) после пересоединения. Сам процесс разрыва магнитной конфигурации происходит в «тёмной» (до фазы нагрева) области.

Кинетические процессы гораздо более быстрые, чем тепловые. Излучение ускоренных электронов наблюдается в основном в жёстком рентгеновском и микроволновом диапазонах. Источники этого излучения иногда видны на изображениях над вершинами аркад корональных вспышечных петель на солнечном лимбе. Эти источники считаются самыми близкими к области первичного энерговыделения. Обычно оцениваются размеры этих источников по изолинии на выбранном уровне яркости (например, S. Masuda *et al.* 1994; D. E. Gary *et al.* 2018; Luo, Kontar, Bhattacharjee, 2026). Однако такие оценки сильно зависят от субъективного выбора уровня изолинии, от инструментальных параметров (чувствительность, пространственная разрешающая способность) и от основного механизма излучения. Современные приборы и методы пространственной спектропляриметрии в некоторых случаях могут выявлять область ускорения электронов (например, D. Gary *et al.* 2023). Однако, здесь мы сталкиваемся с двумя проблемами.

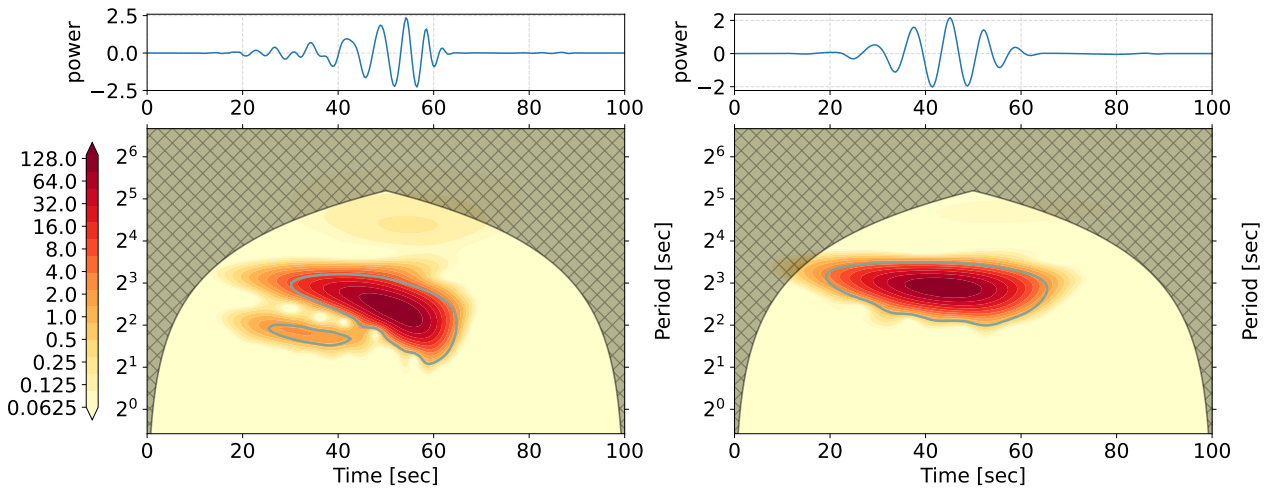
Формально, источники над аркадами соответствуют положению, где излучающие ускоренные электроны теряют свою энергию, а не положению, где они её приобретают. Кроме того, в работе D. Gary *et al.* 2023 авторы находят, что область ускорения не совпадает с местом пересоединения. Поэтому возникают вопросы: почему эти области не совпадают? Как локализовать область первичного высвобождения энергии? Как оценить её пространственные масштабы и объём?

Ответы на эти вопросы частично можно получить, анализируя специфический вид КПП, называемый квазипериодическими быстрыми бегущими (Quasi-periodic Fast Propagating, QFP) волновыми пакетами (или цугами волн), о которых пойдёт речь в следующем разделе 4. Возможность существования QFP-пакетов в солнечных корональных структурах сначала была предсказана теоретически (Roberts, Edwin, Benz, 1984) и затем подтверждена численными моделями (V. M. Nakariakov, Arber *et al.* 2004).

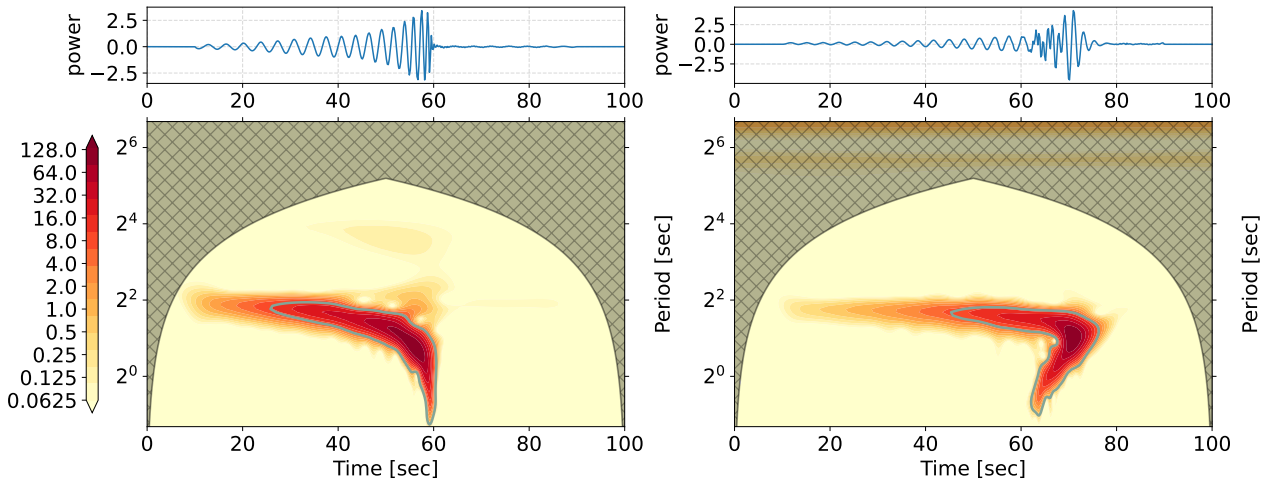
4 Диагностический потенциал быстрых волновых пакетов

Уникальность диагностического потенциала QFP волновых пакетов обусловлена тем, что характерная форма волнового пакета и его вейвлет-спектра зависят от временных и пространственных параметров триггера, расстояния между точкой обнаружения и триггером, а также от поперечной структуры волновода. Если учесть, что триггером QFP-пакета служит локализованное импульсное энерговыделение, а неоднородности плазмы в короне (корональные петли, токовые слои, веерные структуры над активными областями, корональные дыры и пр.) выступают в качестве волноводов для МГД-волн, то появляется потенциальная возможность оценить четыре ключевых параметра, перечисленные в разделе 3. Однако потенциал волновых пакетов всё ещё остаётся нереализованным ввиду редкости их регистрации.

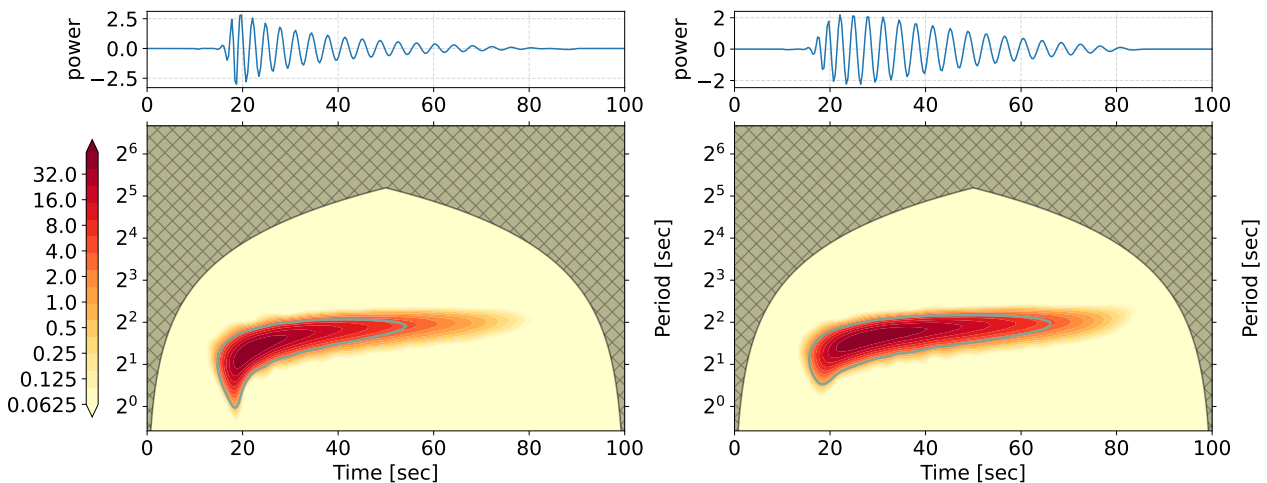
Впервые сигналы в виде волновых пакетов были зарегистрированы в белом свете (Katsiyannis



(a) Зависимость вида волнового пакета и его вейвлет от протяжённости начального возмущения вдоль магнитного поля, от компактного к более протяжённому, репликация рис. 2 из работы V. M. Nakariakov, Pascoe, Arber, 2005



(b) Зависимость вида волнового пакета и его вейвлет от степени резкости границы p (от гладкой к более резкой), репликация рис. 3 из работы Kolotkov, Valery M. Nakariakov, Moss *et al.* 2021



(c) Зависимость вида волнового пакета и его вейвлет от протяжённости начального возмущения во времени, от короткого к более продолжительному, репликация рис. 3 из работы Goddard, V. M. Nakariakov, Pascoe, 2019

Рис. 1: Примеры временных профилей и вейвлет спектров быстрых волновых пакетов, полученных численным МГД-моделированием. Каждый временной профиль был оцифрован из соответствующей работы. Все профили нормированы по времени.

et al. 2003), после чего аналогичные сигнатуры были выявлены в радиоизлучении на частотах ниже 4.5 ГГц (например, Н. Mészárosová *et al.* 2009a). По виду волнового пакета, по его вейвлет-спектру, сопоставляя с результатами численного моделирования, для одного из событий были получены оценки пространственных масштабов и амплитуды триггера, ширины волновода и расстояния от триггера до точки регистрации волнового пакета (Karlický, Jelínek, Н. Mészárosová, 2011). В дальнейшем, появление данных SDO (W. Liu, Title *et al.* 2011) с высоким пространственным разрешением позволило изучать пространственную структуру и динамику волновых пакетов в КУФ-диапазоне. Пространственная структура и динамика волновых пакетов были исследована в КУФ диапазоне с использованием данных SDO. Установлено, что характерные скорости находятся в диапазоне от нескольких сотен до 2000 км/с, периоды от 5 секунд до 3 минут, а длины волн от 5 Мм до 200 Мм. Наблюдаемые скорости указывают на то, что волновые пакеты являются быстрыми МГД-волнами, что используется при их моделировании (Shi *et al.* 2025; Shi *et al.* 2026).

Дисперсия начального возмущения как по направлению, так и по фазовой скорости начального возмущения, в сочетании с присутствием волновода, заполненного плазмой, со временем приводит к образованию структуры — волнового пакета, движущейся вдоль магнитных линий волновода («захваченная» компонента, Hana Mészárosová *et al.* 2014). Оставшаяся часть возмущения — «вытекающая» из волновода компонента (Nisticò, Pascoe, V. M. Nakariakov, 2014; Pascoe, V. M. Nakariakov, E. G. Kupriyanova, 2013). И захваченные, и вытекающие компоненты могут возникать от одного и того же триггера (Shi *et al.* 2025; Nisticò, Pascoe, V. M. Nakariakov, 2014). По мере распространения волнового пакета происходит последовательная модуляция параметров среды как внутри, так и вне волновода. Таким образом, наличие волнового пакета в среде приводит к характерным амплитудно-частотным вариациям излучения среды, а также влияет на физические процессы, происходящие в этой среде, регулируя их характерным образом.

Численное моделирование, проведённое в пионерской работе (V. M. Nakariakov, Arber *et al.* 2004) показало, что вейвлет-спектр волнового пакета имеет характерную форму «голова-хвост»: сначала появляется узкополосный, низкочастотный «хвост», а затем следом за ним следует широкополосная, высокочастотная «голова» (или «головастик»). Наблюдается дрейф периодов в сторону меньших значений. При этом структура волнового пакета зависит от разности плотностей плотностей внутри и вне волновода, а также от градиента поперечного профиля плотности при переходе из волновода в окружающую среду. В последующей работе авторы обнаружили, что модуляции частоты и амплитуды волнового пакета усиливаются по мере того, как начальное возмущение становится более компактным вдоль магнитного поля волновода (V. M. Nakariakov, Pascoe, Arber, 2005) (см. рис. 1a).

Как показано в работе Kolotkov, Valery M. Nakariakov, Moss *et al.* 2021 (рис. 2–5 в оригинальной работе, здесь рис. 1b), при наличии значительного градиента плотности на границе между волноводом и внешней средой (поперечный профиль плотности приближается к ступенчатой функции) могут появиться вторичные компоненты волнового пакета, а спектр становится более сложным, напоминая «бумеранг».

Градиент плотности при переходе из волновода в окружающую корону описывается формулой (V. M. Nakariakov, Arber *et al.* 2004)

$$\rho(x) = (\rho_i - \rho_e) \operatorname{sech}^2 \left(\left[\frac{|x|}{w} \right]^p \right) + \rho_e,$$

где ρ_i и ρ_e — плотности внутри и снаружи соответственно, w — полуширина моделируемого слоя, на которую обычно нормируются все пространственные величины, x — поперечное расстояние от главной оси модельного слоя (направления магнитного поля), p — степень резкости границы (при $p \sim 1$ — гладкая, а при увеличении p — более резкая, см. рис. 2). В работе Shestov, V. M.

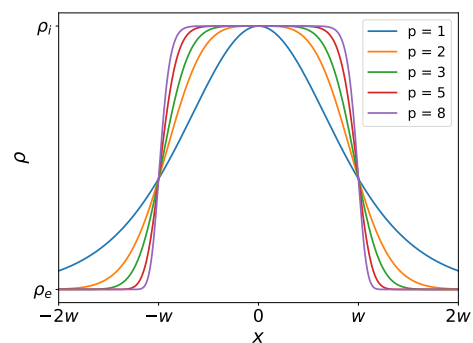


Рис. 2: Поперечное распределение плотности невозмущенной плазмы при различных p . 36

Nakariakov, Kuzin, 2015 также показано, что в случае цилиндрического волновода форма вейвлетов-спектров усложняется появлением второй ветви (см. рис. 1b). Все упомянутые выше работы использовали мгновенное по времени возмущение (δ -функция). В случае протяжённого во времени начального возмущения наблюдается обратный вейвлет-спектр: сначала появляется широкополосная высокочастотная «голова», за которой следует узкополосный низкочастотный «хвост» (Goddard, V. M. Nakariakov, Pascoe, 2019), причём при быстром триггере модуляция более выражена. Наблюдается дрейф от меньших периодов к большим (рис. 3 в оригинальной работе, здесь рис. 1c).

Моделирование волновых пакетов в реальной конфигурации магнитного поля активной области было проведено в работе Ofman *et al.* 2025. Авторы восстановили потенциальное магнитное поле над активной областью, используя данные SDO/HMI. Было показано, что степень направленности волнового пакета зависит от положения места энерговыделения: положение вблизи центра активной области (замкнутой магнитной конфигурации) приводит к появлению QFP-пакетов с почти круглыми волновыми фронтами (слабо-направленными), в то время как положение источника на краю активной области (открытая конфигурация, воронка) приводит к появлению направленных QFP-пакетов.

Обзор моделей, приведённый в этом разделе, позволяет выделить характерный признак QFP волнового пакета: колебания с выраженной амплитудной и частотной модуляциями. Для разных QFP-моделей характер модуляций различается, следовательно, различаются формы их вейвлет-спектров. Так, например, по характеру дрейфа вейвлет-спектров по периоду можно выделить следующие виды QFP-пакетов: *головастик с укорачивающимся периодом* (например, V. M. Nakariakov, Arber *et al.* 2004; см. рис. 1a) *головастик с удлиняющимся периодом* (Goddard, V. M. Nakariakov, Pascoe, 2019; см. рис. 1c) или *бумеранг* с наличием двух ветвей — с укорачивающимся и с удлиняющимся периодом (например, Kolotkov, Valery M. Nakariakov, Moss *et al.* 2021; см. рис. 1b). Таким образом, по виду вейвлет спектра потенциально можно получить ограничения на QFP-модели.

5 Проявления быстрых волновых пакетов в излучении

Во всех вышеупомянутых работах по численному моделированию волновой пакет представляет собой вариации плотности плазмы, которые, в зависимости от механизма излучения будут по-разному влиять на излучение в разных диапазонах электромагнитного спектра. Известно два сценария проявления колебаний плотности в излучении. С одной стороны, модуляция параметров плазмы приводит к модуляции излучающей способности плазмы. С другой стороны, модуляция плотности может регулировать процесс ускорения электронов и их спектр.

Первый сценарий реализуется как в тепловом, так и в нетепловом излучении. Вариации плотности непосредственно влияют на излучательную способность тепловой плазмы, а значит на интенсивности излучения крайнего ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазонов. С другой стороны, модуляции плотности плазмы, ввиду эффекта вмороженности, модулируют величину и направление магнитного поля, и эти вариации могут привести к заметным вариациям нетеплового излучения. Таким образом, волны плотности могут модулировать плазменную частоту, гирочастоту и частоту верхнего гибридного резонанса, значения которых для типичных параметров солнечной короны лежат в пределах радиодиапазона.

В зависимости от радиодиапазона, в котором наблюдается волновой пакет, он модулирует либо интенсивность гиротронного излучения, либо плазменное излучение. В области радиочастот, где доминирует когерентный плазменный механизм излучения (обычно < 2 ГГц для условий солнечной короны), модуляция плазменной частоты приводит к появлению «волнистых» линий в динамическом радиоспектре (Karlický, H. Mészárosová, Jelínek, 2013; Kuznetsov, 2006; H. Mészárosová *et al.* 2009b), модуляциям полос зебра-структур (Karlický, 2014) и появлению тонких структур во всплесках III типа (Kolotkov, Valery M. Nakariakov, Kontar, 2018).

В области излучения > 3 ГГц обычно доминирует гиросинхротронный механизм. Из-за вложенности магнитного поля, а также ввиду нелинейной зависимости гиросинхротронного излучения от магнитного поля, изменения в плотности плазмы приводят к заметным вариациям интенсивности гиросинхротронного излучения. Например, в работе Н. Mészárosová *et al.* 2009a было обнаружено, что модуляция интенсивности гиросинхротронного излучения в дециметровых всплесках IV типа коррелирует (коэффициент корреляции > 0.5) в широком частотном диапазоне 1.2–4.5 ГГц. Связывая время начала и окончания волнового пакета и предполагая определённую скорость Альфвена в волноводе, авторы оценили расстояние от точки обнаружения до источника и половину ширины корональной петли, действующей как волновод (поперечный масштаб неоднородности плотности плазмы).

В другом сценарии колебания плотности регулируют процесс ускорения электронов. Например, распространяясь через пересоединяющийся токовый слой, волновой пакет регулирует процесс образования магнитных островков (плазмоидов), который до прохождения волнового пакета был стохастическим (Bárta, Karlický, 2001). В работе Karlický, Jelínek, Н. Mészárosová, 2011 этот механизм использовался для интерпретации временной структуры дециметровых всплесков (0.8–2 ГГц).

С тех пор, как были опубликованы пионерские работы по волновым пакетам, было зафиксировано несколько десятков событий, обнаруженных в крайнем ультрафиолетовом диапазоне (Shen, Zhou *et al.* 2022) и радиоволновой области (Karlický, Jelínek, Н. Mészárosová, 2011; Karlický, Н. Mészárosová, Jelínek, 2013; Н. Mészárosová *et al.* 2009b). Возможно это действительно редкие события, а возможно это связано с отсутствием их систематического поиска. Поэтому мы ставим локальную задачу поиска быстрых волновых пакетов в многолетних данных наблюдений в радиодиапазоне.

6 Методика поиска быстрых волновых пакетов

Для прицельного поиска были выявлены события-маркеры волновых пакетов, рядом с которыми они наблюдались. Выяснено, что волновые пакеты часто наблюдаются вместе с солнечными вспышками (см., например, Wang *et al.* 2022), корональными выбросами массы (см., например, Zhou *et al.* 2021), радиовсплесками (см., например, Karlický, Н. Mészárosová, Jelínek, 2013), эруптивными протуберанцами (см., например, Shen, Song, Y. Liu, 2018), джетам (см., например, Qu *et al.* 2023) и глобальными корональными волнами (см., например, W. Liu, Ofman *et al.* 2016). То есть волновые пакеты сопровождают процессы, связанными с импульсным энерговыделением.

Для первоначального поиска мы использовали каталог глобальных корональных волн (Nitta, Schrijver *et al.* 2013), так как в работе W. Liu, Ofman *et al.* 2016 было показано, что глобальные корональные волны, наблюдающиеся в КУФ диапазоне, часто сопровождаются появлением волновых пакетов. Более того, примерно половина наблюдающихся корональных волн имеет отклик в радиодиапазоне (Nitta, W. Liu *et al.* 2014). Поэтому мы ограничили диапазон поиска волновых пакетов временными интервалами прохождения глобальных корональных волн.

В качестве апробации, мы использовали каталог глобальных корональных волн и динамические радиоспектры по данным японского радиоспектрографа HiRAS в диапазоне 25–2500 МГц (Kondo *et al.* 1997) за 2011 год. Динамический спектр разбивается на скользящие временные окна, из которых предварительно вычитается тренд с помощью низкочастотного фильтра. Нормированные временные профили подаются на вход в классифицирующую нейронную сеть (состоящую из четырёх свёрточных слоёв и двух полносвязных слоёв) для оценки вероятности QFP-пакета. Частотно-временные окна с положительными срабатывания на соседних частотах определяются как потенциальные кандидаты для дальнейшего анализа. Для обучения, валидации и тестирования классифицирующей нейронной сети использовались синтетические выборки с соотношением классов 1:1 и размерами $8.5 \cdot 10^5$, 10^5 и $5 \cdot 10^4$ временных профилей соответственно. Метрики accuracy, precision, recall, specificity соответственно составили 99.8%, 99.9%, 99.7% и 99.9% (для порога 0.5). Такой высокий результат вероятно связан с недостаточным разнообразием дан-

ных. Для тестирования на реальных данных использовались временные профили известных QFP-событий и шумы (соотношение классов 1:20), были получены метрики accuracy, precision, recall и specificity 93%, 38%, 61% и 95% соответственно (для порога 0.5). К сожалению, реальных примеров данных пока ещё мало (51 QFP и выбрано 1000 шумов) для подсчета надёжной статистики. Авторы понимают проблемы и планируют исправить данный недостаток в будущем.

Для обнаруженных QFP-кандидатов было установлено, что 26% глобальных волн содержат отклик в радиодиапазоне (биномиальный доверительный интервал на уровне 95% по методу Вильсона: 16%–40%), что соответствует результатам работы (W. Liu, Ofman *et al.* 2016), где было получено 32% (аналогичный доверительный интервал: 29%–39%). Распределения оцененных периодов QFP-кандидатов и частот, на которых они были обнаружены, представлены на рис. 3.

7 Заключение

Обобщая сказанное выше, теоретические исследования указывают на высокий и уникальный диагностический потенциал волновых пакетов для определения параметров источника вспышки, его положения и поперечной структуры корональных неоднородностей. Однако несмотря на то, что волновые пакеты наблюдаются в широком диапазоне частот электромагнитного спектра, данный диагностический потенциал в значительной степени остаётся неиспользованным, в основном потому, что до сих пор найдено только несколько десятков событий.

Остаётся открытым вопрос, действительно ли QFP-пакеты настолько редки. С одной стороны, каждое импульсное энерговыделение должно приводить к появлению волнового пакета, с другой стороны, как было уже выше сказано, известно не так много волновых пакетов. Это может быть связано с существованием различных типов энерговыделения, что вновь ставит вопрос о классификации волновых пакетов по характерному виду временного профиля и по типу излучения, в котором они наблюдаются. Однако, альтернативная причина этого расхождения может заключаться в том, многие волновые пакеты просто не проявляются в наблюдениях либо в силу недостаточного временного разрешения (как, например, 12 секундное разрешение на SDO), либо в силу недостаточной амплитуды, тем самым ведя к не регистрируемому отношению сигнал-шуму в наблюдаемых диапазонах. Также возможно, что корональные структуры гораздо сложнее модельных, что приводит к размытию пространственных и временных сигнатур (Ofman *et al.* 2025).

Отметим, что предварительный поиск волновых пакетов среди всего лишь одного из классов событий-маркеров показал их наличие в чуть меньше трети исследованных пятидесяти событий. Данная находка внушает оптимизм и стимулирует этот поиск продолжать. Отметим, что несмотря на близость Солнца, проблема наблюдательных данных заключается в том, что все

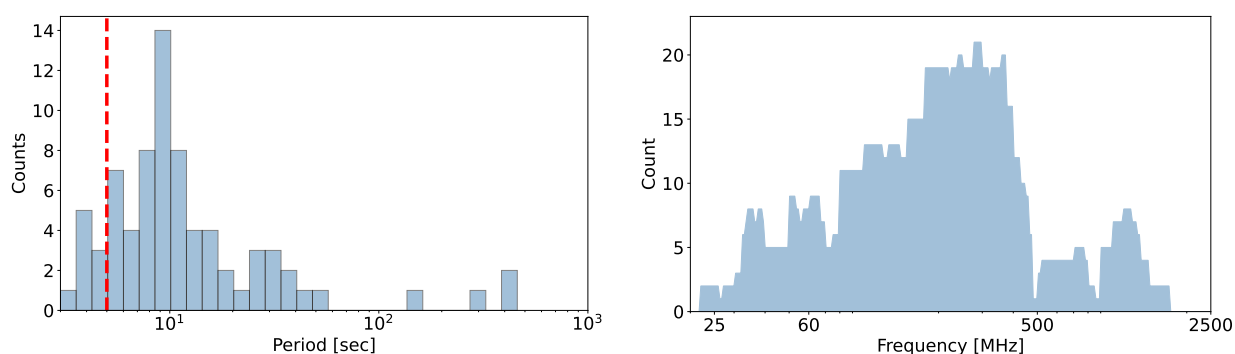


Рис. 3: слева: Гистограмма периодов детектированных QFP-кандидатов. Красный пунктир $t = 5$ секунд отсекает кандидаты с очень малыми периодами, которые вероятно были определены ошибочно. Справа: гистограмма радиочастот, на которых были детектированы QFP-кандидаты.

изображения — проекции трёхмерного Солнца на картинную плоскость. Чтобы получить истинную картину, нужно смотреть на Солнце с разных сторон одновременно. Для этого сейчас используется миссия Solar Orbiter в связке с земными и околоземными телескопами.

В случае, если выяснится, что волновые пакеты не так редки, как предполагалось ранее, из наблюдений можно будет получить грубые оценки их основных параметров: значение и число периодов осцилляций, характерная форма огибающей, связь с определёнными параметрами плазмы (по радиочастотам, на которых они зарегистрированы, и на основе моделей солнечной атмосферы), связь с триггерами. Оценка характеристик источников обнаруженных кандидатов быстрых волновых пакетов является отдельной большой работой по анализу многоволновых наблюдений и не включается в данную работу. Полученные знания позволят использовать волновой пакет для диагностики неоднородностей не только на Солнце, но и в земных условиях (сейсмология, океанология), а также на основе солнечно-звёздных аналогий служить дополнительным инструментом диагностики звёздных вспышек.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Александру Владимировичу Степанову, Юрию Теодоровичу Цапу, Николаю Григорьевичу Макаренко, Валерию Георгиевичу Нагнибеде, Юрию Евгеньевичу Чарикову и Александру Николаевичу Шабалину за продуктивное обсуждение и содержательную критику. Авторы признательны анонимному рецензенту за сделанные существенные замечания. Авторы также благодарят National Institute of Information and Communications Technology за открытые данные HiRAS.

Список литературы

- Hudson, H. S. (2016). [Chasing White-Light Flares](#). *Sol. Phys.*, 291.5, 1273–1322.
- Moore, Ronald L. (1987). [Observed form and action of the magnetic field in flares](#). *Sol. Phys.*, 113.1-2, 121–124.
- Sturrock, Peter A. (1989). [The Role of Eruption in Solar Flares](#). *Sol. Phys.*, 121.1-2, 387–397.
- Chen, Huadong *et al.* (2014). [Direct Observations of Tether-cutting Reconnection during a Major Solar Event from 2014 February 24 to 25](#). *ApJ*, 797.2, L15. arXiv: [1411.4454 \[astro-ph.SR\]](#).
- Meshalkina, Nataliya S., Arkadiy M. Uralov, Victor V. Grechnev, Alexander T. Altyntsev, Larisa K. Kashapova (2009). [Eruptions of Magnetic Ropes in Two Homologous Solar Events of 2002 June 1 and 2: a Key to Understanding an Enigmatic Flare](#). *PASJ*, 61, 791. arXiv: [0908.0384 \[astro-ph.SR\]](#).
- Kashapova, L. K., E. G. Kupriyanova, Z. Xu, H. A. S. Reid, D. Y. Kolotkov (2020). [The origin of quasi-periodicities during circular ribbon flares](#). *A&A*, 642, A195. arXiv: [2008.02010 \[astro-ph.SR\]](#).
- Carmichael, H. (1964). [A Process for Flares](#). В: *NASA Special Publication*. Под ред. Wilmot N. Hess. Т. 50, 451.
- Sturrock, P. A. (1968). [A Model of Solar Flares](#). В: *Structure and Development of Solar Active Regions*. Под ред. Karl Otto Kiepenheuer. Т. 35. IAU Symposium, 471.
- Hirayama, T. (1974). [Theoretical Model of Flares and Prominences. I: Evaporating Flare Model](#). *Sol. Phys.*, 34.2, 323–338.
- Kopp, R. A., G. W. Pneuman (1976). [Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon](#). *Sol. Phys.*, 50.1, 85–98.
- Svestka, Z., E. W. Cliver (1992). [History and Basic Characteristics of Eruptive Flares](#). В: *IAU Colloquium 133: Eruptive Solar Flares*. Под ред. Zdenek Svestka, Bernard V. Jackson, Marcos E. Machado. Т. 399, 1.
- Kupriyanova, Elena, Dmitrii Kolotkov, Valery Nakariakov, Anastasiia Kaufman (2020). [Quasi-Periodic Pulsations in Solar and Stellar Flares. Review](#). *Solar-Terrestrial Physics*, 6.1, 3–23.
- Sweet, P. A. (1958). [The Neutral Point Theory of Solar Flares](#). В: *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*. Под ред. B. Lehnert. Т. 6. IAU Symposium, 123.
- Parker, E. N. (1963). [The Solar-Flare Phenomenon and the Theory of Reconnection and Annihilation of Magnetic Fields](#). *ApJS*, 8, 177.
- Petschek, H. E. (1964). [Magnetic Field Annihilation](#). В: *NASA Special Publication*. Под ред. Wilmot N. Hess. Т. 50, 425.
- Biskamp, D. (1986). [Magnetic reconnection via current sheets](#). *Physics of Fluids*, 29.5, 1520–1531.
- Scholer, Manfred (1989). [Undriven magnetic reconnection in an isolated current sheet](#). *J. Geophys. Res.*, 94.A7, 8805–8812.
- Uzdensky, Dmitri A. (2003). [Petschek-like Reconnection with Current-driven Anomalous Resistivity and Its Application to Solar Flares](#). *ApJ*, 587.1, 450–457. arXiv: [astro-ph/0212398 \[astro-ph\]](#).
- Shibata, Kazunari, Syuniti Tanuma (2001). [Plasmoid-induced-reconnection and fractal reconnection](#). *Earth, Planets and Space*, 53.6, 473–482. arXiv: [astro-ph/0101008 \[astro-ph\]](#).
- Pucci, Fulvia, Marco Velli (2014). [Reconnection of Quasi-singular Current Sheets: The “Ideal” Tearing Mode](#). *ApJ*, 780.2, L19.
- Furth, Harold P., John Killeen, Marshall N. Rosenbluth (1963). [Finite-Resistivity Instabilities of a Sheet Pinch](#). *Physics of Fluids*, 6.4, 459–484.
- Biskamp, D. (1994). [Cascade models for magnetohydrodynamic turbulence](#). *Phys. Rev. E*, 50.4, 2702–2711.
- Shibata, K., S. Takasao (2016). [Fractal Reconnection in Solar and Stellar Environments](#). В: *Magnetic Reconnection: Concepts and Applications*. Под ред. Walter Gonzalez, Eugene Parker. Т. 427. Astrophysics and Space Science Library, 373. arXiv: [1606.09401 \[astro-ph.SR\]](#).
- Syrovatskii, S. I. (1981). [Pinch sheets and reconnection in astrophysics](#). *ARA&A*, 19, 163–229.
- Somov, B. V., V. S. Titov (1985). [Magnetic Reconnection in a High Temperature Plasma of Solar Flares](#). *Sol. Phys.*, 95.1, 141–153.

- Lazarian, A., Ethan T. Vishniac (1999). Reconnection in a Weakly Stochastic Field. *ApJ*, 517.2, 700–718. arXiv: [astro-ph/9811037 \[astro-ph\]](#).
- Alfvén, H., P. Carlqvist (1967). Currents in the Solar Atmosphere and a Theory of Solar Flares. *Sol. Phys.*, 1.2, 220–228.
- Zaitsev, V. V., A. V. Stepanov, S. Urpo, S. Pohjolainen (1998). LRC-circuit analog of current-carrying magnetic loop: diagnostics of electric parameters. *A&A*, 337, 887–896.
- Stepanov, A. V., V. V. Zaitsev, E. G. Kupriyanova (2024). Features of the Joule Dissipation in the Solar Atmosphere. *Geomagnetism and Aeronomy*, 64.8, 1203–1214.
- Wheatland, M. S., D. B. Melrose (1995). Energy Release in a Prominence-Loaded Flaring Loop. *Sol. Phys.*, 159.1, 137–141.
- Kashapova, Larisa K., Dmitrii Y. Kolotkov *et al.* (2021). Common Origin of Quasi-Periodic Pulsations in Microwave and Decimetric Solar Radio Bursts. *Sol. Phys.*, 296.12, 185. arXiv: [2110.07880 \[astro-ph.SR\]](#).
- Motyk, I. D., L. K. Kashapova, D. V. Rozhkova (2025). Average Temporal Profiles of Solar Flare Microwave Emission: Morphology and Application. *Astronomy Reports*, 69.6, 519–531.
- Borovik, Aleksandr, Anton Zhdanov (2018). Statistical studies of duration of low-power solar flares. *Solar-Terrestrial Physics*, 4.2, 8–16.
- Shakhovskaya, A. N., I. Yu. Grigor'eva (2020). Study of Long-Duration Flares and Associated Chromospheric and Coronal Ejections in Solar Cycles 23 and 24. *Geomagnetism and Aeronomy*, 60.7, 921–928.
- Fleishman, Gregory D., Eduard P. Kontar, Gelu M. Nita, Dale E. Gary (2011). A Cold, Tenuous Solar Flare: Acceleration Without Heating. *ApJ*, 731.1, L19. arXiv: [1103.2705 \[astro-ph.SR\]](#).
- Masuda, Satoshi, Masumi Shimojo, Tomoko Kawate, Shin-nosuke Ishikawa, Masanori Ohno (2013). Extremely Microwave-Rich Solar Flare Observed with Nobeyama Radioheliograph. *PASJ*, 65, S1.
- Lysenko, Alexandra L., Alexander T. Altyntsev, Natalia S. Meshalkina, Dmitriy Zhdanov, Gregory D. Fleishman (2018). Statistics of “Cold” Early Impulsive Solar Flares in X-Ray and Microwave Domains. *ApJ*, 856.2, 111. arXiv: [1802.09288 \[astro-ph.SR\]](#).
- Fleishman, Gregory D., Galina G. Motorina, Sijie Yu, Gelu M. Nita (2025). Energy Budget in the 2017 September 7 “Cold” Solar Flare. *ApJ*, 988.2, 260. arXiv: [2506.15501 \[astro-ph.SR\]](#).
- Zaitsev, Valery, Alexander Stepanov (2023). Diagnostics of Flare Loop Parameters in Shrinkage and Ascent Stages Using Radio, X-ray, and UV Emission. *Universe*, 9.6, 261.
- Zimovets, I. V. *et al.* (2021). Quasi-Periodic Pulsations in Solar and Stellar Flares: A Review of Underpinning Physical Mechanisms and Their Predicted Observational Signatures. *Space Sci. Rev.*, 217.5, 66.
- Simões, P. J. A., H. S. Hudson, L. Fletcher (2015). Soft X-Ray Pulsations in Solar Flares. *Sol. Phys.*, 290.12, 3625–3639. arXiv: [1412.3045 \[astro-ph.SR\]](#).
- Kashapova, Larisa K., Anne-Marie Broomhall, Alena I. Larionova, Elena G. Kupriyanova, Ilya D. Motyk (2021). The morphology of average solar flare time profiles from observations of the Sun's lower atmosphere. *MNRAS*, 502.3, 3922–3931. arXiv: [2102.02596 \[astro-ph.SR\]](#).
- Zajtsev, V. V., A. V. Stepanov (1975). On the origin of pulsations of type IV solar radio emission. Plasma cylinder oscillations (I). *Issledovaniia Geomagnetizmu Aeronomii i Fizike Solntsa*, 37, 3–10.
- Edwin, P. M., B. Roberts (1982). Wave Propagation in a Magnetically Structured Atmosphere - Part Three - the Slab in a Magnetic Environment. *Sol. Phys.*, 76.2, 239–259.
- Biasiotti, L., S. L. Ivanovski (2025). Statistical Analysis of Solar Flare Properties from 1975 to 2017. *Sol. Phys.*, 300.8, 121.
- Arnold, H. *et al.* (2021). Electron Acceleration during Macroscale Magnetic Reconnection. *Phys. Rev. Lett.*, 126.13, 135101. arXiv: [2011.01147 \[physics.plasm-ph\]](#).
- Leka, K. D., G. Barnes (2007). Photospheric Magnetic Field Properties of Flaring versus Flare-quiet Active Regions. IV. A Statistically Significant Sample. *ApJ*, 656.2, 1173–1186.
- Bobra, M. G., S. Couvidat (2015). Solar Flare Prediction Using SDO/HMI Vector Magnetic Field Data with a Machine-learning Algorithm. *ApJ*, 798.2, 135. arXiv: [1411.1405 \[astro-ph.SR\]](#).

- Masuda, S., T. Kosugi, H. Hara, S. Tsuneta, Y. Ogawara (1994). A loop-top hard X-ray source in a compact solar flare as evidence for magnetic reconnection. *Nature*, 371.6497, 495–497.
- Gary, Dale E. *et al.* (2018). Microwave and Hard X-Ray Observations of the 2017 September 10 Solar Limb Flare. *ApJ*, 863.1, 83. arXiv: 1807.02498 [astro-ph.SR].
- Luo, Yingjie, Eduard P. Kontar, Debesh Bhattacharjee (2026). Energy-containing Electrons in Solar Flares: Improving Hard X-Ray and EUV Diagnostics. *ApJ*, 996.1, 58. arXiv: 2511.14077 [astro-ph.SR].
- Gary, Dale *et al.* (2023). Particle Acceleration and Transport: New Perspectives from Radio, Optical, X-ray, and γ -Ray Observations. B: *Bulletin of the American Astronomical Society*. T. 55, 125.
- Roberts, B., P. M. Edwin, A. O. Benz (1984). On coronal oscillations. *ApJ*, 279, 857–865.
- Nakariakov, V. M., T. D. Arber *et al.* (2004). Time signatures of impulsively generated coronal fast wave trains. *MNRAS*, 349.2, 705–709.
- Nakariakov, V. M., D. J. Pascoe, T. D. Arber (2005). Short Quasi-Periodic MHD Waves in Coronal Structures. *Space Sci. Rev.*, 121.1-4, 115–125.
- Kolotkov, Dmitrii Y., Valery M. Nakariakov, Guy Moss, Paul Shellard (2021). Fast magnetoacoustic wave trains: from tadpoles to boomerangs. *MNRAS*, 505.3, 3505–3513. arXiv: 2105.13696 [astro-ph.SR].
- Goddard, C. R., V. M. Nakariakov, D. J. Pascoe (2019). Fast magnetoacoustic wave trains with time-dependent drivers. *A&A*, 624, L4.
- Katsiyannis, A. C. *et al.* (2003). Eclipse observations of high-frequency oscillations in active region coronal loops. *A&A*, 406, 709–714. arXiv: astro-ph/0305225 [astro-ph].
- Mészárosová, H., M. Karlický, J. Rybák, K. Jiříčka (2009a). Tadpoles in Wavelet Spectra of a Solar Decimetric Radio Burst. *ApJ*, 697.2, L108–L110.
- Karlický, M., P. Jelínek, H. Mészárosová (2011). Magnetoacoustic waves in the narrowband dm-spikes sources. *A&A*, 529, A96.
- Liu, Wei, Alan M. Title *et al.* (2011). Direct Imaging of Quasi-periodic Fast Propagating Waves of $\sim 2000 \text{ km s}^{-1}$ in the Low Solar Corona by the Solar Dynamics Observatory Atmospheric Imaging Assembly. *ApJ*, 736.1, L13. arXiv: 1106.3150 [astro-ph.SR].
- Shi, Mijie, Valery M. Nakariakov, Bo Li, Mingzhe Guo (2025). Simultaneously Excited Narrow and Broad Quasiperiodic Fast-propagating Wave Trains in the Solar Corona. *ApJ*, 990.1, 1.
- (2026). Impulsively Excited Quasiperiodic Fast-propagating Waves in the Solar Corona. *ApJ*, 996.1, 72.
- Mészárosová, Hana, Marian Karlický, Petr Jelínek, Ján Rybák (2014). Magnetoacoustic Waves Propagating along a Dense Slab and Harris Current Sheet and their Wavelet Spectra. *ApJ*, 788.1, 44.
- Nisticò, G., D. J. Pascoe, V. M. Nakariakov (2014). Observation of a high-quality quasi-periodic rapidly propagating wave train using SDO/AIA. *A&A*, 569, A12.
- Pascoe, D. J., V. M. Nakariakov, E. G. Kupriyanova (2013). Fast magnetoacoustic wave trains in magnetic funnels of the solar corona. *A&A*, 560, A97.
- Shestov, S., V. M. Nakariakov, S. Kuzin (2015). Fast Magnetoacoustic Wave Trains of Sausage Symmetry in Cylindrical Waveguides of the Solar Corona. *ApJ*, 814.2, 135. arXiv: 1510.07908 [astro-ph.SR].
- Ofman, Leon, Tongjiang Wang, Xudong Sun, Meng Jin (2025). Modeling the Excitation, Propagation, and Damping of Quasiperiodic Fast Magnetosonic Waves in Realistic Coronal Active Region Magnetic Field Structures. *ApJ*, 994.1, 25.
- Karlický, M., H. Mészárosová, P. Jelínek (2013). Radio fiber bursts and fast magnetoacoustic wave trains. *A&A*, 550, A1. arXiv: 1212.2421 [astro-ph.SR].
- Kuznetsov, A. A. (2006). Generation of Intermediate Drift Bursts by Magnetohydrodynamic Waves in the Solar Corona. *Sol. Phys.*, 237.1, 153–171.
- Mészárosová, H., M. Karlický, J. Rybák, K. Jiříčka (2009b). “Drifting tadpoles” in wavelet spectra of decimetric radio emission of fiber bursts. *A&A*, 502.2, L13–L15.

- Karlický, M. (2014). Frequency variations of solar radio zebras and their power-law spectra. *A&A*, 561, A34.
- Kolotkov, Dmitrii Y., Valery M. Nakariakov, Eduard P. Kontar (2018). Origin of the Modulation of the Radio Emission from the Solar Corona by a Fast Magnetoacoustic Wave. *ApJ*, 861.1, 33. arXiv: 1805.08282 [astro-ph.SR].
- Bárta, M., M. Karlický (2001). Turbulent plasma model of the narrowband dm-spikes. *A&A*, 379, 1045–1051.
- Shen, Yuandeng, Xiping Zhou *et al.* (2022). Coronal Quasi-periodic Fast-mode Propagating Wave Trains. *Sol. Phys.*, 297.2, 20. arXiv: 2112.14959 [astro-ph.SR].
- Wang, Jincheng *et al.* (2022). Two Homologous Quasi-periodic Fast-mode Propagating Wave Trains Induced by Two Small-scale Filament Eruptions. *ApJ*, 936.1, L12.
- Zhou, Xiping *et al.* (2021). CME-Driven and Flare-Ignited Fast Magnetosonic Waves Detected in a Solar Eruption. *Sol. Phys.*, 296.11, 169. arXiv: 2109.02847 [astro-ph.SR].
- Shen, Yuandeng, Tengfei Song, Yu Liu (2018). Dispersively formed quasi-periodic fast magnetosonic wavefronts due to the eruption of a nearby mini-filament. *MNRAS*, 477.1, L6–L10. arXiv: 1803.01125 [astro-ph.SR].
- Qu, Zhining *et al.* (2023). High-order Harmonics of a Kink Wave and a Narrow Quasiperiodic Fast-propagating Wave Train Excited Simultaneously in a Plasma Resonator. *ApJ*, 955.2, 89.
- Liu, Wei, Leon Ofman, Brittany Broder, Marian Karlický, Cooper Downs (2016). Quasi-periodic fast-mode magnetosonic wave trains within coronal waveguides associated with flares and CMEs. *B: Solar Wind 14*. T. 1720. American Institute of Physics Conference Series. AIP, 040010. arXiv: 1512.07930 [astro-ph.SR].
- Nitta, Nariaki V., Carolus J. Schrijver, Alan M. Title, Wei Liu (2013). Large-scale Coronal Propagating Fronts in Solar Eruptions as Observed by the Atmospheric Imaging Assembly on Board the Solar Dynamics Observatory—an Ensemble Study. *ApJ*, 776.1, 58. arXiv: 1308.3544 [astro-ph.SR].
- Nitta, Nariaki V., Wei Liu, Nat Gopalswamy, Seiji Yashiro (2014). The Relation Between Large-Scale Coronal Propagating Fronts and Type II Radio Bursts. *Sol. Phys.*, 289.12, 4589–4606. arXiv: 1409.4754 [astro-ph.SR].
- Kondo, Tetsuro, Takeshi Isobe, Seiji Igi, Shin-Ichi Watari, Munetoshi Tokumaru (1997). The New Solar Radio Observation System at Hiraiso. *Review of the Communications Research Laboratory*, 43, 231.

The diagnostic potential of fast propagation wave trains on Sun

V.A. Dmitriev^{1,2}, A.V. Mikhalechuk², E.G. Kupriyanova^{1,2}

¹ The Central Astronomical Observatory of the RAS at Pulkovo, ²Saint Petersburg State University

Received 7 March 2026 / Accepted 15 April 2026

Abstract

This paper provides an overview of the open problems regarding the physics of primary energy release in solar flares and methods for diagnosing flare-related coronal structures. Particular emphasis is placed on the discussion of quasi-periodic fast propagating (QFP) wave trains that propagate through the solar corona and possess a promising diagnostic potential. Numerical modeling results show that the spatial and temporal scales of the trigger (a localized impulsive energy release) can be inferred from the shape of the wavelet spectrum of a wave train. The method also allows the density gradient to be diagnosed when the wave transitions from the waveguide (coronal inhomogeneity) into the surrounding medium—an environment that is inaccessible to other techniques and it enables estimation of the distance from the detection site of the wave train to the trigger (i.e., localization of the source of the primary energy release). However, the diagnostic potential embedded in these wave trains has not yet been fully realized because only a few dozen events have been recorded. In this work we propose a methodology for detecting fast wave trains in solar dynamic radio spectra. We present the results of applying this methodology to HiRAS data.

key words: Sun, solar activity, flare energy release, fast propagating wave trains, QFP