

УДК 523.982-77

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫСОТНОГО ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НАД СОЛНЕЧНЫМ ПЯТНОМ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ МНОГОЧАСТОТНЫХ РАДИОНАБЛЮДЕНИЙ

© 2026 Т. И. Кальтман¹*, А. Г. Ступишин^{1*}, Г. А. Макоев¹¹ Специальная астрофизическая обсерватория Российской академии наук, Нижний Архыз, 369167 Россия

Поступила в редакцию 10 марта 2026 года; после доработки 21 апреля 2026 года; принята к публикации 8 июня 2026 года

Представлен итерационный метод восстановления температурно-высотного профиля атмосферы Солнца над солнечным пятном по данным многочастотных спектро-поляризационных микроволновых наблюдений. Предполагается, что излучение формируется преимущественно в условиях гирорезонансного механизма на гармониках гирочастоты, а вклад на каждой частоте связан со слоем с оптической толщиной порядка единицы. Частотно-высотное соответствие определяется на основе экстраполяции фотосферного магнитного поля в корону. Восстановление профиля сведено к решению переопределенной системы линейных уравнений с регуляризацией, обеспечивающей устойчивость к шуму и физическую гладкость профиля. Метод протестирован на синтетических данных для дипольной модели пятна и применен к наблюдениям активной области NOAA 11312, выполненным на радиотелескопе РАТАН-600. Полученные температурные профили согласуются с современными моделями активных областей и воспроизводят наблюдаемые спектры в диапазоне 3–18 ГГц с точностью до нескольких процентов.

Ключевые слова: *Солнце: активность — Солнце: корона — Солнце: магнитные поля — Солнце: радиоизлучение*

1. ВВЕДЕНИЕ

Активные области представляют собой области концентрации сильных и устойчивых магнитных полей в атмосфере Солнца (Solanki, 2003). Магнитное поле определяет стратификацию плазмы и термодинамический режим от фотосферы до короны, подавляя конвекцию в нижних слоях и направляя теплопроводность вдоль силовых линий в переходной области и короне (Solanki et al., 2006; Borrero and Ichimoto, 2011). В результате над солнечными пятнами формируется характерный вертикальный профиль температуры, существенно отличающийся от спокойной атмосферы.

В устойчивых (невспышечных) активных областях в переходной области и нижней короне устанавливается квазистационарный баланс между нагревом, теплопроводностью и радиационными потерями (Aschwanden, 2005). Этот энергетический баланс определяет температурно-высотное распределение плазмы. Поэтому восстановление вертикального профиля температуры является ключевой наблюдательной задачей для диагностики физических условий и механизмов нагрева короны.

Традиционно температурно-высотная структура атмосферы реконструируется по спектрам в крайнем ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, а также на основе полуэмпирических моделей (Vernazza et al., 1981; Maltby et al., 1986; Fontenla et al., 2009). Однако в переходной области такие подходы осложнены нарушением локального термодинамического равновесия, неопределенностью оптической толщины, интегрированием по лучу зрения и высокой чувствительностью энергетического баланса к граничным условиям и параметризации нагрева (Aschwanden, 2005). Нелинейная зависимость теплопроводности и радиационных потерь от температуры делает задачу плохо обусловленной (Spitzer, 1962). На корональных высотах преимущественно восстанавливается распределение плазмы по температуре — дифференциальная мера эмиссии (DEM), тогда как переход к геометрической высоте требует дополнительных предположений, а чувствительность к магнитному полю остается ограниченной. Это обуславливает необходимость применения альтернативных диагностических методов.

Несмотря на развитие наблюдательной техники, вертикальная температурная структура над активными областями остается недостаточно определенной. Температура не измеряется напрямую —

*E-mail: agstup@yandex.ru

она восстанавливается по спектральным характеристикам излучения с использованием инверсных и модельно-зависимых методов (Hannah and Kontar, 2012; Cheung et al., 2015). Такие методы чувствительны одновременно к нескольким параметрам среды — плотности, ионизационному состоянию и магнитному полю (Reale, 2014; Del Zanna and Mason, 2018), что приводит к неоднозначности интерпретации. Дополнительную сложность создает интегральный характер наблюдений вдоль луча зрения, особенно в переходной области и нижней короне, где существуют значительные высотные градиенты температуры и плотности (Judge, 2010; Slemzin et al., 2014; Antonucci et al., 2020).

Микроволновый диапазон обладает рядом преимуществ. В приближении закона Рэлея–Джинса яркостная температура непосредственно связана с кинетической температурой плазмы, что позволяет проводить количественную диагностику (Dulk, 1985; Gary and Keller, 2004; Lee, 2007; Shibasaki et al., 2011). Микроволновое излучение чувствительно как к температуре и плотности (свободно-свободный механизм), так и к магнитному полю (гирорезонансный механизм) (Dulk, 1985; Nindos, 2020; Shibasaki et al., 2011). В активных областях над солнечными пятнами излучение в диапазоне нескольких гигагерц формируется преимущественно на гармониках гирочастоты, что обеспечивает естественную связь между частотой наблюдения, напряженностью магнитного поля и высотой формирования (Zlotnik, 1968a,b; Gelfreikh and Lubyshev, 1979; Alissandrakis et al., 1980; Zheleznyakov, 1996). Это делает микроволновые спектры перспективным инструментом восстановления температурно-высотной структуры над пятнами.

В работе Stupishin et al. (2018) был предложен итерационный метод согласования модельного и наблюдаемого спектров путем последовательного уточнения температурного профиля над пятном. Однако используемая схема требовала более строгой математической формализации, анализа устойчивости и обоснованной процедуры регуляризации.

В настоящей работе представлена формализованная версия итерационного метода восстановления температурно-высотного профиля по микроволновым спектро-поляризационным наблюдениям радиотелескопа РАТАН-600 (Parijskij, 1993; Bogod et al., 2011, 2023). Рассматривается однородная по горизонтали модель атмосферы солнечного пятна, в которой параметры зависят только от высоты, что позволяет исследовать свойства метода в контролируемых условиях и подготовить основу для дальнейшего усложнения модели. В отличие от параметризованных подходов с заданием закона нагрева (Fleishman et al., 2021), температурный профиль не задается априорно.

Метод тестируется на синтетических данных для дипольной модели солнечного пятна, а затем применяется к наблюдениям активной области NOAA 11312. Анализируются сходимость алгоритма, его чувствительность к входным параметрам и согласие восстановленного профиля с современными моделями солнечной атмосферы.

2. МЕТОДИКА

2.1. Физические и наблюдательные основы

Метод восстановления температурно-высотной структуры атмосферы основан на свойствах микроволнового излучения активных областей над солнечными пятнами и особенностях его формирования в магнитной плазме.

В микроволновом диапазоне выполняется приближение Рэлея–Джинса, в котором интенсивность I_ν связана с яркостной температурой T_b :

$$T_b = \frac{c^2}{k\nu^2} I_\nu, \quad (1)$$

где c — скорость света, k — постоянная Больцмана, ν — частота. В этих условиях T_b непосредственно характеризует кинетическую температуру электронов в области формирования излучения.

В микроволновом диапазоне основным механизмом излучения над пятнами является гирорезонансный (циклотронный) процесс, возникающий при выполнении условия

$$\nu \approx s \nu_B = s \frac{eB}{2\pi m_e c}, \quad (2)$$

где ν_B — электронная гирочастота, B — напряженность магнитного поля, e и m_e — заряд и масса электрона, s — номер гармоники. Над пятнами наибольший вклад дают вторая и третья гармоники, в некоторых случаях возможен вклад четвертой гармоники.

Поскольку магнитное поле убывает с высотой, разные частоты формируются на различных уровнях атмосферы, что обеспечивает связь частоты наблюдения с высотой формирования и делает микроволновый спектр чувствительным к вертикальной структуре температуры и магнитного поля.

Для реализации метода необходимы многочастотные спектро-поляризационные наблюдения. Регистрация правой и левой круговых поляризаций позволяет учитывать различие условий формирования излучения в обыкновенной и необыкновенной модах и тем самым повышает диагностическую информативность.

В работе используются наблюдения радиотелескопа РАТАН-600 в диапазоне 3–18 ГГц. Несмотря на одномерный и частотно-зависимый характер пространственного разрешения, спектральная

дискретизация, широкий частотный диапазон наблюдений, регистрация правой и левой круговых поляризаций и высокая чувствительность инструмента обеспечивают достаточную диагностическую информативность для решения задачи восстановления температурно-высотной структуры в принятом приближении.

Предлагаемый подход не ограничен наблюдениями РАТАН-600 и в дальнейшем может быть обобщен на двумерные данные интерферометрических инструментов (SRH, EOVSА и другие).

2.2. Модель атмосферы над солнечным пятном

Для тестирования метода в контролируемых условиях вводится однородная плоскостростная модель атмосферы, в которой параметры плазмы зависят только от высоты h . В слоях формирования микроволнового излучения предполагается локальное термодинамическое равновесие, из чего следует, что яркостная температура характеризует электронную температуру плазмы.

Атмосфера дискретизируется на M горизонтальных слоев с высотами h_i (от уровня фотосферы), температурой T_i и электронной плотностью N_i . Шаг по высоте задается как входной параметр: в области резкого температурного градиента он уменьшается, а в квазиизотермических слоях увеличивается.

Распределение электронной плотности по высоте h выше некоторой высоты h_0 задается барометрическим законом (Aschwanden, 2005, см. раздел 3.1):

$$N(h) = N(h_0) \frac{T(h_0)}{T(h)} \exp\left(-\frac{h - h_0}{\lambda T(h)}\right), \quad (3)$$

где $\lambda = 4.7 \times 10^3$ см К⁻¹; формула применима при высотах, много меньших радиуса Солнца.

Для слоя между h_1 и h_2 вклад в поток на частоте ν в круговой поляризации p (правой (RCP) или левой (LCP)) определяется оптической толщиной

$$\tau_{\nu,p} = \int_{h_1}^{h_2} \kappa_{\nu,p}(h) dh, \quad (4)$$

где $\kappa_{\nu,p}$ — коэффициент поглощения, зависящий от параметров плазмы и частоты.

Основной вклад в излучение на данной частоте вносит слой, для которого $\tau_{\nu,p} \sim 1$, что задает связь между частотой и характерной высотой формирования.

Модельный поток рассчитывается на основе синтетических радиокарт, моделирующих пространственное распределение яркости. После свертки карт с диаграммой направленности РАТАН-600 получаются одномерные модельные сканы, максимумы которых сравниваются с максимумами наблюдаемых сканов во всем диапазоне частот наблюдаемого спектра.

2.3. Итерационный алгоритм

В данном разделе описывается алгоритм решения обратной задачи восстановления температурно-высотного профиля по наблюдаемым микроволновым спектрам. Алгоритм основан на итерационном уточнении температурного распределения с целью минимизации невязки между модельным и наблюдаемым излучением.

Задача восстановления формулируется как задача подбора температурно-высотного профиля, обеспечивающего наилучшее согласие между модельным спектром F^{calc} и наблюдаемым спектром F^{obs} .

Важно отметить, что для предлагаемого алгоритма необходимы именно измерения потоков в обеих круговых поляризациях (модах), поскольку в разных модах оптическая толщина τ , равная 1, может достигаться на разных гармониках гирочастоты, а следовательно, на разных высотах.

Для некоторого температурного профиля рассчитаем радиокарту области с координатной сеткой X, Y . Так как основной вклад в поток вносит слой, в котором достигается $\tau \approx 1$, модельный поток $F_{\nu,p,i}$ на частоте ν для каждой из поляризаций p (RCP или LCP), приходящий со слоя h_i , может быть представлен в виде попиксельной суммы вкладов от тех пикселей радиокарты, в которых набирается оптическая толщина $\tau \approx 1$:

$$F_{\nu,p,i} = \sum_{x,y: \tau \approx 1} F_{\nu,p,i}(x, y), \quad (5)$$

где x, y — координаты на сетке X, Y (см. рис. 1). Тогда полный модельный поток $F_{\nu,p}$ можно получить суммированием по высотным слоям:

$$F_{\nu,p}^{\text{calc}} = \sum_{i=1}^M F_{\nu,p,i} + F_{\nu,p}^{\text{thin}}, \quad (6)$$

$$F_{\nu,p}^{\text{thin}} = \sum_{x,y: \tau < 1} F_{\nu,p}. \quad (7)$$

$F_{\nu,p}^{\text{thin}}$ представляет собой вклад от оптически тонкой части атмосферы, который невозможно привязать к какому-то высотному слою.

Наша цель — добиться максимально возможного совпадения расчетных ($F_{\nu,p}^{\text{calc}}$) и наблюдаемых ($F_{\nu,p}^{\text{obs}}$) потоков, то есть выполнения соотношения

$$F_{\nu,p}^{\text{calc}} = F_{\nu,p}^{\text{obs}} \quad \forall \nu, p \quad (8)$$

или, с учетом выражения (6),

$$\sum_{i=1}^M F_{\nu,p,i} = F_{\nu,p}^{\text{obs}} - F_{\nu,p}^{\text{thin}} \quad \forall \nu, p. \quad (9)$$

Поскольку начальный температурно-высотный профиль задается произвольно, соответствующий ему модельный поток не согласуется с наблюдаемым спектром: вклад одних высотных слоев оказывается меньше реального, а других — больше. Нам необходимо разработать механизм, позволяющий скорректировать вклад потоков с разных высотных слоев за счет изменения температур этих слоев.

Определим набор коэффициентов α_i ($i = 1, \dots, M$) для коррекции температуры на k -й итерации:

$$T_i^{(k+1)} = \alpha_i T_i^{(k)}. \quad (10)$$

В условиях локального термодинамического равновесия (LTE) поток $F \sim T$, поэтому можем записать предыдущее соотношение как

$$F_{\nu,p,i}^{(k+1)} = \alpha_i F_{\nu,p,i}^{(k)}. \quad (11)$$

Уравнения (9), (11) приводят нас к системе линейных уравнений для определения корректирующих коэффициентов:

$$\mathbf{F} \vec{\alpha} = \vec{f}. \quad (12)$$

В последующих формулах R — поток в правой поляризации, F_{RCP} , L — поток в левой поляризации, F_{LCP} .

Матрица $\mathbf{F}$ имеет вид

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} R_1^{(1)} & R_1^{(2)} & \dots & R_1^{(M)} \\ R_2^{(1)} & R_2^{(2)} & \dots & R_2^{(M)} \\ \dots & \dots & \ddots & \dots \\ R_{N_R}^{(1)} & R_{N_R}^{(2)} & \dots & R_{N_R}^{(M)} \\ L_1^{(1)} & L_1^{(2)} & \dots & L_1^{(M)} \\ L_2^{(1)} & L_2^{(2)} & \dots & L_2^{(M)} \\ \dots & \dots & \ddots & \dots \\ L_{N_L}^{(1)} & L_{N_L}^{(2)} & \dots & L_{N_L}^{(M)} \end{pmatrix}, \quad (13)$$

где $R_j^{(i)}$ и $L_j^{(i)}$ — вклад i -го слоя в модельный поток на j -й частоте, N_R, N_L — количество наблюдаемых (и моделируемых) частот в правой и левой круговых поляризациях соответственно.

Вектор корректирующих множителей имеет вид

$$\vec{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_M \end{pmatrix}, \quad (14)$$

а вектор правой части определяется как

$$\vec{f} = \begin{pmatrix} R_1^{\text{obs}} - R_1^{\text{thin}} \\ R_2^{\text{obs}} - R_2^{\text{thin}} \\ \vdots \\ R_{N_R}^{\text{obs}} - R_{N_R}^{\text{thin}} \\ L_1^{\text{obs}} - L_1^{\text{thin}} \\ L_2^{\text{obs}} - L_2^{\text{thin}} \\ \vdots \\ L_{N_L}^{\text{obs}} - L_{N_L}^{\text{thin}} \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Для стабилизации решения и обеспечения его физической правдоподобности используется регуляризация в виде условия гладкости температурного профиля, требующего подавления резких вариаций температуры между соседними слоями:

$$\alpha_i T_i = \alpha_{i+1} T_{i+1} \quad \forall i. \quad (16)$$

Данное условие добавляется к системе линейных уравнений (12). В окончательной форме система будет иметь вид

$$\Theta \vec{\alpha} = \vec{\phi}, \quad (17)$$

где

$$\Theta = \begin{pmatrix} \mathbf{F} \\ \mathbf{T} \end{pmatrix}, \quad \vec{\phi} = \begin{pmatrix} \vec{f} \\ \vec{0} \end{pmatrix}, \quad (18)$$

$\mathbf{T}$ — двуматричная матрица размера $(M-1) \times M$:

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} T_1 & -T_2 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & T_2 & -T_3 & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \ddots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & T_{M-1} & -T_M \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Такая расширенная система переопределена (так как имеет M столбцов и $N_R + N_L + M - 1$ строк), поэтому необходимо искать решение методом наименьших квадратов. Решение имеет вид

$$\vec{\alpha} = (\Theta' \mathbf{W} \Theta)^{-1} \Theta' \mathbf{W} \vec{\phi} \quad (20)$$

где $\mathbf{W}$ — весовая матрица. В простейшем случае это единичная матрица. Когда у нас есть априорные оценки значимости отдельных уравнений, мы можем изменять вес некоторых из них. Например, при решении «частотных» уравнений (соответствующих матрице $\mathbf{F}$) для более зашумленных частот вес может быть меньше.

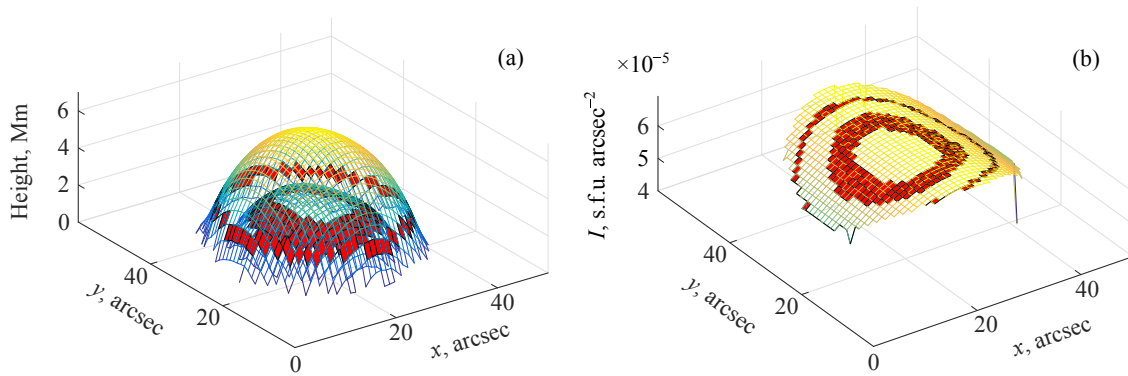


Рис. 1. Панель (а): поверхности гироуровней 2-й и 3-й гармоник; красным выделены пиксели слоя h_i , на которых достигается $\tau \approx 1$. Панель (б): поверхность интенсивности. Суммирование в уравнении (5) проводится по пикселям, выделенным красным.

Для «температурных» уравнений (соответствующих матрице **T**) вес играет роль параметра регуляризации: чем более зашумлены данные, тем больше должны быть веса «температурных» уравнений. Влияние этих весов обсуждается в разделе 3.4.

В результате корректировки температур меняется структура излучения гироуровней. В частности, эффективно излучающая область с $\tau \approx 1$ может переместиться на другой гироуровень, и тогда полученное решение потребует уточнить. Таким образом, мы приходим к необходимости применять метод итерационно. Итерационный процесс восстановления температурно-высотного профиля строится следующим образом:

1. Задается начальное приближение к температурно-высотному профилю $\{T_i^{(0)}\}$.
2. На k -й итерации по текущему температурно-высотному профилю $\{T_i^{(k)}\}$ рассчитывается модельный микроволновый поток $F_{\nu,p}^{\text{calc}}$ и его составляющие $F_{\nu,p,i}^{\text{calc}}$, $F_{\nu,p}^{\text{thin}}$ на всех рассматриваемых частотах и в обеих круговых поляризациях (уравнения (5) и (6)).
3. На основе решения уравнения (20) определяется вектор корректирующих множителей $\{\alpha_i^{(k)}\}$.
4. Температурный профиль для итерации $k+1$ обновляется согласно соотношению (10):

$$T_i^{(k+1)} = \alpha_i^{(k)} T_i^{(k)}.$$

5. Итерации выполняются до стабилизации невязки между модельным и наблюдаемым спектрами. Критерием останова является изменение невязки ниже заданного порога в течение нескольких последовательных шагов.

Сходимость алгоритма, как правило, достигается за 10–30 итераций.

3. ТЕСТИРОВАНИЕ НА ДИПОЛЬНОЙ МОДЕЛИ

3.1. Описание модели

Для первичной верификации итерационного метода используется упрощенная модель солнечного пятна с заданной магнитной конфигурацией и температурно-высотным профилем атмосферы. Применение модельных данных позволяет проверить корректность работы алгоритма в контролируемых условиях, при известном температурном распределении.

Численное моделирование микроволнового излучения выполнялось с помощью программного пакета расчета гирорезонансного излучения, разработанного в работе Stupishin et al. (2018).

Магнитное поле в модели задается в виде вертикального магнитного диполя, расположенного в центре солнечного диска и погруженного под фотосферу на глубину $h_d = 16$ Мм.

Такое приближение обеспечивает реалистичное убывание напряженности магнитного поля с высотой и воспроизводит характерную магнитную конфигурацию одиночных солнечных пятен (Brosius and Holman, 1989; Lites and Skumanich, 1990; Zlotnik et al., 1996).

Максимальная напряженность магнитного поля в основании пятна B_{max} полагалась равной 3000 Гс — типичному значению для солнечного пятна.

Температурно-высотный профиль атмосферы задается в виде трех характерных зон: холодной плотной хромосферы ($h \lesssim 1.5$ Мм, $T \simeq 10^4$ К), переходной области ($h = 1.5\text{--}1.8$ Мм, резкий рост температуры до $T \simeq 1 \times 10^6$ К) и горячей разреженной короны ($h > 1.8$ Мм, 2.5×10^6 К).

Высотное распределение электронной концентрации $N(h)$ определяется барометрическим законом (3) исходя из значения плотности в основании короны и характерного масштаба ее изменения с высотой.

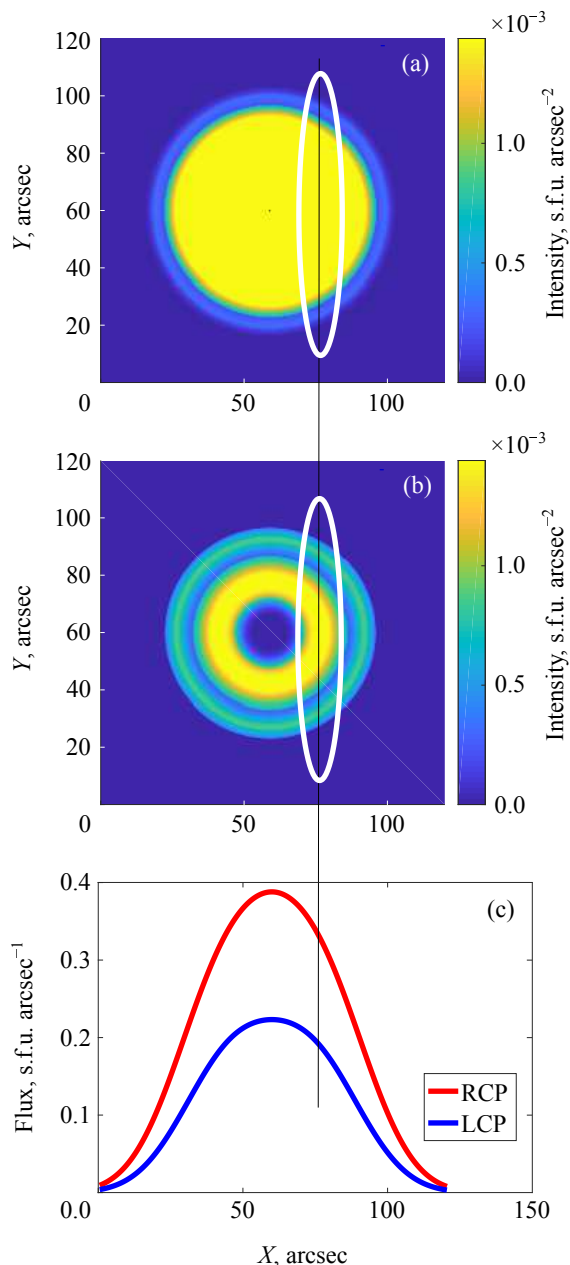


Рис. 2. Расчетные радиокарты для дипольной модели магнитного поля ($B_{\max} = 3000$ Гс, $f = 8$ ГГц) в правой (a) и левой (b) круговых поляризациях. Панель (c): одномерные сканы, полученные в результате свертки радиокарт с диаграммой направленности РАТАН-600.

3.2. Генерация модельных данных

На основе заданной магнитной конфигурации и температурно-высотного профиля выполняется численное моделирование микроволнового излучения. Для каждой частоты и каждой круговой поляризации рассчитываются радиокарты яркостной температуры с учетом гирорезонансного механизма излучения. Далее радиокарты проходят через операцию свертки с диаграммой направленности РАТАН-600, что позволяет получить одномерные

сканы, непосредственно сопоставимые с наблюдательными сканами инструмента (рис. 2).

Из сканов извлекаются значения максимального потока на каждой частоте. Их совокупность формирует модельный микроволновый спектр в правой и левой круговых поляризациях, который используется как тестовый вход для итерационного алгоритма восстановления температурно-высотного профиля.

Тестирование проводилось при различных начальных приближениях, включая существенно смещенные профили (например, с искусственно завышенной высотой переходной области), что позволило оценить устойчивость и сходимость метода.

3.3. Результаты тестов

Результаты тестирования алгоритма представлены на рис. 3. Верхние панели (a–d) случаю начального профиля, близкого к модельному, нижние (e–h) — существенно смещенному начальному приближению с завышенной высотой переходной области.

На панелях с температурно-высотными профилями зеленой кривой показано модельное распределение температуры, черной — начальное приближение, фиолетовой — восстановленный профиль после завершения итераций. Серые кривые отображают промежуточные итерации и иллюстрируют траекторию сходимости алгоритма.

Относительная невязка определяется как

$$\frac{\sqrt{\sum (R_j^{\text{obs}} - R_j^{\text{calc}})^2}}{\sum R_j^{\text{obs}}} + \frac{\sqrt{\sum (L_j^{\text{obs}} - L_j^{\text{calc}})^2}}{\sum L_j^{\text{obs}}}, \quad (21)$$

суммирование ведется по всем частотам j .

Графики относительной невязки демонстрируют уменьшение ошибки по мере итераций. Красная и синяя кривые отражают невязку в правой и левой круговых поляризациях соответственно, черная кривая — их суммарную невязку. В обоих тестах наблюдается устойчивое снижение ошибки. В случае близкого начального профиля сходимость достигается за меньшее число итераций, в то время как при существенно смещенном начальном приближении требуется большее их количество. Тем не менее в обоих сценариях конечный уровень невязки также уменьшается до 0.2–0.3%.

На панелях со спектрами зеленые кривые — модельные спектры, красная и синяя — восстановленные спектры в правой и левой круговых поляризациях соответственно. Серые спектры отражают промежуточные итерации и демонстрируют постепенное приближение к модельному распределению.

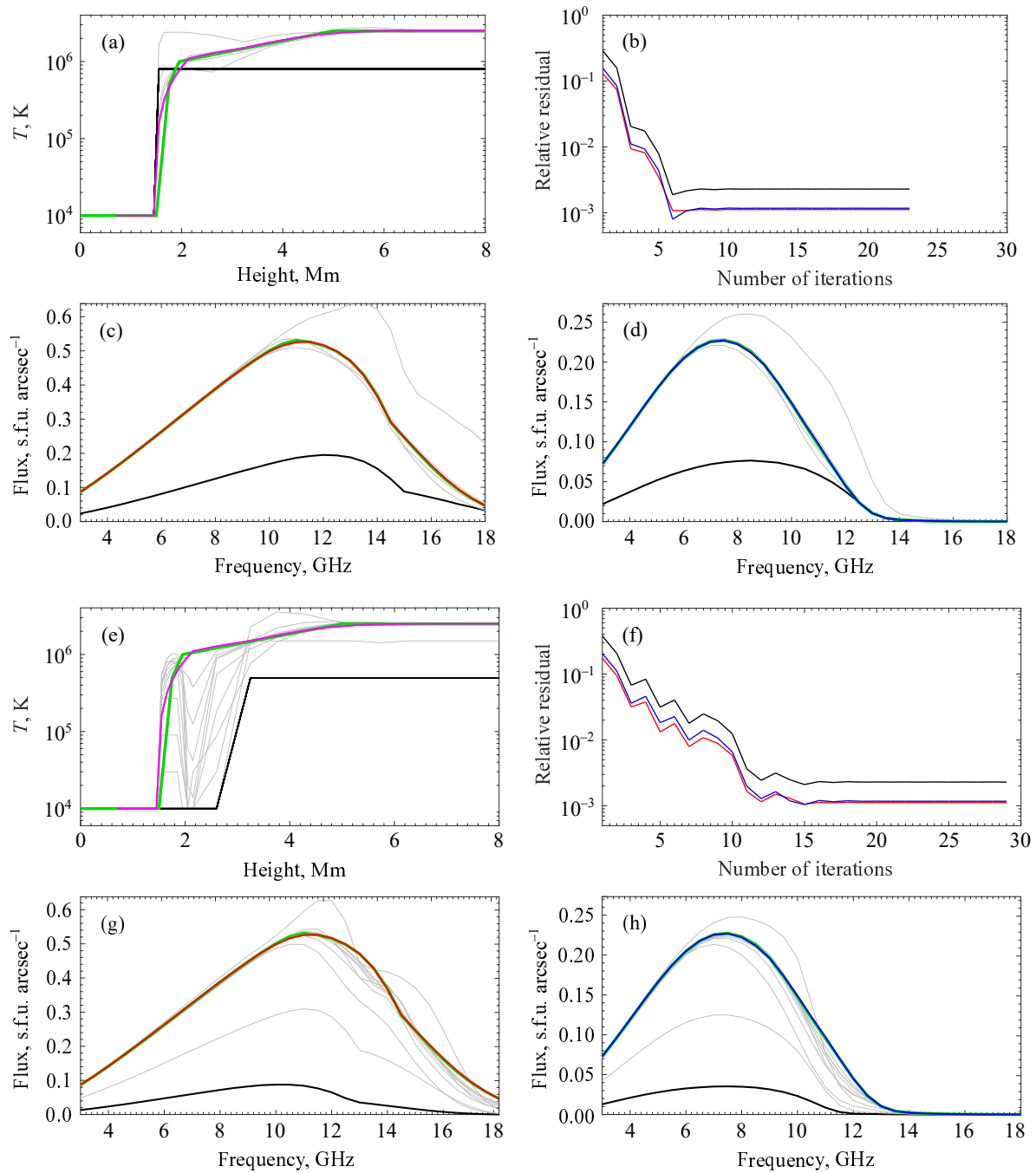


Рис. 3. Результаты тестирования итерационного алгоритма восстановления температурно-высотного профиля для дипольной модели. На панелях (a)–(d) показан результат для начального температурного профиля, близкого к модельному; на панелях (e)–(h) — для начального профиля с искусственно завышенной высотой переходной области. В каждом случае приведены температурно-высотный профиль (a, e), зависимость невязки от номера итерации (b, f), а также спектры микроволнового излучения в правой (c, g) и левой (d, h) круговых поляризациях.

Следует отметить, что на спектральных панелях зеленые кривые практически совпадают с восстановленными спектрами, из-за чего их трудно визуально различить на рисунке. На панелях с температурно-высотными профилями расхождение между модельным и восстановленным профи-

лями заметно в основном на самых нижних высотах.

Таким образом, алгоритм воспроизводит заданный температурно-высотный профиль даже при существенно искаженном начальном приближении, сохраняя устойчивость и контролируемую сходимость.

3.4. Чувствительность метода к шуму во входных спектрах и выбор весов регуляризации

Чтобы оценить устойчивость метода к искажениям входных спектров, к эталонному модельному спектру мы добавляли искусственный шум заданного типа и уровня, а затем восстанавливали температурно-высотный профиль тем же алгоритмом.

Цель тестов — найти не только предельный уровень шума, при котором восстановление остается возможным, но и зависимость результата от выбора весов регуляризирующих уравнений.

Рассматривались два типа ошибок: аддитивные (шумы приемной системы и фоновые флуктуации, рис. 4, 5) и мультипликативные (ошибки калибровки и нестабильность усиления, рис. 6, 7). Аддитивный шум задавался как

$$F'_i = F_i + \xi_i \sigma F_{\max},$$

а мультипликативный —

$$F'_i = F_i(1 + \xi_i \sigma),$$

где σ — относительный уровень шума, $\xi_i \in [-1, 1]$ — случайная величина.

Расчеты показали, что устойчивость восстановления существенно зависит от весов регуляризирующих уравнений. При фиксированных стандартных весах рост уровня шума приводит к появлению нефизических осцилляций, прежде всего в области резкого температурного градиента. Увеличение весов температурных уравнений подавляет эти осцилляции, поэтому предельный допустимый уровень шума определяется не только амплитудой искажений, но и выбранной регуляризацией.

При малом зашумлении, $\sigma = 1\%$ (не показано), изменение весов не требуется: восстановленный профиль температуры практически совпадает с эталонным; различия ограничиваются слабыми вариациями в области переходной зоны. В случае $\sigma = 5\%$ для обоих типов шума устойчивое восстановление достигается при увеличении весов примерно в 10 раз (см. рис. 4 и 6).

При $\sigma = 30\%$ приемлемые температурные профили для аддитивного и мультипликативного шума были получены при увеличении весов примерно в 100 раз (рис. 5 и 7). В этом случае шум уже влияет на детали профиля, особенно в переходной области, однако положение переходной зоны и корональный уровень температуры восстанавливаются достаточно устойчиво.

Тесты с $\sigma = 50\%$ показали, что формально приемлемые профили можно получить только при увеличении весов более чем в 300 раз. Такая регуляризация приводит к чрезмерному сглаживанию и подавлению физически значимых деталей, поэтому

этот случай следует рассматривать как предельный и малопригодный для детальной диагностики.

Существенных различий между аддитивным и мультипликативным шумом не выявлено: в обоих случаях качество восстановления определяется преимущественно согласованным выбором весов регуляризации. Таким образом, практически разумным пределом применимости метода можно считать уровень шума около 30%; при больших шумах стабилизация решения достигается ценой чрезмерного сглаживания температурного профиля.

4. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА К НАБЛЮДЕНИЯМ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ NOAA 11312

4.1. Наблюдательные данные

Для применения разработанного метода к реальным солнечным наблюдениям была выбрана активная область NOAA 11312 (рис. 8). Она представляет собой сравнительно изолированное одиночное пятно с простой, близкой к осевой симметрии структурой, что ранее определило ее выбор в качестве объекта анализа в работах Stupishin et al. (2018), Alissandrakis et al. (2019). Благодаря морфологической простоте и отсутствию выраженной сложной биполярной структуры, NOAA 11312 является удобным тестовым объектом для применения однородной модели, в которой атмосферные параметры предполагаются зависящими только от высоты и усредненными по поперечному сечению пятна. Это позволяет корректно сопоставлять результаты различных диагностических подходов и использовать область в качестве реперного случая для верификации алгоритма.

На изображениях SDO/AIA 1700 Å отчетливо выделяется пятно (площадь около 210 м.д.п.) с симметричной полутенью, а в канале SDO/AIA 171 Å над пятном наблюдается система корональных петель, локализованных преимущественно над его центральной частью. Магнитограмма SDO/HMI демонстрирует доминирование одной полярности в пределах пятна и слабые магнитные поля вне его, что согласуется с характером круговой поляризации в микроволновых сканах.

Радионаблюдения выполнены 10 октября 2011 года на радиотелескопе РАТАН-600 в диапазоне частот 3–18 ГГц с регистрацией параметров Стокса I и V . Пространственное разрешение РАТАН-600 в солнечных наблюдениях является одномерным и определяется размерами диаграммы направленности, которые зависят от длины волны. Они задаются соотношениями $Q_{\text{hor}} (\text{arcsec}) = 0.85 \lambda (\text{мм})$ и

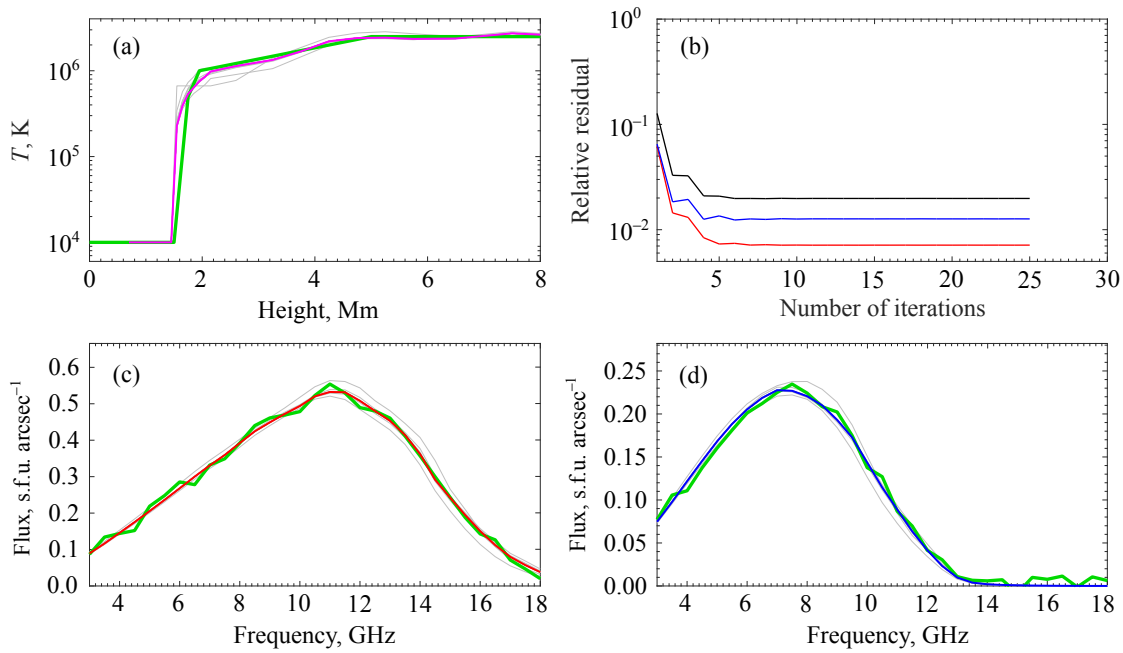


Рис. 4. Тестирование устойчивости метода к аддитивному шуму: уровень шума 5%, веса увеличены в 10 раз. Обозначения те же, что и на рис. 3.

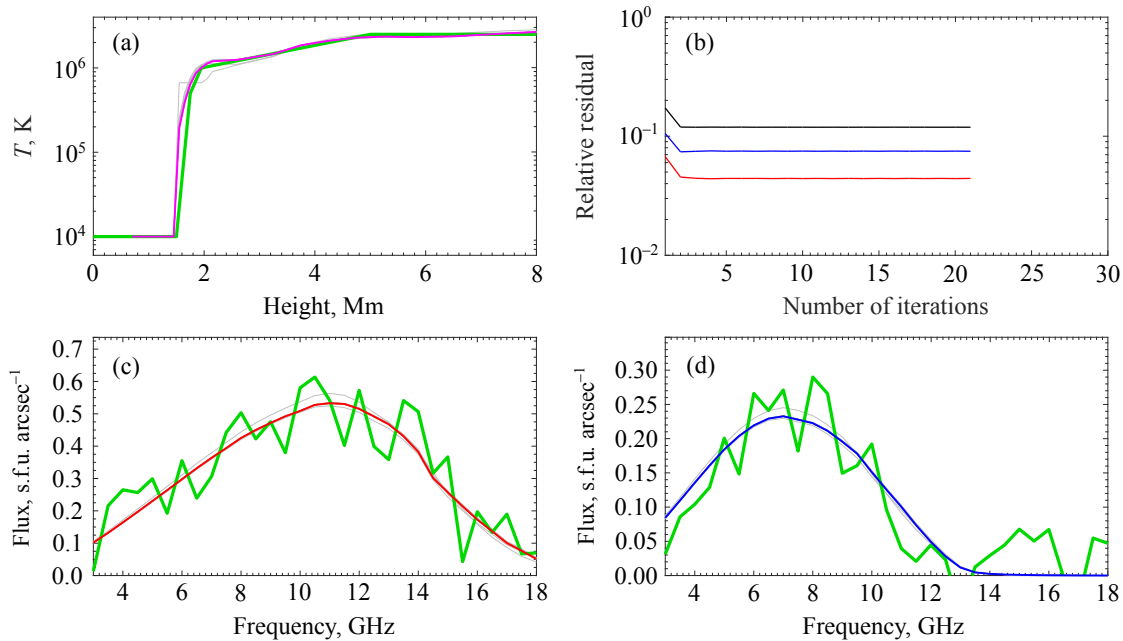


Рис. 5. Тестирование устойчивости метода к аддитивному шуму: уровень шума 30%, веса увеличены в 100 раз. Обозначения те же, что и на рис. 3.

$Q_{\text{vert}} (\text{arcmin}) = 0.75 \lambda (\text{мм})$, где Q_{hor} — горизонтальный (вдоль сканирования), а Q_{vert} — вертикальный размер диаграммы, λ — длина волны наблюдения в мм. В рассматриваемом диапазоне частот это соответствует горизонтальному разрешению от $15''$ (18 ГГц) до $90''$ (3 ГГц). Одномерные сканы, совмещенные с ультрафиолетовыми изображениями и магнитограммой, также приведены на

рис. 8. Первичная обработка включала стандартную калибровку и удаление фонового излучения спокойного Солнца.

Для моделирования микроволнового излучения использовался фрагмент активной области из магнитограммы полного диска SDO/HMI. Фотосферное магнитное поле экстраполировалось в приближении нелинейного бессилового поля (NLFFF;

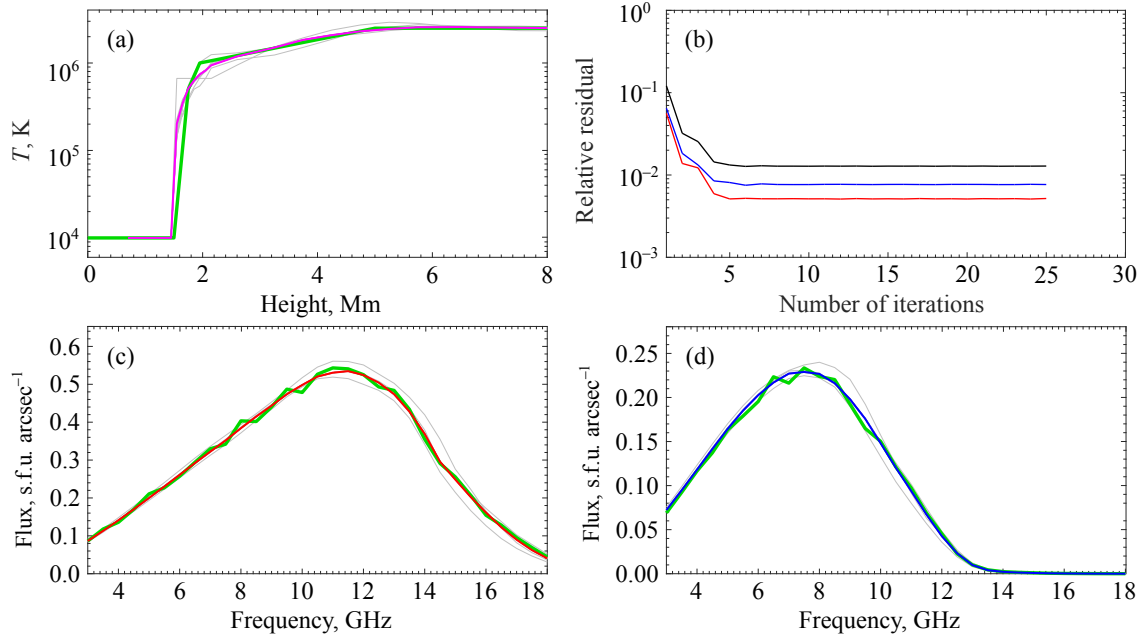


Рис. 6. Тестирование устойчивости метода к мультипликативному шуму: уровень шума 5%, веса увеличены в 10 раз. Обозначения те же, что и на рис. 3.

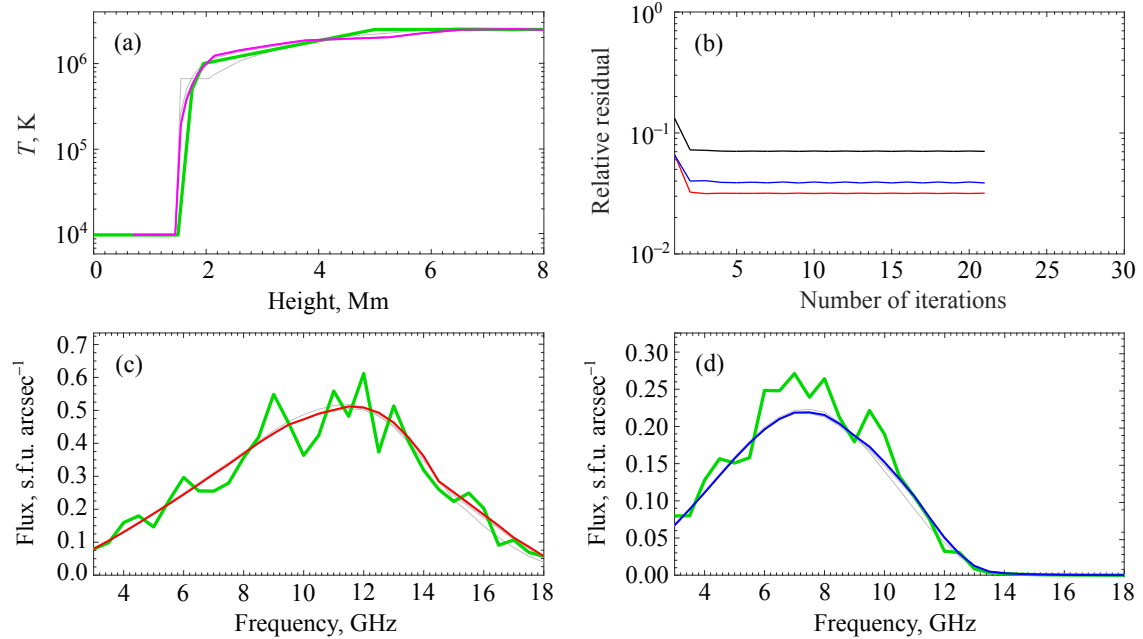


Рис. 7. Тестирование устойчивости метода к мультипликативному шуму: уровень шума 30%, веса увеличены в 100 раз. Обозначения те же, что и на рис. 3.

Nita et al., 2023), что позволило получить трехмерную конфигурацию магнитного поля над пятном, использованную при расчете гирорезонансного излучения.

4.2. Формирование входного спектра и параметры моделирования

Положение максимума радиопотока определялось по скану на 15 ГГц. Значения потока в этой

точке для всех частот и обеих круговых поляризаций формировали наблюдаемый микроволновый спектр, использованный в качестве входного вектора итерационного алгоритма.

На основе реконструированного магнитного поля и заданного начального приближения температурно-высотного профиля рассчитывались модельные одномерные сканы и применялась описанная в разделе 2.3 итерационная процедура.

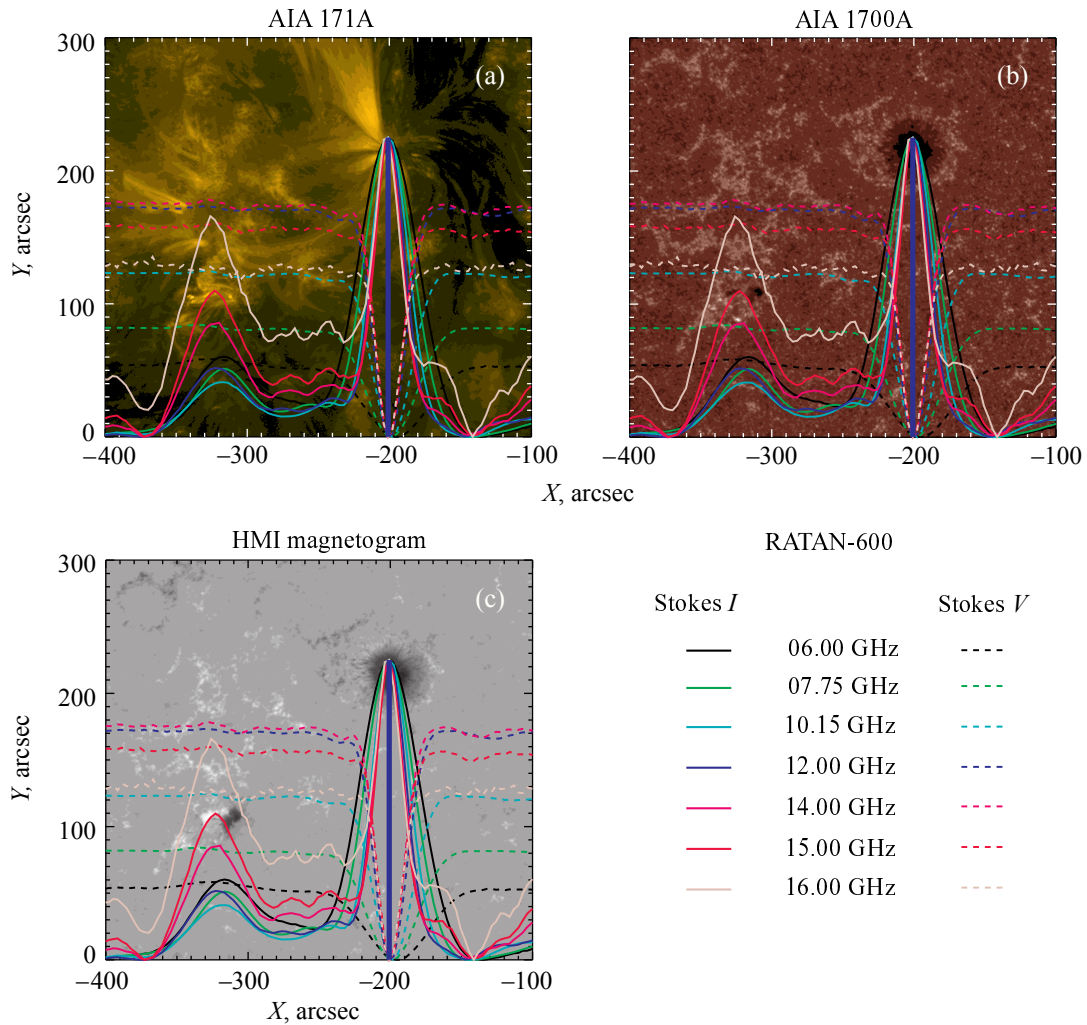


Рис. 8. Активная область NOAA 11312 (10 октября 2011 года 09:00:45 UTC): изображения SDO/AIA 171 Å (a), SDO/AIA 1700 Å (b) и магнитограмма SDO/HMI (c). Цветными кривыми показаны одномерные сканы RATAN-600 на выбранных частотах, указанных в легенде, совмещенные по пространственной координате с изображениями: сплошными линиями указаны параметры Stokes I , штриховыми — Stokes V . Профили масштабированы по амплитуде к высоте панели; поляризационные профили (Stokes V) дополнительно смещены по вертикали для наглядного разделения кривых.

Одним из ключевых параметров модели являлось произведение электронной концентрации на температуру в основании короны, NT , определяющее электронное давление и влияющее на распределение плотности по высоте. Значение NT варьировалось в физически обоснованных пределах с целью достижения наилучшего согласия между модельным и наблюдаемым спектрами. Для каждого выбранного значения NT итерационный алгоритм запускался независимо, после чего выбиралось решение, соответствующее минимальной остаточной невязке.

4.3. Результаты восстановления для активной области NOAA 11312

Применение итерационного метода к наблюдениям активной области NOAA 11312 позволило

восстановить температурно-высотный профиль атмосферы над солнечным пятном в рамках однородной модели.

На рис. 9 представлены восстановленные температурные профили, а также модельные и наблюдаемые микроволновые спектры в правой и левой круговых поляризациях. Достигнуто хорошее согласие во всем диапазоне частот 3–18 ГГц; остаточная спектральная невязка не превышает 2.5% как для каждой круговой поляризации по отдельности, так и для суммарного спектра.

Полученный профиль характеризуется значениями, типичными для активных областей: резкий рост температуры до корональных значений наблюдается на высотах порядка 1.5–2 Мм. Максимум температуры 2.5×10^6 К достигается на высотах выше 6 Мм.

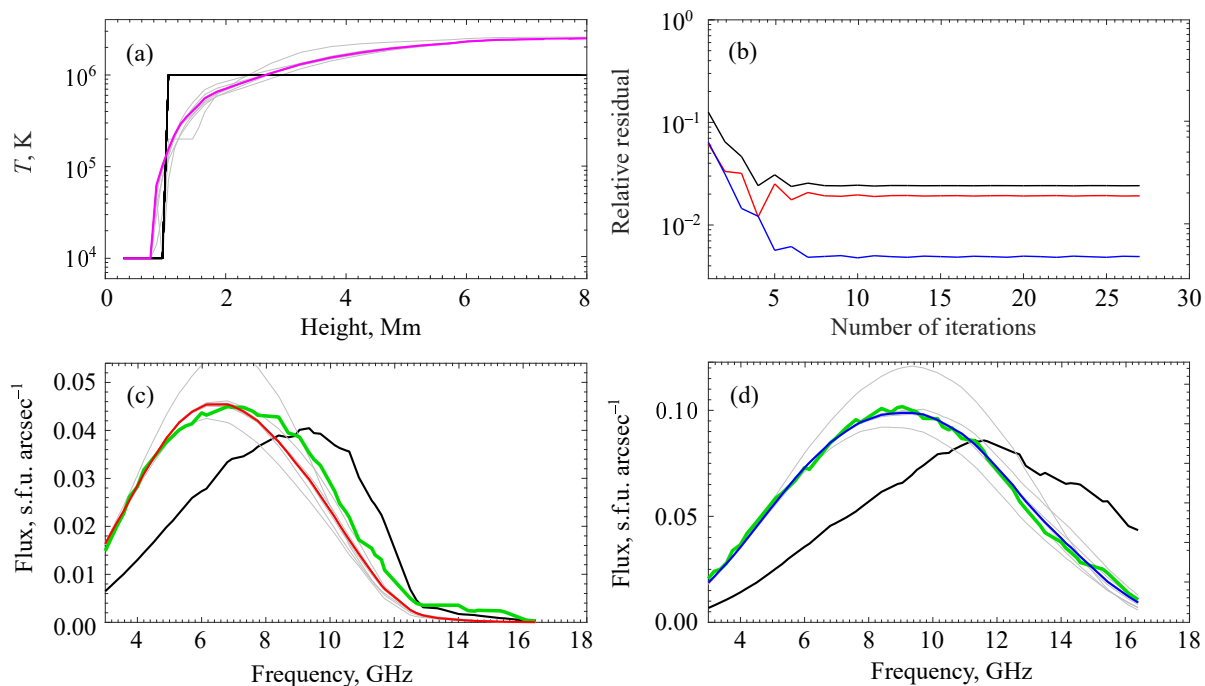


Рис. 9. Активная область NOAA 11312. Результат восстановления температурно-высотного профиля по спектру, сформированному в точке максимума одномерного скана при оптимальном значении $NT = 5.8 \times 10^{15} \text{ K cm}^{-3}$. Обозначения те же, что и на рис. 3.

На рис. 10 проиллюстрирована процедура поиска оптимального значения давления NT , описанная в разделе 4.2. В рассматриваемом случае наилучшее согласие (минимальная невязка) достигалось при $NT = 5.8 \times 10^{15} \text{ K cm}^{-3}$. Электронная концентрация в короне при найденном значении температуры $2.5 \times 10^6 \text{ K}$ составляет $2.3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, что соответствует ожидаемым параметрам атмосферы над солнечными пятнами.

Проверка зависимости решения от выбора начального приближения выявила, что алгоритм сходится к близким температурно-высотным профилям. Это свидетельствует о стабильности полученного решения.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Тестирование алгоритма показывает, что однородная модель обеспечивает устойчивое восстановление температурно-высотного профиля с приемлемой точностью. В тестовых расчетах достигается сходимость к заданному профилю, а для реальных данных — хорошее согласие модельных и наблюдаемых спектров. Наибольшая диагностическая чувствительность реализуется в диапазоне 6–15 ГГц, где гирорезонансное излучение доминирует в формировании спектра. В этих условиях метод позволяет восстанавливать структуру верхней переходной области и нижней короны по микроволновым спектральным наблюдениям.

Анализ устойчивости показывает слабую зависимость решения от начального приближения: даже при значительном смещении исходного профиля сходимость сохраняется. При добавлении шума до 30% профиль восстанавливается достаточно корректно при подходящем выборе регуляризационных весов. Наиболее надежно определяются корональные температуры. Параметр NT существенно влияет на форму спектра, особенно в нижней короне, и может рассматриваться как дополнительная диагностическая величина.

Вместе с тем следует учитывать ограничения метода. Использование однородной модели приводит к усреднению структуры тени и полутени. Вклад оптически тонкой компоненты (F^{thin}), особенно на высоких частотах, приводит к тому, что излучение на фиксированной частоте формируется не в окрестности одного слоя с $\tau_{\nu,p} \sim 1$, а в протяженном диапазоне высот ($\tau_{\nu,p} < 1$). В результате ухудшается локализация области формирования сигнала по высоте и снижается чувствительность спектра к температуре отдельных слоев, что ухудшает обусловленность задачи восстановления температурно-высотного профиля, рассматриваемой в данной работе как обратная задача (инверсия спектра). Дополнительную неопределенность вносит учет теплового тормозного излучения, а также возможные погрешности реконструкции магнитного поля.

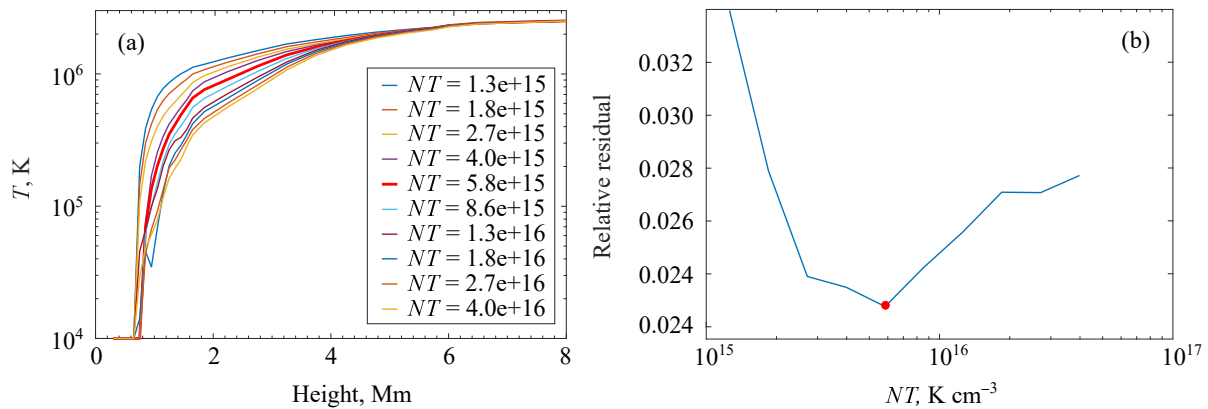


Рис. 10. Определение оптимального давления NT . Панель (a): температурные профили при различных значениях NT . Профиль, соответствующий оптимальному значению $NT = 5.8 \times 10^{15} \text{ K cm}^{-3}$, выделен красным. Панель (b): зависимость относительной невязки от значения NT .

Сопоставление с ранее опубликованными результатами, полученными для той же активной области NOAA 11312, демонстрирует согласованность оценок основных параметров. Так, в работе Stupishin et al. (2018) были опубликованы корональные температуры 1.5–2.5 МК и плотности порядка $(1\text{--}5) \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, что согласуется с результатами настоящей работы. Принципиальное отличие заключается в формализации задачи. В настоящей работе инверсия сформулирована в строгой матричной форме и сведена к решению переопределенной системы линейных уравнений с регуляризацией. Это обеспечивает формальную устойчивость решения, позволяет явно задавать и варьировать вес регуляризующих условий, количественно оценивать невязку и контролировать сходимость, снижает зависимость результата от выбора начального приближения и делает алгоритм воспроизводимым и пригодным для систематического применения к различным наблюдениям. Предложенная схема также облегчает анализ чувствительности решения к шумам и параметрам дискретизации, что в предыдущей работе не рассматривалось в явной форме. Таким образом, реконструкция температурно-высотного профиля переводится из эвристической итерационной процедуры в строго формализованную задачу инверсии с контролируемой устойчивостью решения, что представляет собой существенное методическое развитие подхода.

В работе Alissandrakis et al. (2019) та же активная область исследовалась с использованием инверсии DEM по данным SDO/AIA. В рамках DEM-подхода температурно-плотностная структура восстанавливается в предположении стратификации и гидростатического равновесия; высотная шкала формируется интегрированием уравнений гидростатики при заданных граничных условиях. DEM-модели удовлетворительно воспроизводят наблюдаемые микроволновые спектры, однако

реконструкция ограничена диапазоном температур, чувствительных к каналам SDO/AIA, и требует модельного задания нижней границы переходной области.

В настоящей работе высотная привязка излучающих слоев определяется непосредственно условиями гирорезонансного формирования излучения через распределение магнитного поля, что обеспечивает независимую диагностику верхней переходной области и коронального плато температуры. Таким образом, оба подхода основаны на различных физических предпосылках и используют разные диагностические механизмы.

Сравнение полученного температурно-высотного профиля с полужемпирическими моделями серии FAL (Fontenla et al., 2009) показывает, что основные параметры находятся в согласии с типичными характеристиками активных областей: положение переходной области и уровень корональных температур соответствуют диапазонам, приводимым в этих моделях.

Следует учитывать, что модели FAL основаны на инверсии ультрафиолетовых и рентгеновских спектральных линий, формирующихся в условиях NLTE и нередко обладающих значительной оптической толщиной. В этом случае наблюдаемое излучение не является прямой функцией локальной температуры плазмы, а определяется полной задачей переноса излучения, включающей поглощение, переизлучение и перераспределение фотонов по частоте и высоте. Температурно-высотные профили FAL представляют собой результат решения NLTE-задачи, в которой распределения температуры и плотности подбираются для воспроизведения наблюдаемых спектральных линий.

В микроволновом диапазоне излучение носит непрерывный характер и формируется в условиях,

близких к локальному термодинамическому равновесию. Яркостная температура в слое с оптической толщиной порядка единицы непосредственно связана с электронной температурой плазмы, что позволяет более прямо интерпретировать наблюдения. Таким образом, микроволновая диагностика и NLTE-моделирование спектральных линий представляют собой два принципиально различных и комплементарных подхода к восстановлению термодинамической структуры солнечной атмосферы.

Перспективы развития метода связаны с расширением модели за пределы одномерного усреднения. Прежде всего, реальная структура солнечного пятна является неоднородной и включает различные зоны (пятно с тенью и полутенью, окружающие флоккулы и т.д.), обладающие различными магнитными и термодинамическими характеристиками.

Используемая в работе усредненная параметризация может быть расширена до отдельного описания этих областей. Дополнительное использование нескольких точек скана позволит пространственно разделить вклады различных частей пятна и перейти от одномерного усреднения к более реалистичному описанию его структуры. Естественным дальнейшим шагом является применение метода к двумерным картам яркостной температуры, полученным на интерферометрических радиотелескопах, что позволит отказаться от осевой симметрии и реализовать пространственно разрешенную инверсию температурно-высотной структуры.

Другим направлением развития является более строгий учет радиационного переноса, включая корректное описание вклада тормозного (free-free) излучения. На длинных волнах его роль возрастает вследствие увеличения коэффициента поглощения с длиной волны. В области коротких волн условие гирорезонансного формирования излучения для низких гармоник требует более высоких значений магнитного поля; если такие значения не достигаются на соответствующих высотах, относительный вклад free-free -компоненты увеличивается. Таким образом, на обоих краях микроволнового диапазона, а также в частотных интервалах с ослабленным гирорезонансом корректный учет тормозного излучения является необходимым для точного восстановления температурно-высотного профиля, особенно в корональной части.

Наконец, сопоставление результатов микроволновой инверсии с независимыми диагностическими методами, в частности с DEM-анализом по данным EUV-наблюдений, представляется перспективным направлением дальнейших исследований. Поскольку данные подходы основаны на различных механизмах формирования излучения, их согласованное применение способствует формированию

более целостного представления о температурно-высотной структуре активных областей.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнено развитие и формализация итерационного метода восстановления температурно-высотного профиля солнечной атмосферы по многочастотным микроволновым наблюдениям. В отличие от ранее использовавшейся схемы, задача решена в виде формализованной инверсии переопределенной системы линейных уравнений с регуляризацией, что обеспечивает устойчивость, контролируемость и воспроизводимость решения.

Численные тесты на синтетических данных продемонстрировали надежность алгоритма и его сходимость при наличии шумов. Применение метода к наблюдениям активной области NOAA 11312 (РАТАН-600, диапазон 3–18 ГГц) позволило восстановить температурно-высотный профиль с корональными температурами порядка $(2.0\text{--}2.5) \times 10^6$ К и электронными плотностями $(2.3\text{--}2.9) \times 10^9$ см $^{-3}$ при хорошем согласовании модельных и наблюдаемых спектров.

Сопоставление с опубликованными результатами независимых диагностических подходов показывает согласие по основным характеристикам температурной структуры в области переходной зоны и нижней короны. Используемое однородное приближение определяет пределы интерпретации полученного профиля и задает направления дальнейшего совершенствования метода.

БЛАГОДАРНОСТИ

Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта «Наука и университеты». Авторы благодарят команду проекта SDO за возможность использования данных, полученных с помощью этого инструмента.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания САО РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. E. Alissandrakis, V. M. Bogod, T. I. Kaltman, et al., *Sol. Phys.* **294** (2), article id. 23 (2019). DOI:10.1007/s11207-019-1406-x
2. C. E. Alissandrakis, M. R. Kundu, and P. Lantos, *Astron. and Astrophys.* **82**, 30 (1980).
3. E. Antonucci, L. Harra, R. Susino, and D. Telloni, *Space Science Reviews* **216** (8), article id. 117 (2020). DOI:10.1007/s11214-020-00743-1
4. M. J. Aschwanden, *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions*, 2nd ed. (Springer Berlin, 2005). DOI:10.1007/3-540-30766-4
5. V. M. Bogod, A. M. Alesin, and A. A. Pervakov, *Astrophysical Bulletin* **66**, 205 (2011). DOI:10.1134/S1990341311020076
6. V. M. Bogod, M. K. Lebedev, N. E. Ovchinnikova, et al., *Cosmic Research* **61** (1), 27 (2023). DOI:10.1134/S001095252301001X
7. J. M. Borrero and K. Ichimoto, *Living Reviews in Solar Physics* **8** (1), article id. 4 (2011). DOI:10.12942/lrsp-2011-4
8. J. W. Brosius and G. D. Holman, *Astrophys. J.* **342**, 1172 (1989). DOI:10.1086/167674
9. M. C. M. Cheung, P. Boerner, C. J. Schrijver, et al., *Astrophys. J.* **807** (2), article id. 143 (2015). DOI:10.1088/0004-637X/807/2/143
10. G. Del Zanna and H. E. Mason, *Living Reviews in Solar Physics* **15** (1), article id. 5 (2018). DOI:10.1007/s41116-018-0015-3
11. G. A. Dulk, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **23**, 169 (1985). DOI:10.1146/annurev.aa.23.090185.001125
12. G. D. Fleishman, S. A. Anfinogentov, A. G. Stupishin, et al., *Astrophys. J.* **909** (1), id. 89 (2021). DOI:10.3847/1538-4357/abdab1
13. J. M. Fontenla, W. Curdt, M. Haberleiter, et al., *Astrophys. J.* **707**, 482 (2009). DOI:10.1088/0004-637X/707/1/482
14. D. E. Gary and C. U. Keller, *Solar and Space Weather Radiophysics* (Springer, Dordrecht, 2004). DOI:10.1007/1-4020-2814-8
15. G. B. Gelfreikh and B. I. Lubyshev, *Sov. Astron.* **23**, 316 (1979).
16. I. G. Hannah and E. P. Kontar, *Astron. and Astrophys.* **539**, id. A146 (2012). DOI:10.1051/0004-6361/201117576
17. P. G. Judge, *Astrophys. J.* **708** (2), 1238 (2010). DOI:10.1088/0004-637X/708/2/1238
18. J. Lee, *Space Science Reviews* **133** (1-4), 73 (2007). DOI:10.1007/s11214-007-9206-2
19. B. W. Lites and A. Skumanich, *Astrophys. J.* **348**, 747 (1990). DOI:10.1086/168284
20. P. Maltby, E. H. Avrett, M. Carlsson, et al., *Astrophys. J.* **306**, 284 (1986). DOI:10.1086/164342
21. A. Nindos, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* **7**, id. 57 (2020). DOI:10.3389/fspas.2020.00057
22. G. M. Nita, G. D. Fleishman, A. A. Kuznetsov, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **267** (1), id. 6 (2023). DOI:10.3847/1538-4365/acd343
23. Y. N. Parijskij, *IEEE Antennas and Propagation Magazine* **35** (4), 7 (1993). DOI:10.1109/74.229840
24. F. Reale, *Living Reviews in Solar Physics* **11** (1), article id. 4 (2014). DOI:10.12942/lrsp-2014-4
25. K. Shibasaki, C. E. Alissandrakis, and S. Pohjolainen, *Sol. Phys.* **273** (2), 309 (2011). DOI:10.1007/s11207-011-9788-4
26. V. A. Slemzin, F. F. Goryaev, and S. V. Kuzin, *Plasma Physics Reports* **40** (11), 855 (2014). DOI:10.1134/S1063780X14110051
27. S. K. Solanki, *Astron. Astrophys. Rev.* **11** (2-3), 153 (2003). DOI:10.1007/s00159-003-0018-4
28. S. K. Solanki, B. Inhester, and M. Schüssler, *Reports on Progress in Physics* **69** (3), 563 (2006). DOI:10.1088/0034-4885/69/3/R02
29. L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases* (John Wiley and Sons, New York, 1962).
30. A. G. Stupishin, T. I. Kaltman, V. M. Bogod, and L. V. Yasnov, *Sol. Phys.* **293**, article id. 13 (2018). DOI:10.1007/s11207-017-1228-7
31. J. E. Vernazza, E. H. Avrett, and R. Loeser, *Astrophys. J. Suppl.* **45**, 635 (1981). DOI:10.1086/190731
32. V. V. Zheleznyakov, *Radiation in Astrophysical Plasmas* (Springer, Dordrecht, 1996). DOI:10.1007/978-94-009-0201-5
33. E. Y. Zlotnik, *Sov. Astron.* **12**, 464 (1968a).
34. E. Y. Zlotnik, *Sov. Astron.* **12**, 245 (1968b).
35. E. Y. Zlotnik, M. R. Kundu, and S. M. White, *Radiophysics and Quantum Electronics* **39** (3), 255 (1996). DOI:10.1007/BF02144449

Determination of the Height–Temperature Profile Above a Sunspot from Multifrequency Radio Observations

T. I. Kaltman¹, A. G. Stupishin¹, and G. A. Makoev¹

¹Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhnii Arkhyz, 369167 Russia

An iterative method is presented for reconstructing the height–temperature profile of the solar atmosphere above a sunspot from multifrequency spectropolarimetric microwave observations. It is assumed that the emission is formed predominantly by the gyroresonance mechanism at harmonics of the gyrofrequency, and that the contribution at each frequency is associated with a layer whose optical depth is of order unity. The frequency–height correspondence is determined from extrapolation of the photospheric magnetic field into the corona. The profile reconstruction is reduced to solving an overdetermined system of linear equations with regularization, which ensures noise stability and physical smoothness of the profile. The method is tested using synthetic data for a dipole sunspot model and is applied to observations of the active region NOAA 11312 obtained with the RATAN-600 radio telescope. The resulting temperature profiles are consistent with modern models of active regions and reproduce the observed spectra in the 3–18 GHz range with an accuracy of a few percent.

Keywords: *Sun: active regions, corona, magnetic fields, radio emission*