



**XXIX Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца  
"Солнечная и солнечно-земная физика – 2025"  
(ССЗФ-2025)**

Секция. Активные солнечные образования, процессы и явления

## **К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ НАД АКТИВНЫМИ ОБЛАСТЯМИ ПО РАДИОНАБЛЮДЕНИЯМ**

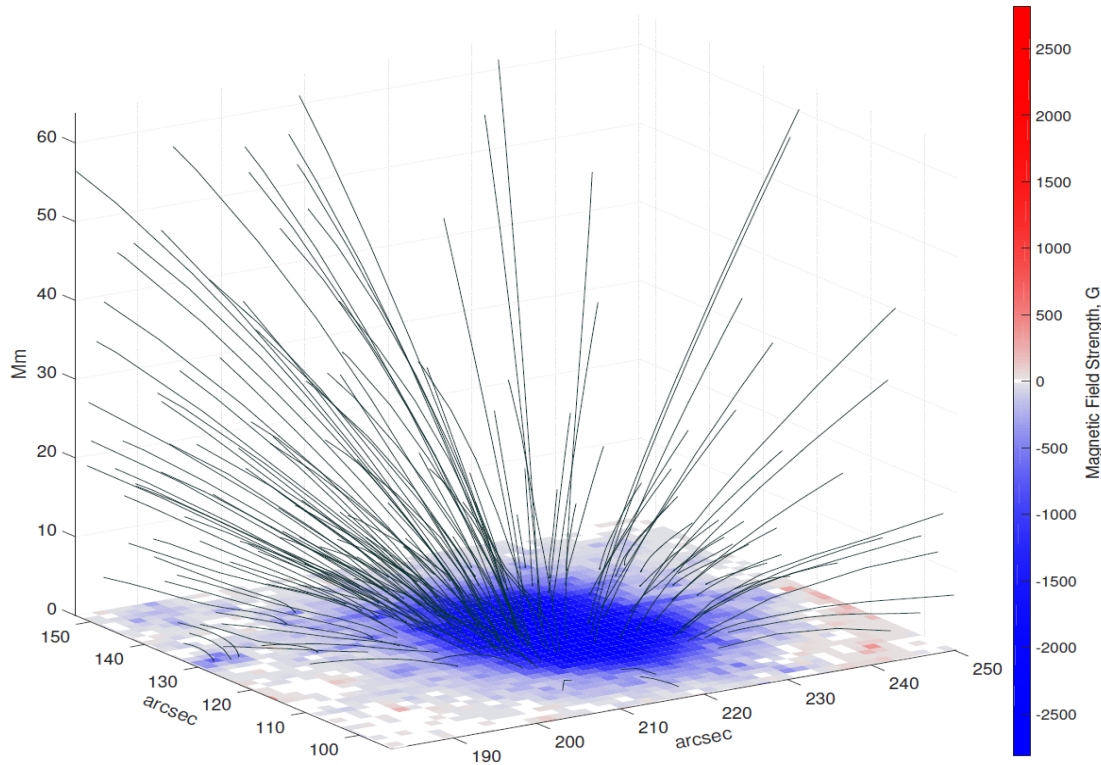
**А. Г. Ступишин, Г. А. Макоев, Т. И. Кальтман**

*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия*

[agstup@yandex.ru](mailto:agstup@yandex.ru)

Исследование солнечных пятен остаётся ключевой задачей физики Солнца. Представлен новый метод восстановления температурного профиля атмосферы над активными областями по радионаблюдениям на РАТАН-600. Метод основан на сопоставлении наблюдаемых и модельных спектров в широком диапазоне частот и использует 3D-реконструкцию магнитного поля (NLFFF). Введена регуляризация, обеспечивающая физическую устойчивость решения. Метод обобщён на случай неоднородных пятен — отдельно анализируются тень и полутень. Получены профили температуры и плотности, согласованные с радиоданными и магнитным полем. Метод даёт новые возможности для диагностики солнечной атмосферы.

Магнитное поле по 3-D наблюдениям SDO/HMI реконструируется над активной областью в предположении нелинейного бессилового приближения (NLFFF):



Идея:

Wheatland, Sturrock, Roumeliotis,  
2000, *ApJ*, **540**, 1150.

Wiegelmann, 2004, *Solar Phys*,  
**219**, 87.

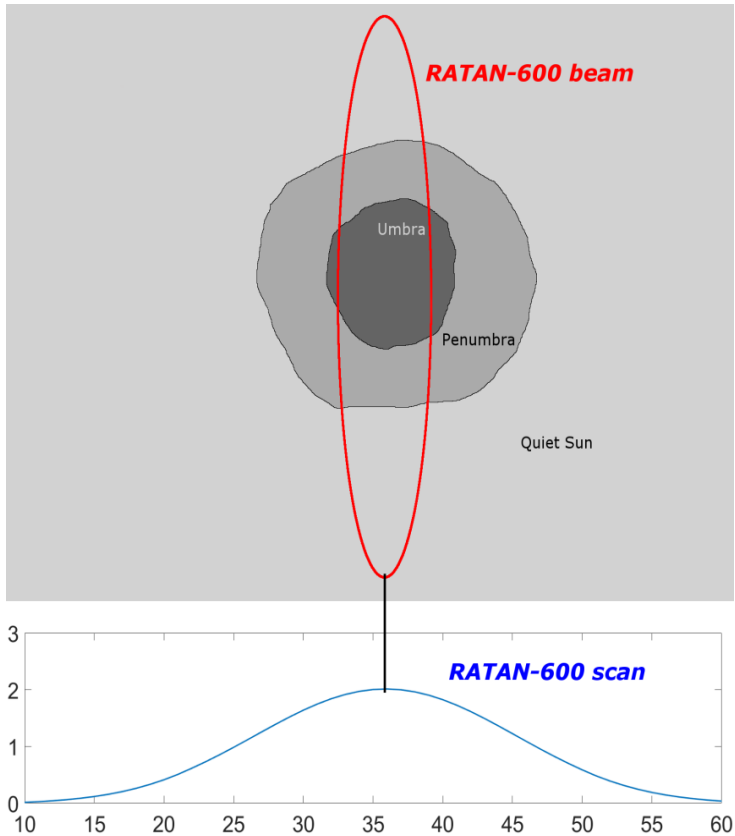
Реализация:

Fleishman, Anfinogentov,  
Loukitcheva, Mysh'yakov,  
Stupishin,  
2017, *ApJ*, **839**, 30

Показана 3D-конфигурация магнитного поля активной области, полученная в нелинейном бессиловом приближении (NLFFF) на основе векторных магнитограмм SDO/HMI. Эта реконструкция задаёт геометрию силовых линий и распределение магнитной индукции по высоте, что критично для расчёта гирорезонансного вклада в радиоизлучение и корректного сопоставления моделируемых спектров с наблюдаемыми.

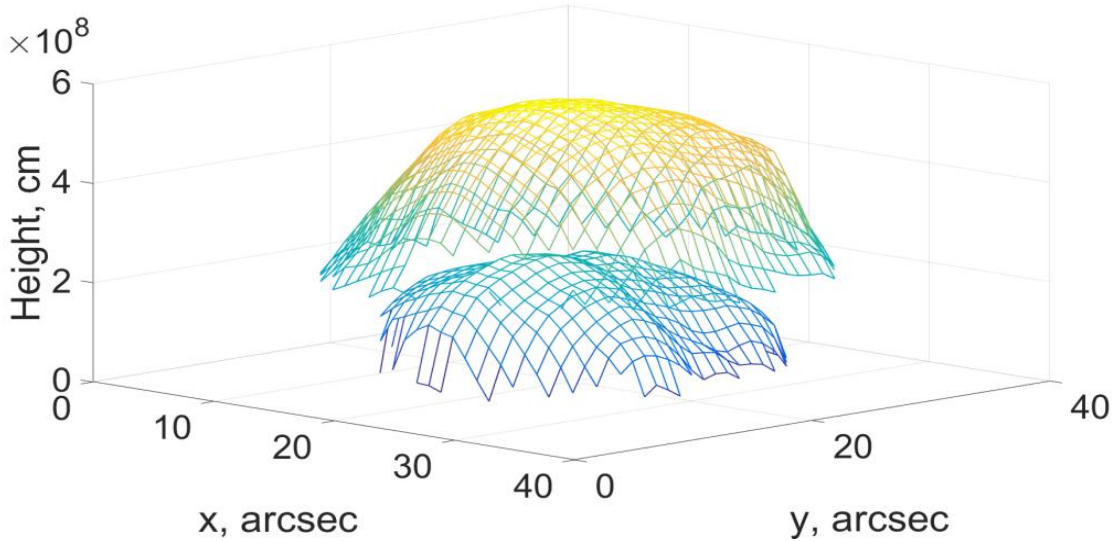
Общая идея: атмосфера параметризуется некоторым набором высотных интервалов. Для каждого интервала задаются начальные электронные температура  $T$  и плотность  $N_e$ . На каждой частоте вычисляется вклад этих интервалов в наблюдаемый поток в обеих поляризациях; дальше корректируются  $T$  и  $N_e$  так, чтобы минимизировать расхождение с наблюдаемыми спектрами.

Заранее отметим, что температура и плотность не независимы: давление, пропорциональное произведению температуры на плотность, не должно сильно меняться на малых пространственных масштабах (условие локального термодинамического равновесия). В данной работе мы предполагаем, что  $N_e T = \text{const}$ . Это приближение хорошо выполняется в нижней короне. Выше, в верхней короне, произведение  $N_e T$  подчиняется барометрической формуле (величина медленно меняется с высотой, поскольку с высотой давление падает), но это, по нашим оценкам, не сильно влияет на полученные далее результаты, хотя в дальнейших работах это необходимо учитывать.



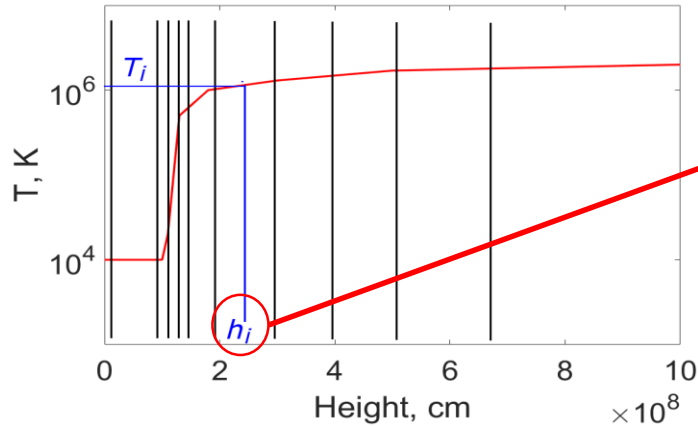
Получение одномерного скана RATAN-600

### Гиррезонансное излучение:



Пример высотной структура гироуровней (2-я и 3-я гармоники), АО 11312 10 октября 2011 09:00UT, 10.9 GHz, L-поляризация

Зададим набор высотных интервалов (интервалы могут быть более широкими в короне и более узкими в переходной области).  $i$ -й интервал характеризуется высотой  $h_i$  и (начальной) температурой  $T_i$ .



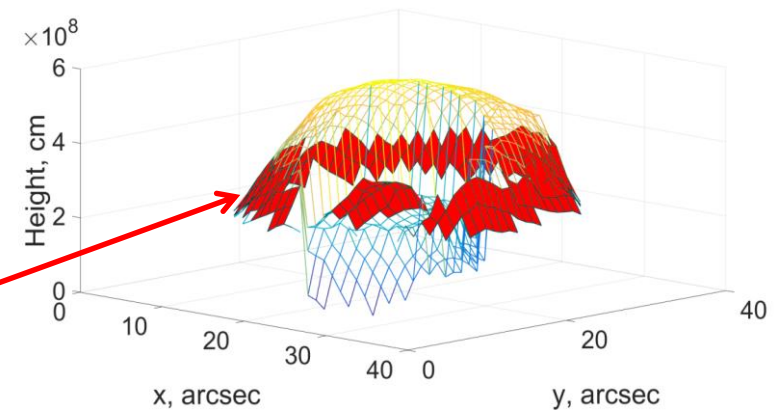
Для моделирования потока определим высоту  $h_i$  вокселей, определяющих поток в каждой точке карты (там, где оптическая толщина  $\tau = 1$ ) и соответствующий поток  $F_i$ . На каждой частоте полный поток складывается из суммы потоков  $F_i$  на каждой высоте и оптически тонкой части  $F_{thin}$ :

$$F_{calc} = F_{thin} + \sum F_i, \quad \sum(\text{red voxels}) = F_i$$

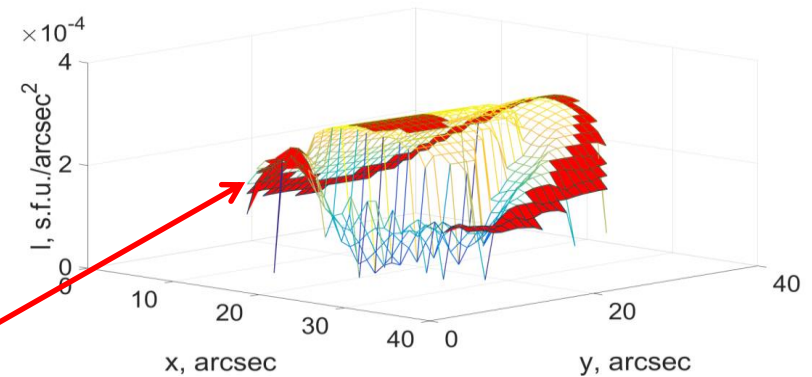
**Цель:** найти такой высотный профиль температуры, при котором смоделированное излучение максимально возможно приближает наблюдаемое:  $F_{obs} = F_{calc}$

Поскольку поток пропорционален температуре в слое с  $\tau = 1$ , можем найти корректировочные коэффициенты  $\alpha_i$ :

$$\tilde{T}_i = \alpha_i T_i \Rightarrow \tilde{F}_i = \alpha_i F_i \Rightarrow F_{obs} = \sum \tilde{F}_i + F_{thin} = \sum \alpha_i F_i + F_{thin}$$



Высоты излучения ( $\tau = 1$ ) и воксели, лежащие в  $i$ -м высотном интервале (красным цветом)



Интенсивность (умноженная на ДНА РАТАН-600) и воксели, дающие вклад в  $F_i$  (красным цветом)

Иллюстрация показывает высоты, где оптическая толщина достигает  $\tau \approx 1$ , и соответствующие воксели, формирующие поток. Это связывает наблюдаемую частоту с диапазоном высот и режимом излучения над пятном, позволяя локализовать вклад из разных слоёв атмосферы. Модельные интенсивности (с учётом диаграммы направленности) формируются суммой вкладов вокселей на разных высотах. Выделенные красным зоны дают основной вклад. Такая визуализация объясняет, почему изменение температуры в узком диапазоне высот приводит к заметным изменениям спектра на выбранных частотах.

Записывая полученное линейное уравнение  $\sum \alpha_i F_i = F_{obs} - F_{thin}$  для каждой поляризации на каждой частоте, получим систему линейных уравнений для нахождения корректирующих коэффициентов  $\alpha_i$ :  $\mathbf{F}\vec{\alpha} = \vec{f}$ , где

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} R_1^{(1)} & R_2^{(1)} & \dots & R_M^{(1)} \\ R_1^{(2)} & R_2^{(2)} & \dots & R_M^{(2)} \\ \dots & \dots & \ddots & \dots \\ R_1^{(N_R)} & R_2^{(N_R)} & \dots & R_M^{(N_R)} \\ L_1^{(1)} & L_2^{(1)} & \dots & L_M^{(1)} \\ L_1^{(2)} & L_2^{(2)} & \dots & L_M^{(2)} \\ \dots & \dots & \ddots & \dots \\ L_1^{(N_L)} & L_2^{(N_L)} & \dots & L_M^{(N_L)} \end{pmatrix}, \quad \vec{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \dots \\ \alpha_M \end{pmatrix}, \quad \vec{f} = \begin{pmatrix} R_{obs}^{(1)} - R_{thin}^{(1)} \\ R_{obs}^{(2)} - R_{thin}^{(2)} \\ \dots \\ R_{obs}^{(N_R)} - R_{thin}^{(N_R)} \\ L_{obs}^{(1)} - L_{thin}^{(1)} \\ L_{obs}^{(2)} - L_{thin}^{(2)} \\ \dots \\ L_{obs}^{(N_L)} - L_{thin}^{(N_L)} \end{pmatrix}.$$

Здесь  $R, L$  – потоки правой и левой поляризациях,  $N_R, N_L$  – количество частот в правой и левой поляризации,  $M$  – количество высотных интервалов, верхний индекс относится к частоте, нижний – к высотному интервалу.

Система уравнений «частота-поляризация  $\rightarrow$  вклад по высотам» обычно получается переопределённой (количество «частотных» уравнений должно быть больше количества высотных интервалов) и будет решаться методом наименьших квадратов.

Задача нахождения корректирующих коэффициентов является некорректной, так как малые ошибки в наблюдениях и/или грубость модели могут приводить к неоправданно завышенным или заниженным температурам. Чтобы исключить такие нефизичные осцилляции температуры между соседними интервалами, вводятся добавочные регуляризирующие «температурные» уравнения со сглаживающим условием: требование, чтобы температуры на соседних высотах не отличались слишком сильно. Для каждой пары соседних высотных интервалов вводится уравнение

$$\alpha_i T_i - \alpha_{i+1} T_{i+1} = 0$$

Вводя температурную матрицу

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

получаем окончательную систему уравнений:

$$\Theta \vec{\alpha} = \vec{\phi}, \text{ где } \Theta = \begin{pmatrix} \mathbf{F} \\ \mathbf{T} \end{pmatrix}, \vec{\phi} = \begin{pmatrix} \vec{f} \\ \vec{0} \end{pmatrix}$$

Эта система уже наверняка переопределена (поскольку добавлено  $M-1$  «температурных» уравнений), и решение ищется в смысле наименьших квадратов (минимизируется невязка между наблюдаемыми и расчетными потоками):

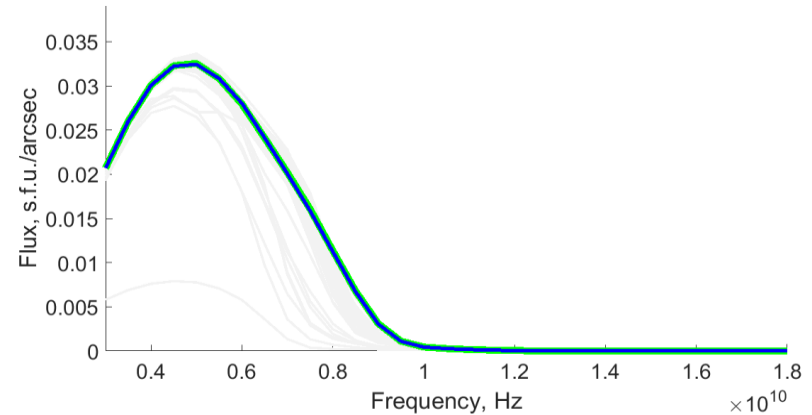
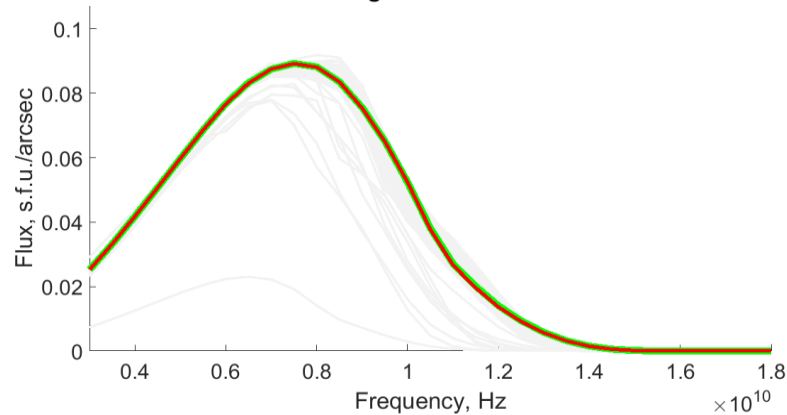
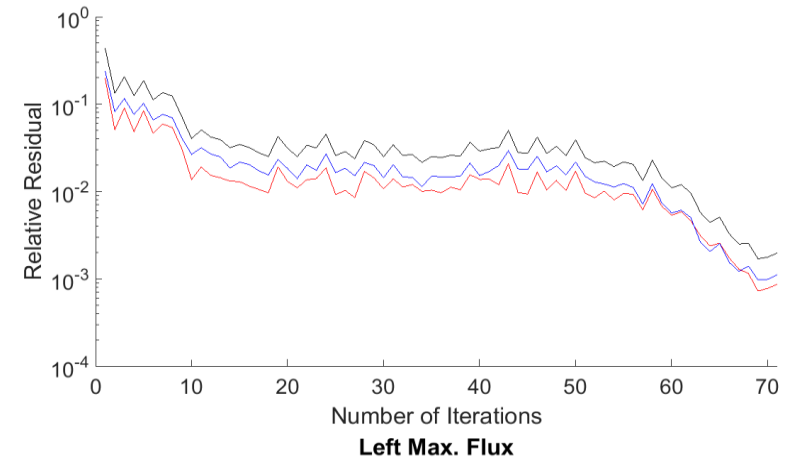
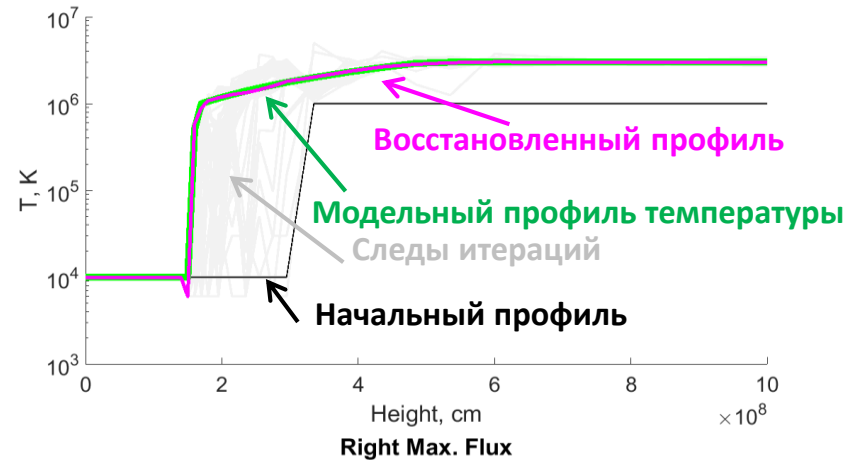
$$\vec{\alpha} = (\Theta' \mathbf{W} \Theta)^{-1} \Theta' \mathbf{W} \vec{\phi}$$

Здесь  $\mathbf{W}$  – диагональная матрица весов. Тонкая настройка весов уравнений позволяет улучшить качество приближения: так, веса для частотных уравнений могут быть подобраны в зависимости от качества наблюдательных данных (меньшие веса для более зашумленных частот), а веса для температурных уравнений могут быть ниже вблизи переходной области (там, где ожидаются значительные градиенты температуры по высоте), и больше в верхней короне.

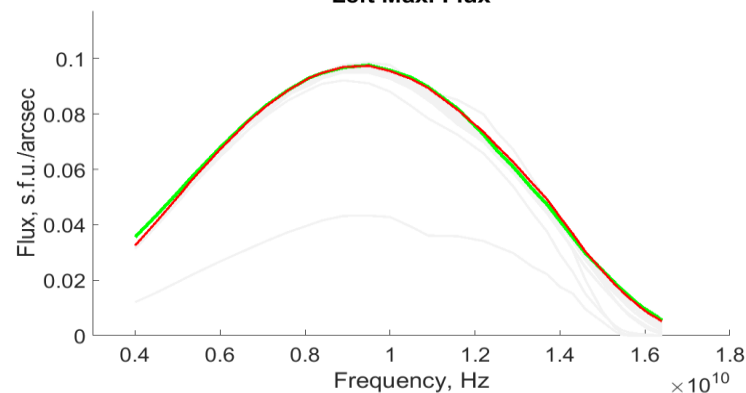
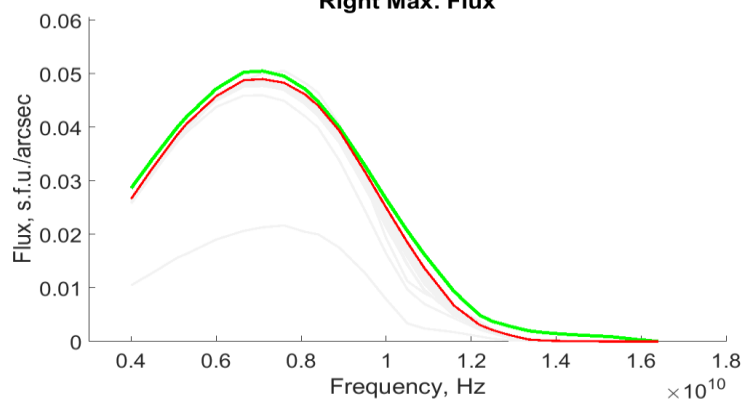
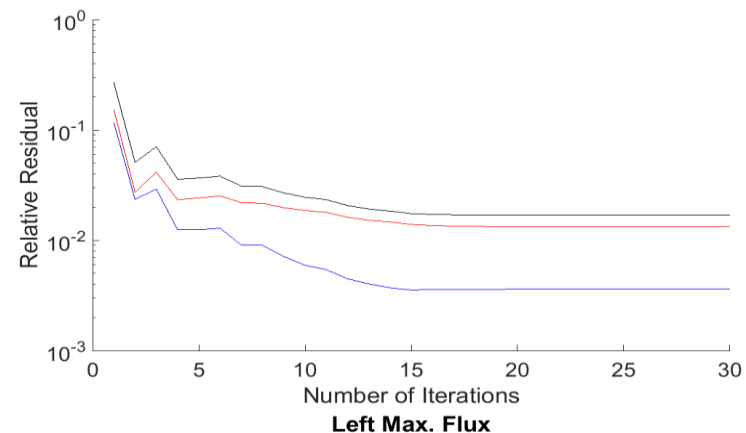
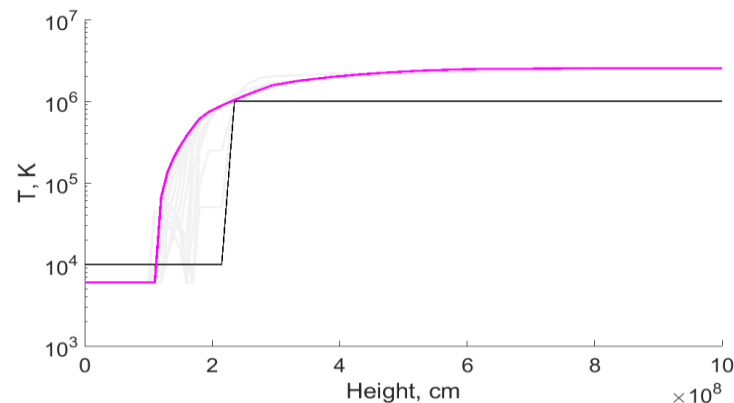
После каждой коррекции параметров меняются « $\tau=1$ »-области и состав вкладов от разных вокселей — поэтому требуется применять метод итеративно. Если принятая модель атмосферы хорошо соответствует реальной, восстановленное магнитное поле адекватно описывает реальное, и ошибки в наблюдениях не слишком высоки, то итерации сходятся достаточно быстро, что показано далее на применении метода к модельным и реальным активным областям.



# Итерации и сходимость



Сравнение начального, промежуточного и восстановленного профилей демонстрирует сходимость метода: расхождение «наблюдение–модель» уменьшается по мере итераций, а профиль становится гладким и физически правдоподобным. Важно, что при пересчёте меняется состав вокселей-вкладчиков на каждой частоте, поэтому сходимость контролируется по спектрам в целом, а не точечно.

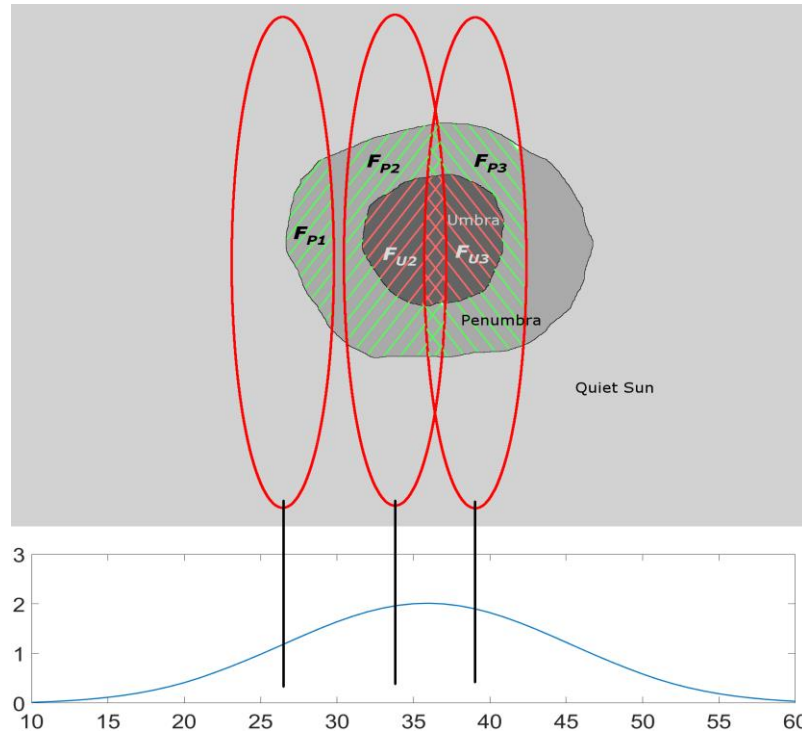


Широкая переходная область: влияние неоднородности атмосферы (переходная область расположена ниже над тенью и выше над полутенью, что приводит к пространственному «размыванию» по высоте).

Показан ключевой эффект: переходная область располагается ниже над тенью и выше над полутенью. Это создаёт вертикальную и горизонтальную «размытость» границ по пятну и объясняет, почему одномерная аппроксимация без отдельного анализа зон даёт систематические ошибки. Разделение на тень/полутень позволяет восстанавливать более реалистичные профили.



## Обобщение для нескольких точек скана и нескольких зон пятна:



Обобщенный метод применим и к радиотелескопам,  
дающим двумерное изображение

$$\begin{pmatrix} \mathbf{F}_{P1} & \mathbf{F}_{U1} \\ \mathbf{F}_{P2} & \mathbf{F}_{U2} \\ \mathbf{F}_{P3} & \mathbf{F}_{U3} \\ \mathbf{T}_P & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{T}_U \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{\alpha}_P \\ \vec{\alpha}_U \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{f}_1 \\ \vec{f}_2 \\ \vec{f}_3 \\ \vec{0} \\ \vec{0} \end{pmatrix}$$

**Регуляризация:**

$$\begin{pmatrix} \mathbf{F}_{P1} & \mathbf{F}_{U1} \\ \mathbf{F}_{P2} & \mathbf{F}_{U2} \\ \mathbf{F}_{P3} & \mathbf{F}_{U3} \\ \mathbf{T}_P & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{T}_U \\ \mathbf{D}_P & -\mathbf{D}_U \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{\alpha}_P \\ \vec{\alpha}_U \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{f}_1 \\ \vec{f}_2 \\ \vec{f}_3 \\ \vec{0} \\ \vec{0} \\ \vec{0} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{D}_m = \begin{pmatrix} T_{m1} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & T_{m2} & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \ddots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & T_{mM} \end{pmatrix}$$

Метод расширяется на несколько положений диаграммы направленности в одномерном скане, а также переносится на инструменты с двумерными радиокартами. Это повышает статистическую определённость обратной задачи и позволяет совместно учитывать неоднородность вдоль скана и поперёк него, подготавливая метод к анализу 2D-наблюдений.

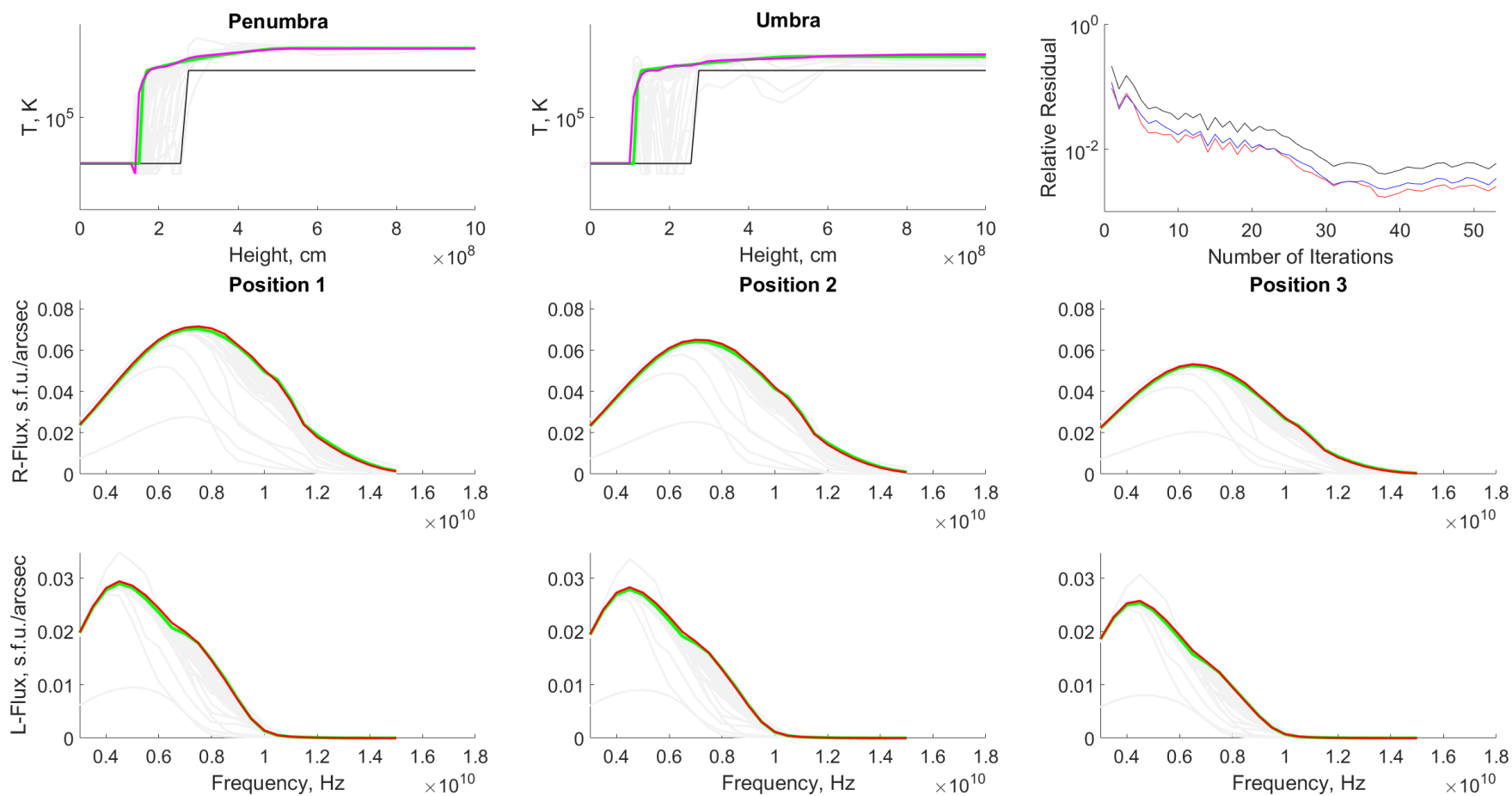
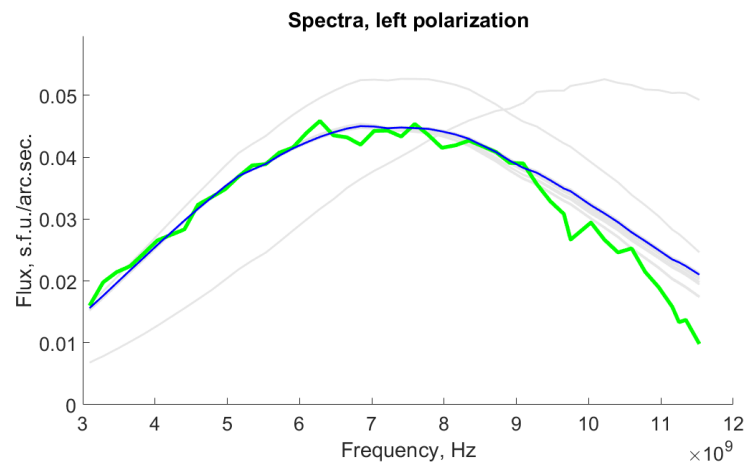
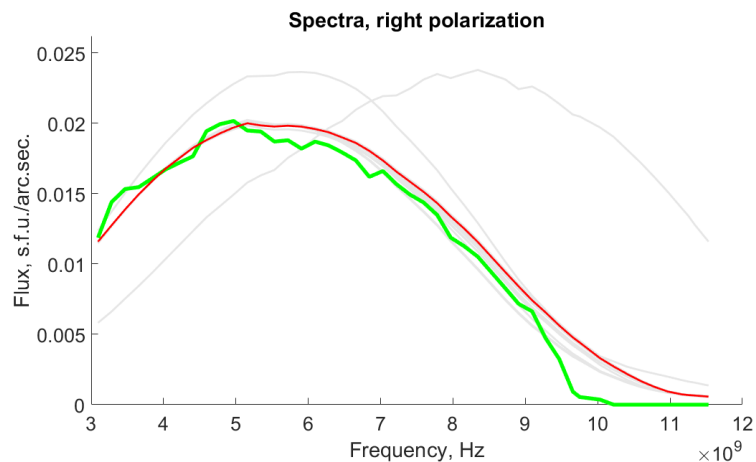
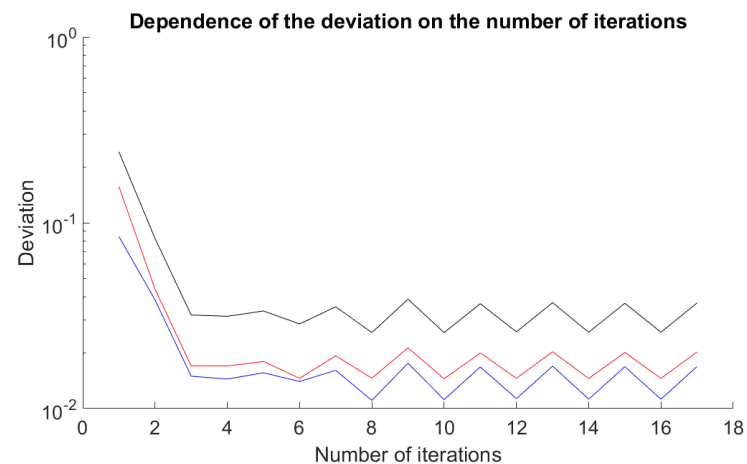
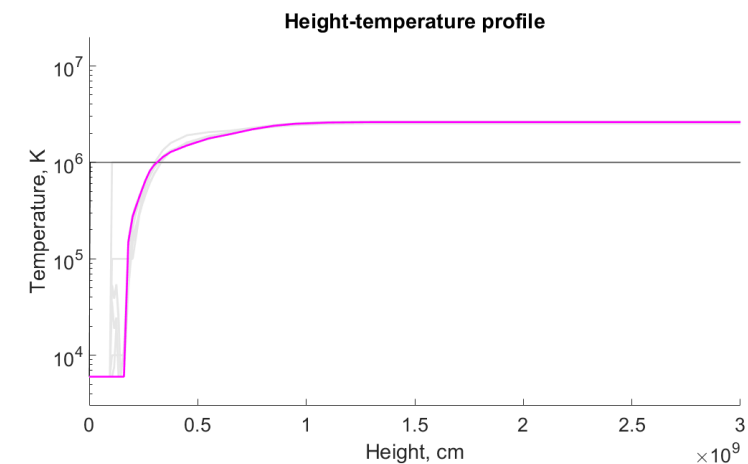


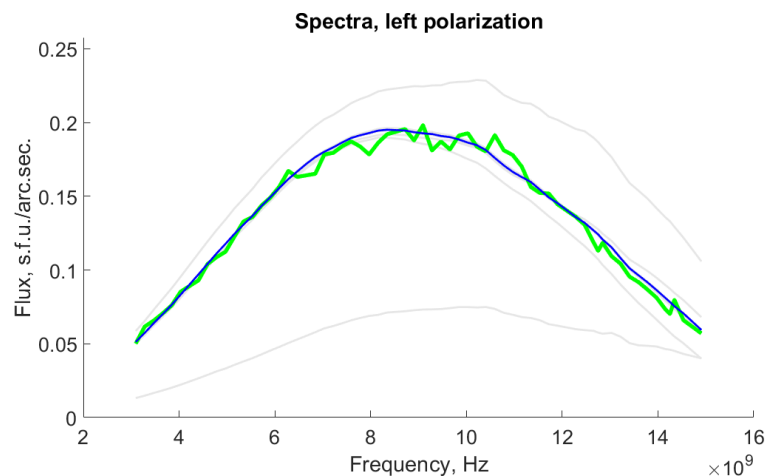
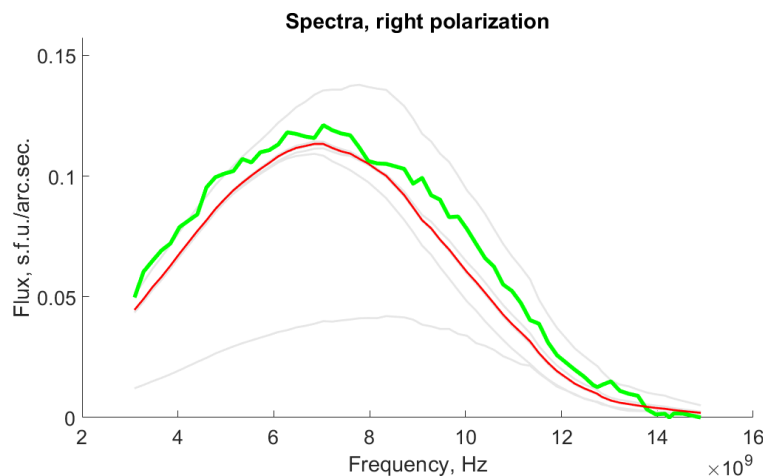
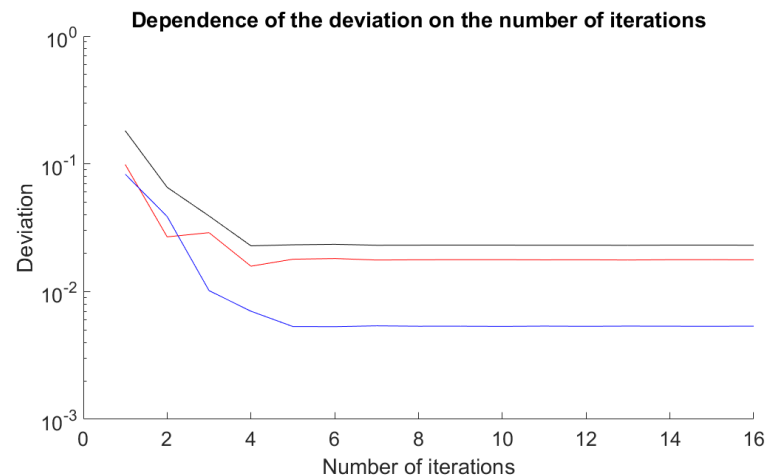
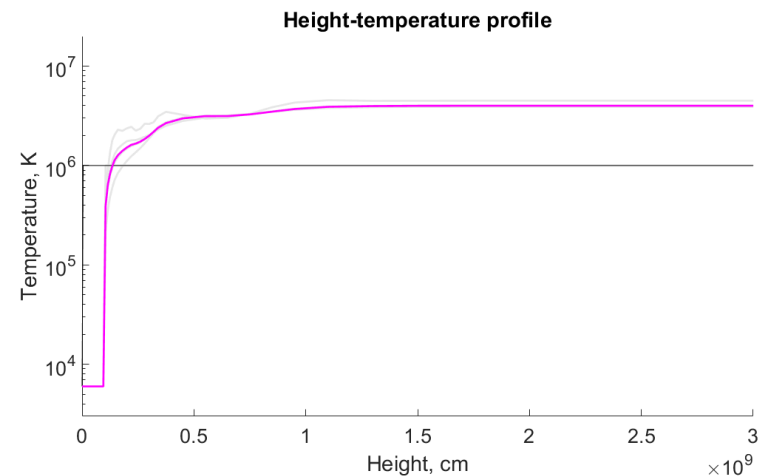
Иллюстрация результата работы обобщённого алгоритма, использующего спектры РАТАН-600, полученные в трёх различных точках скана, с построением температурно-высотных профилей для тени и полутени.

## Активная область 12794



Для **АО 12794** вертикальный профиль температуры  $T(h)$  восстановлен из наблюдаемых спектров РАТАН-600 без их предварительного сглаживания и без разбиения пятна на тень/полутень. В верхнем диапазоне частот сложнее разнести вклад циклотронного (гирорезонансного) и теплового тормозного излучения, особенно для обыкновенной моды (O-mode, исключение верхних частотных каналов приводит к более устойчивой сходимости инверсии и исчезновению нефизических осцилляций в  $T(h)$ ), при этом итоговые оценки для корональных температур и высоты переходной области остаются в ожидаемых диапазонах.

# Активная область АО 12835



В случае **AR 12835** инверсия по спектрам РАТАН-600 демонстрирует хорошее согласие вплоть до 15 ГГц, хотя расчетный поток O-mode с реконструированным температурным профилем получается немного заниженным относительно наблюдаемого уровня; полученный профиль  $T(h)$  остаётся гладким и физически правдоподобным.

В ранних расчётах (см., напр., [1]) для ряда областей наблюдательные спектры сглаживались (для повышения визуальной гладкости). В последних двух представленных примерах использованы исходные спектры РАТАН-600 без дополнительного сглаживания. Показательно, что инверсия стабильно сходится и без предобработки.

## ◆ ВЫВОДЫ

Разработанный метод восстановления параметров солнечной атмосферы по радионаблюдениям демонстрирует высокую устойчивость и физическую достоверность получаемых решений. Он обеспечивает качественную реконструкцию распределения температуры и плотности на основе реалистичных моделей магнитного поля и электронной температуры.

Регуляризация с условием сглаживания температурного профиля позволяет корректно решать переопределённую систему уравнений и получать непрерывные распределения температуры по высоте. Разделение анализа тени и полутени солнечного пятна выявило существенные различия в положении переходной области: над тенью она расположена ниже, чем над полутенью, что указывает на сложную вертикально-горизонтальную структуру атмосферы.

При применении метода к реальным активным областям получены параметры, хорошо согласующиеся с современными представлениями о солнечной атмосфере: температура нижней короны составляет **2–2,5 МК**, плотность электронов —  **$(1–5) \times 10^9 \text{ см}^{-3}$** , высота переходной области — **1–2 Мм**.

Метод сохраняет устойчивость в корональных слоях и чувствительность к структуре переходной области. Он может быть обобщён на случай неоднородной атмосферы над различными частями активной области (тенью, полутенью и др.), а также адаптирован для обработки наблюдений с нескольких положений диаграммы направленности или двумерных радиокарт, получаемых другими инструментами.

Результаты подтверждают перспективность подхода для детальной диагностики солнечных активных областей по данным многополосных и двумерных радионаблюдений.

## Литература

[1] Stupishin A.G. et al. Sol.r Phys. V. 293. I. 1. P. 13. 2018.