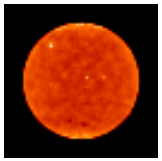
“Прогноз - 2023”
ИЗМИРАН, Троицк, 30.05.2023

РАДИОДИАГНОСТИКА СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Мельников В.Ф.

(ГАО РАН, Санкт-Петербург)



Революция в технике солнечных наблюдений

Новые подходы к получению изображений

Фурье-преобразования → Апертурный синтез + цифровая обработка сигналов

→ появление возможности строить радиоизображения нестационарных явлений на Солнце с высоким, недостижимым ранее в этих диапазонах, пространственным (~1”-10”) и временным (1-100мс) разрешением.

- *Радиоинтерферометры (Nobeyama, СРГ, MUSER, EOVSA → FASR, ALMA, LOFAR)*

Радиогелиограф в Нобеяме

17 ГГц – Stokes I, V, 10 arcsec
34 ГГц – Stokes I, 5 arcsec

Новые многочастотные радиотелескопы:

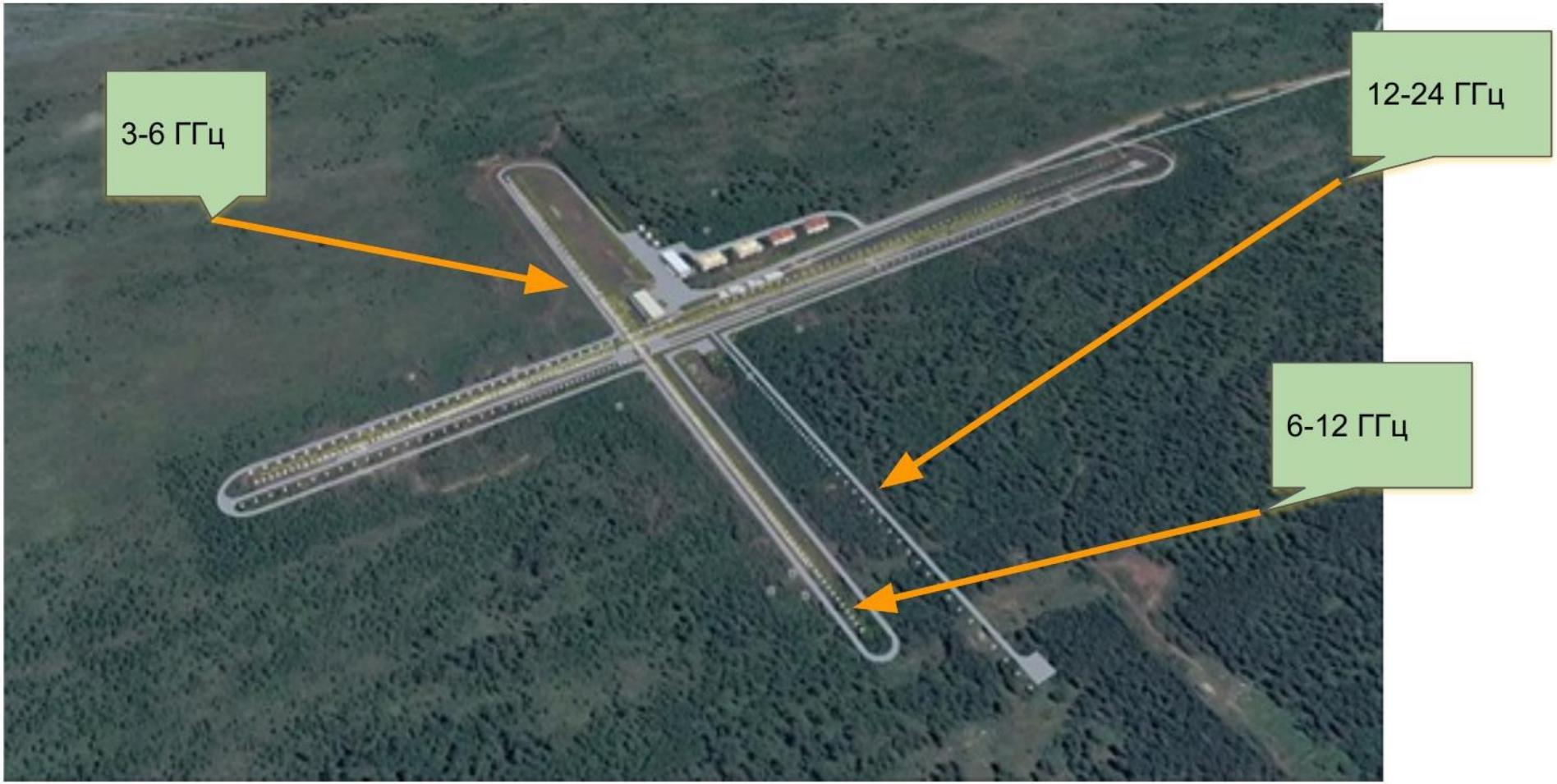
- LOFAR, 10-250 MHz
- Сибирский Радиогелиограф (СРГ), 3 – 6 ГГц, 6-12 ГГц, 12-24 ГГц
- MUSER, 0.4 – 2 ГГц; 2 – 15 ГГц
- EOVSA, 1 – 18 ГГц
- ALMA, 100 – 900 ГГц

→ Богатейшие возможности для радиодиагностики физических условий во вспышечной плазме!

Siberian Radio Heliograph (SRH)

- Three T-shaped antenna arrays (for three frequency ranges)
- Angular resolution: up to 10'' at 10 GHz.
- Temporal resolution (2D): ~ 0.1 s per frequency channel.
- 512 antennas;
- ≥ 16*3 (and up to > 100) working frequencies in the 3-24 GHz range.

Сибирский Радиогелиограф (СРГ)



“Большие вопросы” физики солнечной активности

1. Проблема солнечных вспышек.
   - Что является триггером энерговыделения?
   - Каков механизм энерговыделения (диссипации свободной магнитной энергии) ?
   - Каков механизм ускорения электронов и ионов?

2. Проблема CME.
   - Что является триггером и источником энергии выбросов корональной массы (CME)?
   - Как CME связаны со вспышками?

Модели вспышечного энерговыделения

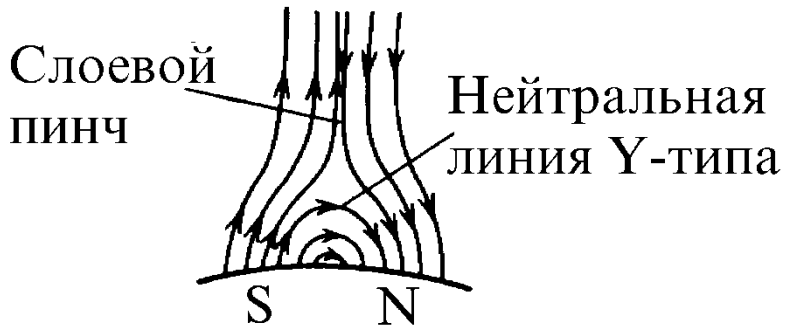
Сейчас общепринято, что причиной вспышки в солнечной короне являются процессы накопления свободной магнитной энергии и её преобразование в энергию частиц.

Часть высвобождаемой энергии магнитного поля уходит в объёмные потоки плазмы и тепловую энергию,

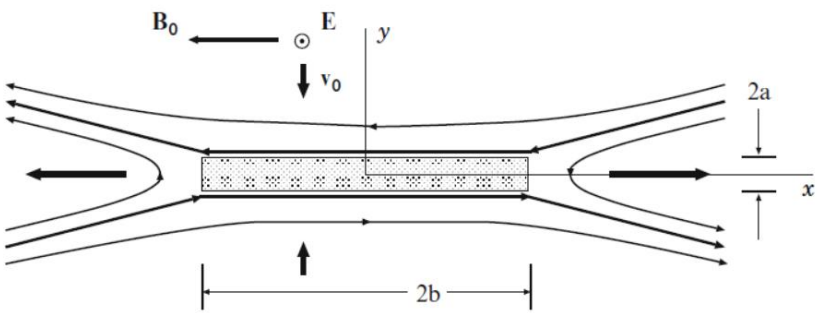
Другая значительная ее часть передаётся нетепловым электронам (ускорение), которые образуют степенной хвост в функции распределения .

Однако вопрос о том как именно происходит освобождение магнитной энергии всё ещё окончательно не решён.

Энерговыделение и ускорение частиц в токовых слоях вблизи нулевой линии магнитного поля

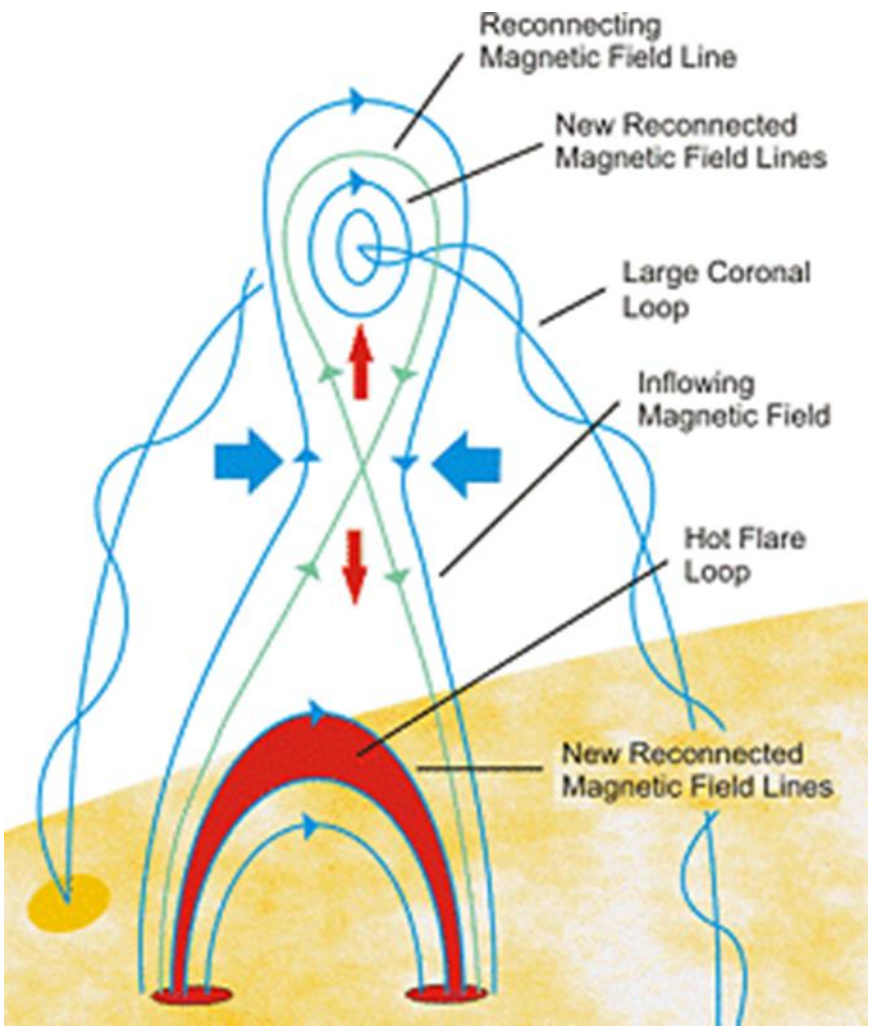


Наиболее вероятно возникновение вспышек вблизи нулевой линии магнитного поля, где поля противоположных полярностей направлены встречно друг к другу. Такая конфигурация неустойчива, и может произойти перезамыкание магнитного поля.



Токовый слой

«Стандартная» модель большой солнечной вспышки



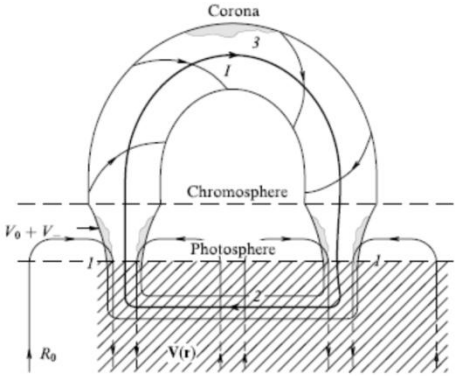
Тиринг неустойчивость приводит к фрагментации единого токового слоя на большое число «островов» с током и магнитным полем.

Это резко повышает эффективность энерговыделения и ускорения частиц

Drake et al. 2007-2021

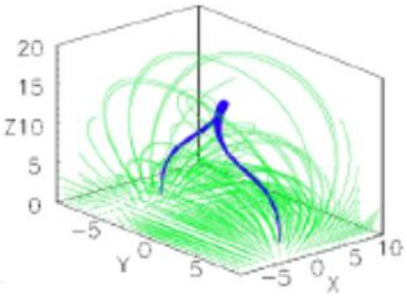
Модели энерговыделения и ускорения частиц в магнитных жгутах

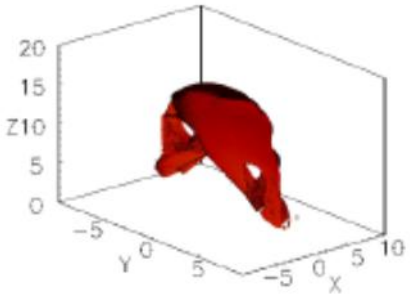
1) LCR – контурные модели (*Alfven, Carlquist 1967; Зайцев, Степанов 1991 - 2018*)



1. Развитие желобковой неустойчивости в вершине или в основаниях петли.
2. Попадание квазинейтральной плазмы в область тока.
3. Взрывное энерговыделение происходит при размыкании тока в цепи. Проводимость Каулинга.

2) Жгуты с kink-неустойчивостью и стохастическим ускорением в токовых микро-слоях *(Browning, Gordovsky 2017)*



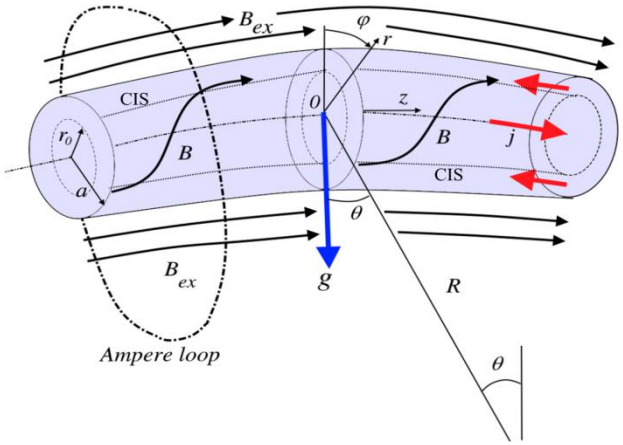


3) Бессиловые магнитные жгуты с внешним давлением

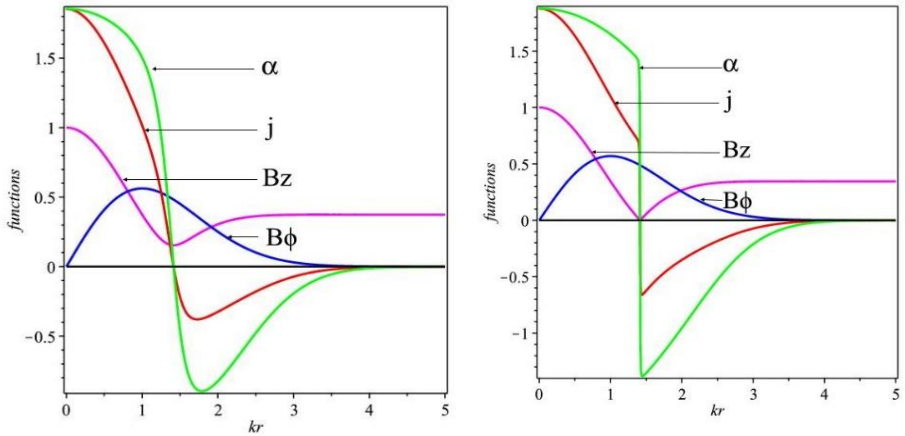
(Solov'ev, Kirichek, 2021)

1. Экранированность тока, т.е. равенство нулю полного электрического тока, протекающего через поперечное сечение жгута: $I = 0$. Наличие прямого и обратного тока. (*Паркер, 1965, 1969, 1979; и др.*)

2. Для поперечного равновесия жгута с бессиловой внутренней структурой поля необходимо иметь на его границе определенное внешнее давление (*Solov'ev, Kirichek, 2021*).



Уменьшение внешнего давления приводит к сильному нарастанию силы тока на поверхности, близкой к границе жгута и, как следствие, к взрывной диссипации тока и мощному энерговыделению.



РАДИОДИАГНОСТИКА СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Параметры энергичных электронов в магнитных петлях

(распределения *по энергиям, питч-углам, времени, пространству*)

- Кинетика электронов в магнитных петлях
- Турбулентность
- Механизмы ускорения

Параметры тепловой магнитоактивной плазмы

(напряженность и динамика магнитного поля, плотность плазмы, движение плазмы)

- Диссипация магнитного поля и электрических токов;
- Энерговыделение;
- Электрические поля
- Механизмы ускорения

Различия в распределениях энергичных электронов и их связь с характеристиками микроволнового излучения вспышечных петель

Перечисленные модели ускорения и транспорта электронов производят разные распределения электронов в наблюдаемых вспышечных петлях.

Только их сравнение с наблюдениями может дать ограничения и помочь в выборе наиболее адекватной модели!

Проиллюстрируем это на нескольких примерах, учитывая, что микроволновое (гиросинхротронное) излучение является чрезвычайно чувствительным к параметрам распределений энергичных электронов и параметрам магнитоактивной плазмы во вспышечных петлях.

Gyrosynchrotron emission of non-thermal electrons

General expressions for Emission and absorption coefficients :

$$j_\sigma(\omega,\vartheta) = \frac{4\pi^2 e^2}{c}\frac{\omega^2[\partial(\omega n_\sigma)/\partial\omega]}{(1+K_\sigma^2+\Gamma_\sigma^2)}\sum_{n=1}^{\infty}\int \gamma_e\beta^2 d^3p(1-\mu^2)f(p)\left[\frac{\Gamma_\sigma\sqrt{1-\eta^2}+K_\sigma(\eta-\beta\mu n_\sigma)}{n_\sigma\beta\sqrt{(1-\mu^2)(1-\eta^2)}}J_n(z)+J_n'(z)\right]^2$$
$$\times\,\delta(\gamma_e\omega - n\omega_{Be} - \gamma_e\beta n_\sigma\eta\mu\omega)\,,$$

$$\varkappa_\sigma(\omega,\vartheta) = -\frac{\pi\omega_{pe}^2}{(1+K_\sigma^2+\Gamma_\sigma^2)\{2n_\sigma[\partial(\omega n_\sigma)/\partial\omega]\}v_\sigma N}\sum_{n=1}^{\infty}\int d^3p(1-\mu^2)\left[\frac{\Gamma_\sigma\sqrt{1-\eta^2}+K_\sigma(\eta-\beta\mu n_\sigma)}{n_\sigma\beta\sqrt{(1-\mu^2)(1-\eta^2)}}J_n(z)+J_n'(z)\right]^2$$
$$\times\,\delta(\gamma_e\omega - n\omega_{Be} - \gamma_e\beta n_\sigma\eta\mu\omega)\left[p\frac{\partial}{\partial p}-(\mu-n_\sigma\beta\eta)\frac{\partial}{\partial\mu}\right]f(p)$$

$$J_\sigma(\omega,\vartheta) = \frac{j_\sigma(\omega,\vartheta)}{\varkappa_\sigma(\omega,\vartheta)}(1-e^{-\tau_\sigma})$$

Transfer equation

$$I_{gs} = F\,(\,B,\ nb,\ nth,\ E(\delta)\,,\ F(\mu),\ a\,)$$

Emission Intensity

B – magnetic field magnitude
nb – accelerated electrons number density
nth – plasma number density
E(δ) - function of electrons energy spectrum
F(μ) - electrons distribution over pitch-angles
a – viewing angle

(Eidman JETP 1958, Ramaty ApJ 1969)

Микроволновые наблюдения с пространственным разрешением

позволяют:

- Определять место ускорение/инжекции энергичных электронов во вспышечной петле;
- Определять тип питч-углового распределения электронов

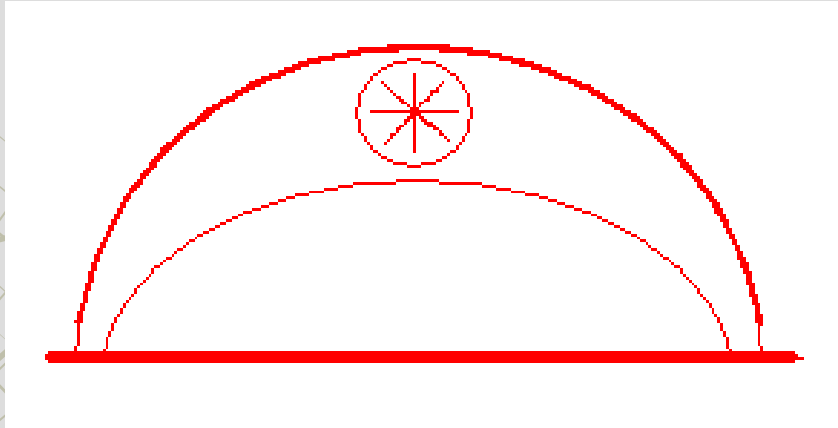
Эти возможности следуют из анализа кинетики нетепловых электронов во вспышечных петлях.

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -c\beta\mu\frac{\partial f}{\partial s} + c\beta\frac{d\ln B}{ds}\frac{\partial}{\partial\mu}\left[\frac{1-\mu^2}{2}f\right] + \frac{c}{\lambda_0}\frac{\partial}{\partial E}\left(\frac{f}{\beta}\right) +$$

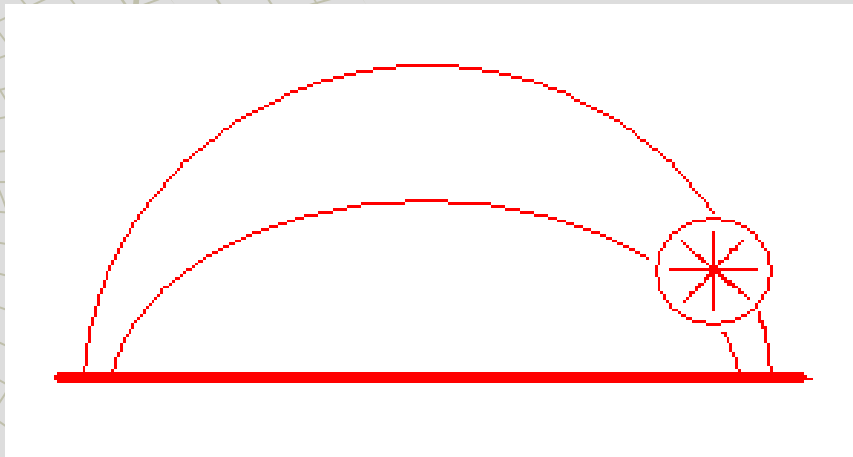
$$+\frac{c}{\lambda_0\beta^3\gamma^2}\frac{\partial}{\partial\mu}\left[\left(1-\mu^2\right)\frac{\partial f}{\partial\mu}\right] + S(E,\mu,s,t)$$

For illustration, consider transport effects on the example of two simple models:

Case 1:
Isotropic injection in the center of a magnetic trap.

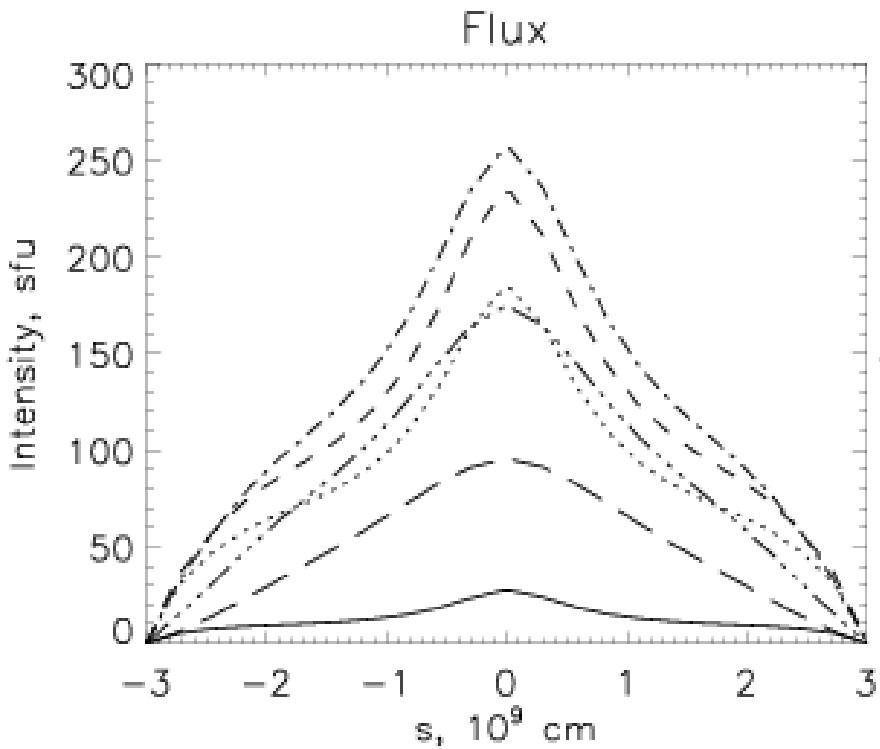


Case 2:
Isotropic injection near the footpoints of a magnetic trap.

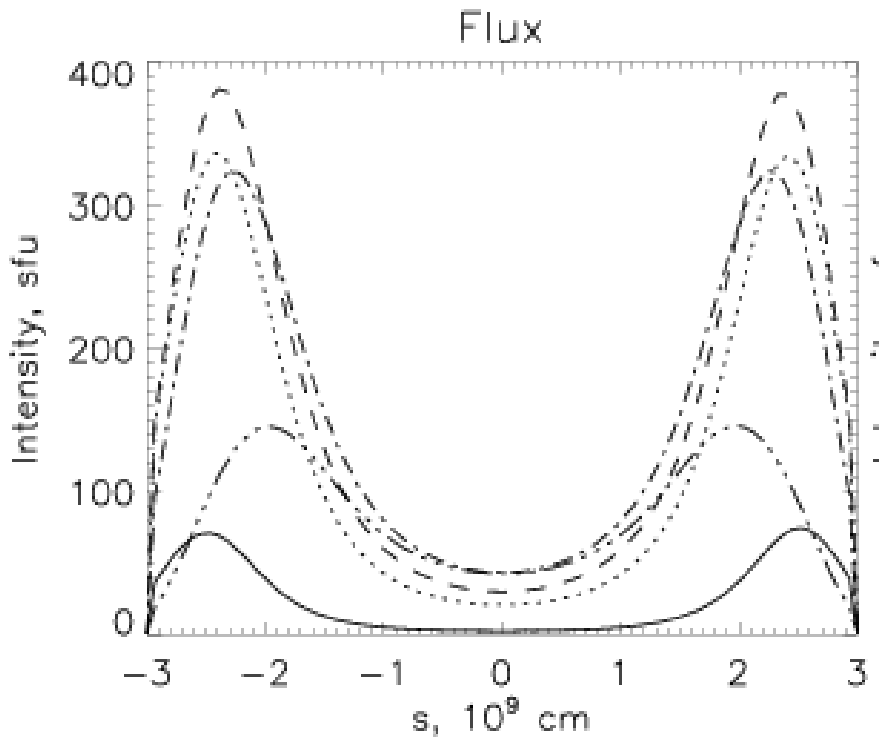


Radio brightness distribution

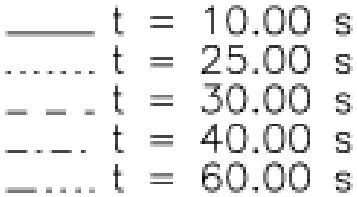
Case 1: Injection at the loop top



Case 2: Injection near a footpoint

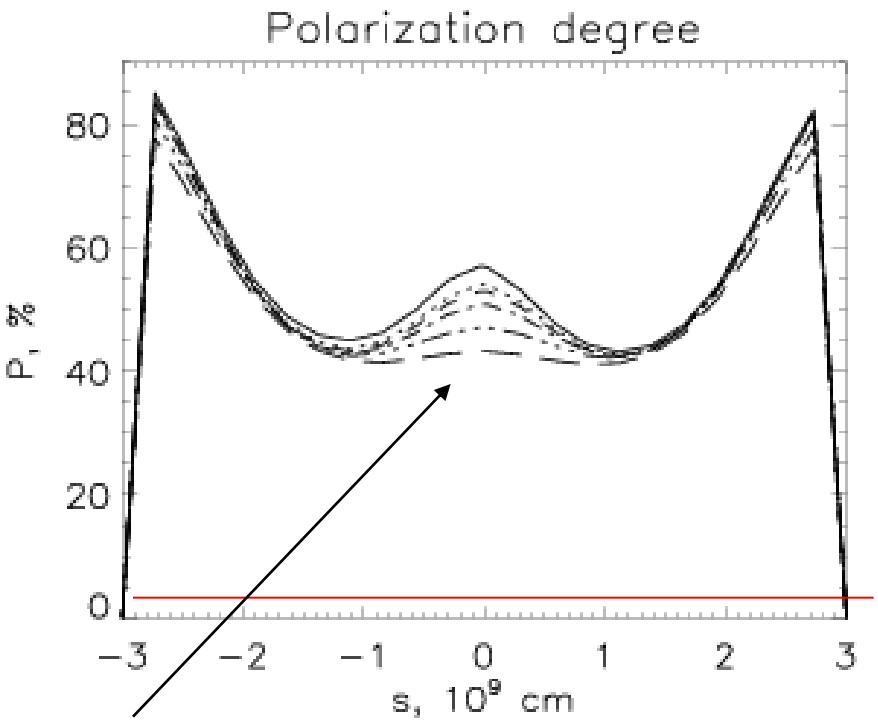


17 GHz

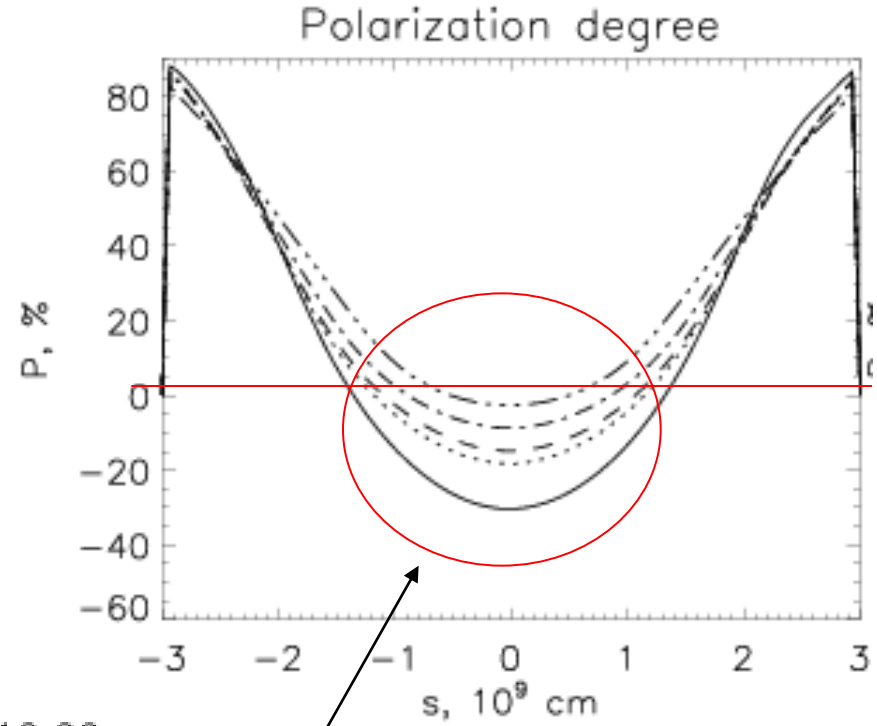


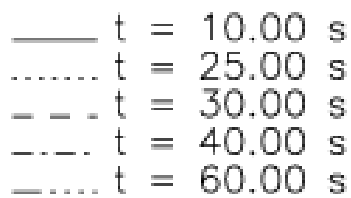
Distribution of the polarization degree

Case 1: Injection at the loop top



Case 2: Injection near a footpoint





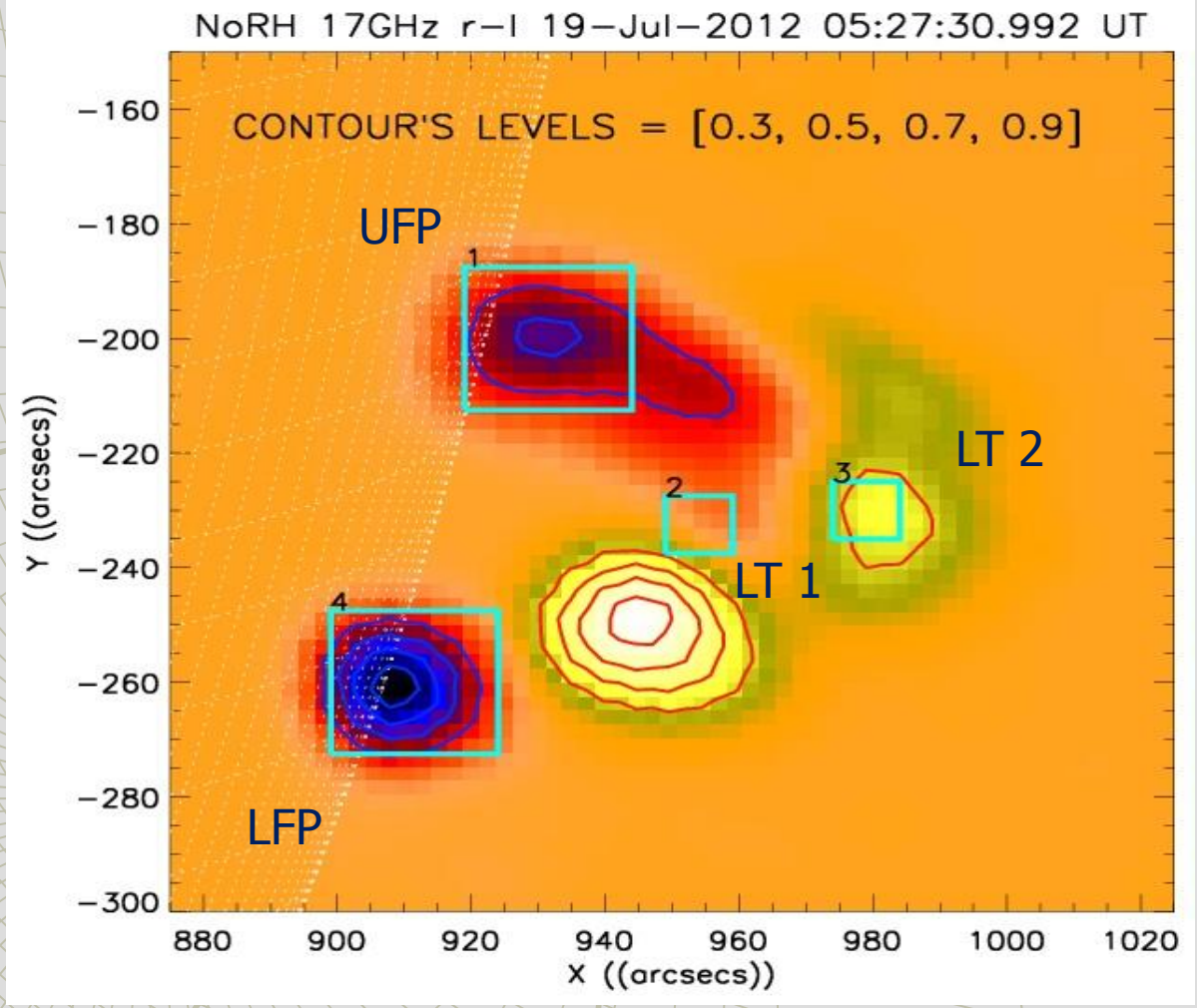
ω =17.0 GHz

ω =17.0 GHz

Increase in X-mode polarization degree → signature of the perpendicular anisotropy

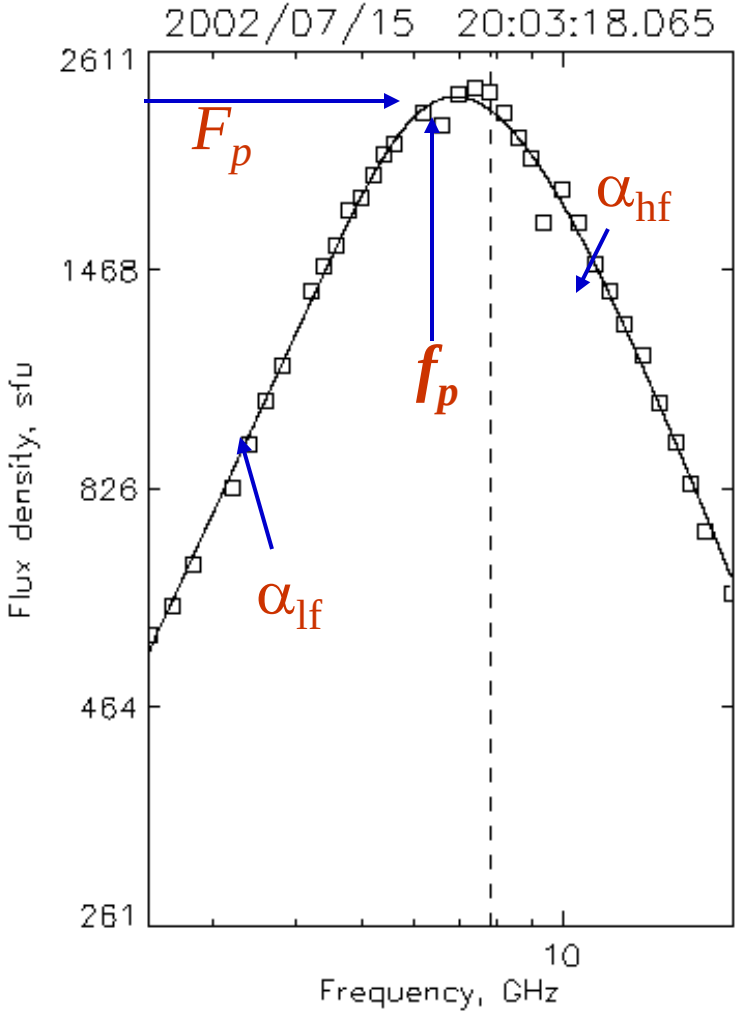
Ordinary mode circular polarization → Signature of the longitudinal anisotropy

Inversion of the circular polarization degree along flaring loops



The most remarkable property is that in the upper part of the loops, the polarization degree changes its sign to the opposite (from extraordinary to ordinary mode). This can not be obtained for isotropic or loss-cone type of pitch angle distribution of emitting electrons! (Kuznetsov et al. 2014; Morgachev et al 2014)

Радиодиагностика энергетического спектра электронов на основе измерений частотного спектра



Emission parameter	Flaring loop parameter
- high frequency slope - intensity of emission at $f > f_{peak}$	- spectral index of nonthermal electrons - total number of high energy electrons
- frequency of spectral maximum (peak frequency f_{peak}) - peak flux F_p	- magnetic field strength; - column number density of nonthermal electrons; - n_0/B

Low frequency turnover and its role in radio diagnostics

Two effects are usually considered as a reason for low frequency turnover:

- **Self-absorption** (Twiss 1954)

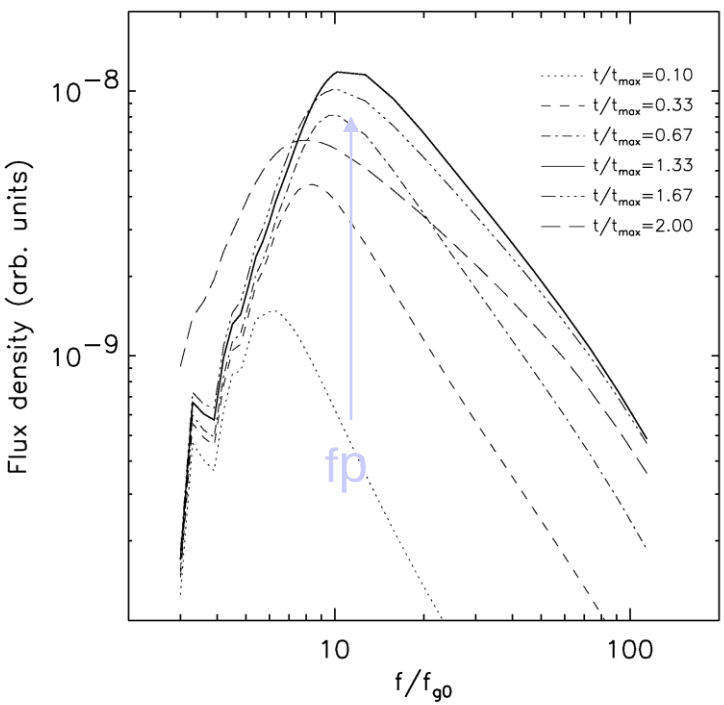
  Peak frequency is defined by the condition:

$$\tau(f_p) = k_f L \sim 1$$

- **Razin suppression** (Razin 1960)

  Peak frequency depends on the Razin frequency:

$$f_R = 2 f_p^2 / 3 f_B$$



Possibility to measure plasma density and the ratio of n0/B

Радиодиагностика параметров тепловой магнитоактивной вспышечной плазмы

- *Напряженность магнитного поля*
- *Динамика магнитного поля*
- *Плотность плазмы*
- *Эрупция плазмы*

- Диссипация магнитного поля и электрических токов;
- Энерговыделение;
- Электрические поля
- Механизмы ускорения

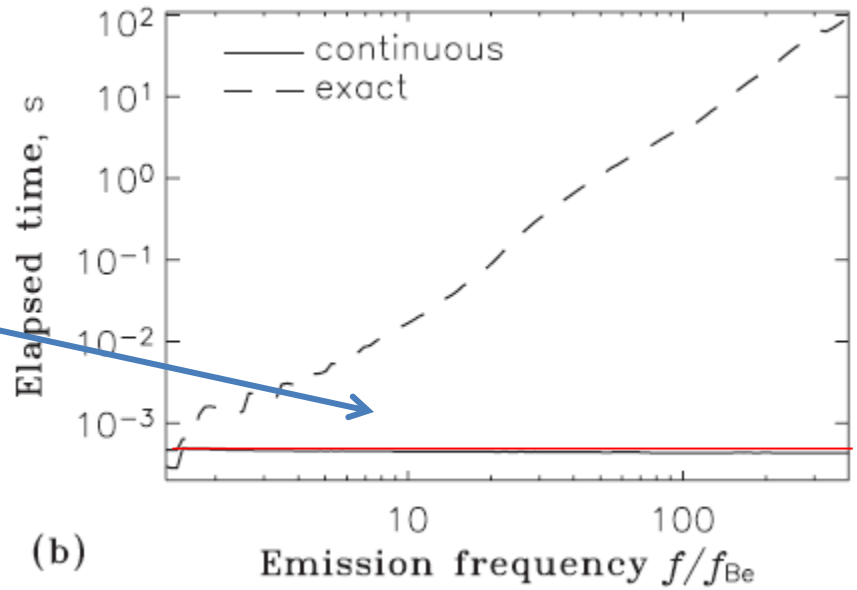
Numerical code for fast GS emission calculations by Fleishman & Kuznetsov

In 2010 Fleishman and Kuznetsov developed algorithms and computer codes that allow to calculate GS emission characteristics much faster than the existing codes.

The so called fast GS codes have the sufficient accuracy, and they are applicable to both isotropic and anisotropic electron distributions.

Computation time is highly reduced.

The codes are freely available for use, now they are incorporated into SSW.



(Fleishman & Kuznetsov 2010)

Automated forward fitting method

Microwave diagnostics of :

- Magnetic field strength and direction at coronal heights;
- Magnetic field dynamics at every point of a flare coronal loop,
- Number and energy spectrum of accelerated mildly relativistic electrons;
- Plasma density distribution along a loop

(Fleishman et al. 2009; Morgachev et al. 2014).

Method of parameters determination

$$\begin{cases} |J_{f1}(x1,x2...xn) - J_{obsev}(f1)| \longrightarrow \min \\ |J_{f2}(x1,x2...xn) - J_{obsev}(f2)| \longrightarrow \min \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ |J_{fn}(x1,x2...xn) - J_{obsev}(fn)| \longrightarrow \min \end{cases}$$

$$\begin{aligned} K(x1,x2,...xn) &= a_1[|J_{f1}(x1,x2,...xn) - J_{obsev}(f1)|]^{\lambda} + \\ &+ a_2[|J_{f2}(x1,x2,...xn) - J_{obsev}(f2)|]^{\lambda} + ... \\ &+ ... a_n[|J_{fn}(x1,x2,...xn) - J(fn)|]^{\lambda} \end{aligned}$$

where *a*1, *a*2, …, *an* are the weight coefficients and λ = 2

The solution of this system is reduced to finding the minimum of a certain functional that includes the right and left-hand sides of the solved equation system.

($J_{observ}(f1)$, $J_{observ}(f2)$,…, $J_{observ}(fn)$,) – **observed** characteristics of emission (intensity, flux, polarization degree) at multiple frequencies *f1, f2, … fn*

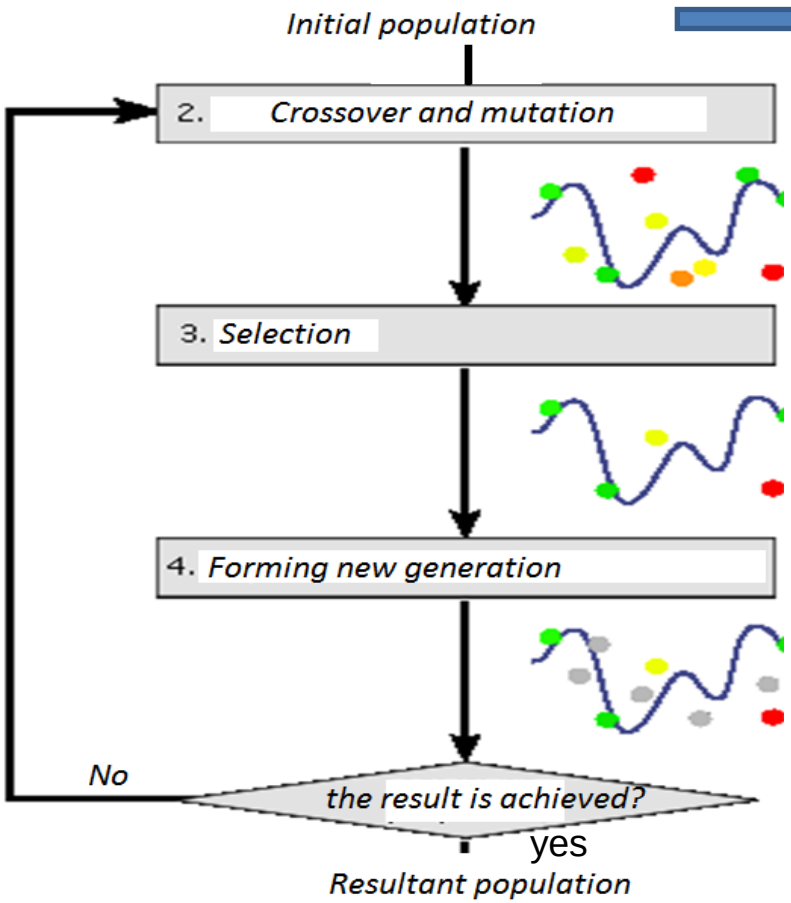
$J_{fi}(x1,x2,\dots,xn)$ – **theoretically calculated** characteristics of emission

(x1,x2,…,xn) – source parameters (electron energy spectrum, magnetic field magnitude and orientation, plasma density)

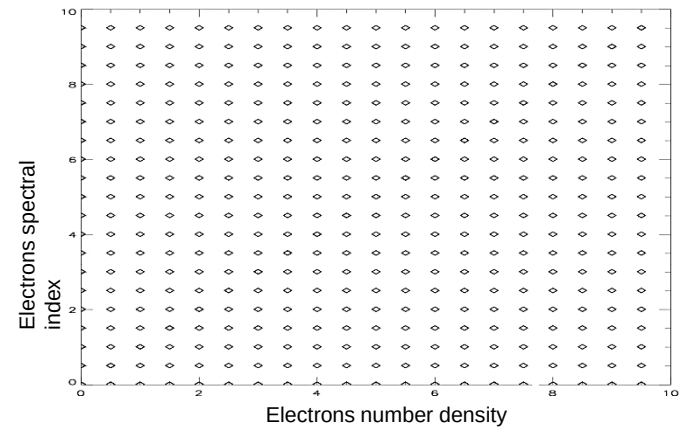
In our study we applied the method of **Genetic algorithm** for finding the global minimum

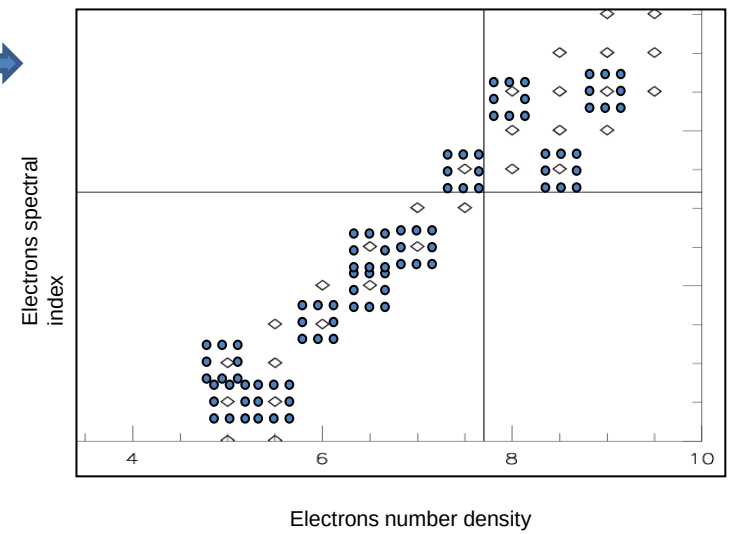
(Gladkov et al., 2006)

Genetic algorithm



Parameters space



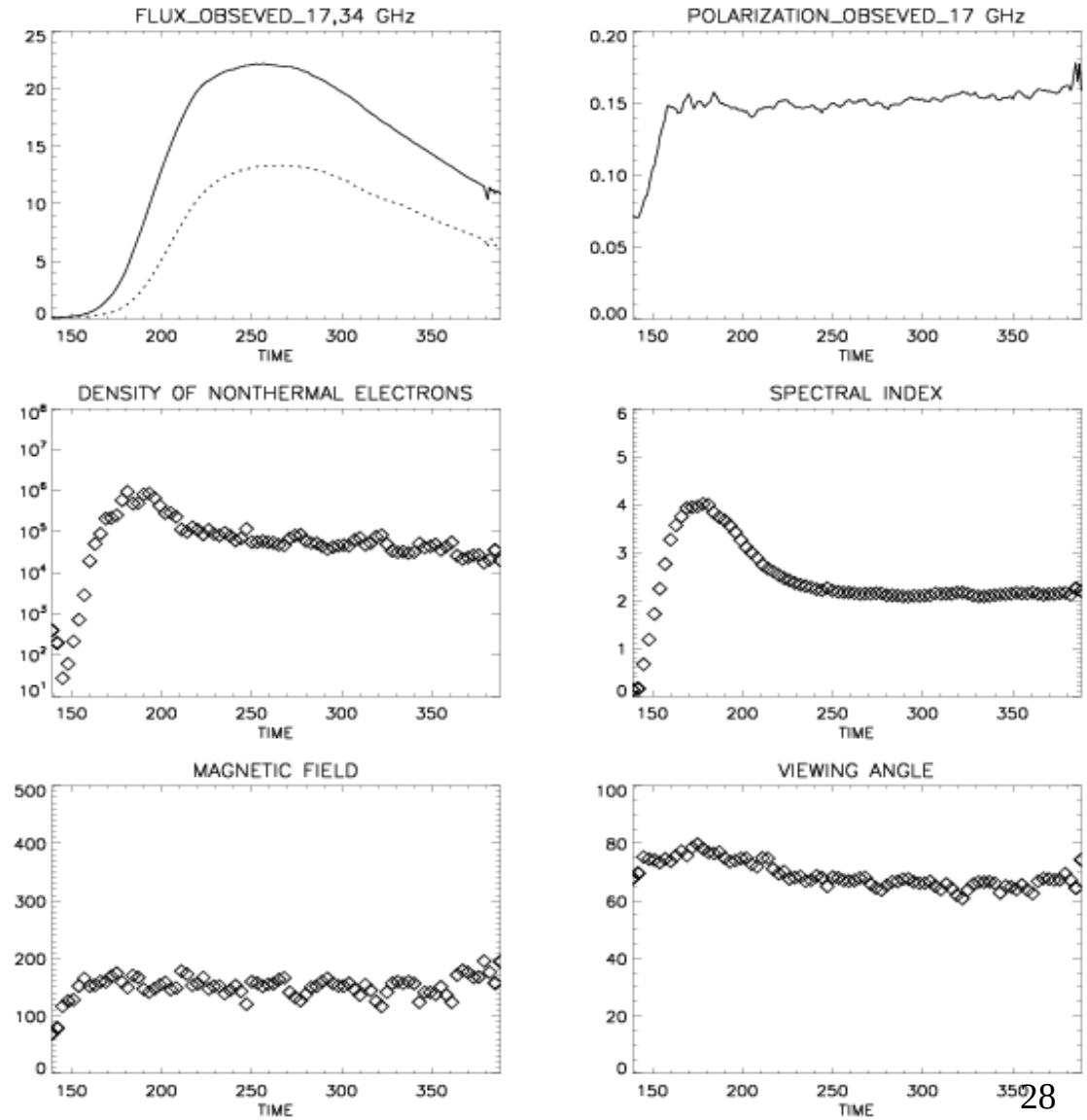


New generations are formed by selecting the best points in the previous iteration according to the minimal difference between the characteristics of the observed radio emission and the radio emission calculated at these points.

Recovering parameters of solar flare loop 22 August 2005

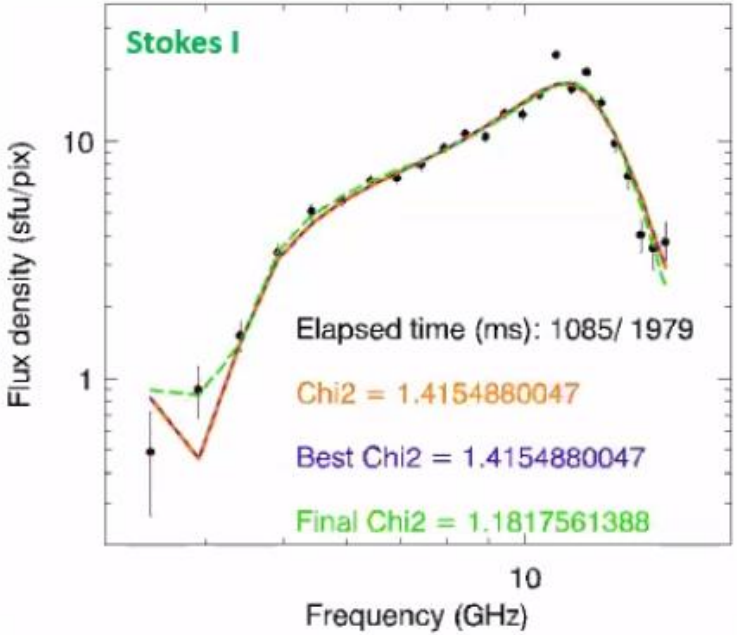
(Morgachev et al. 2014)

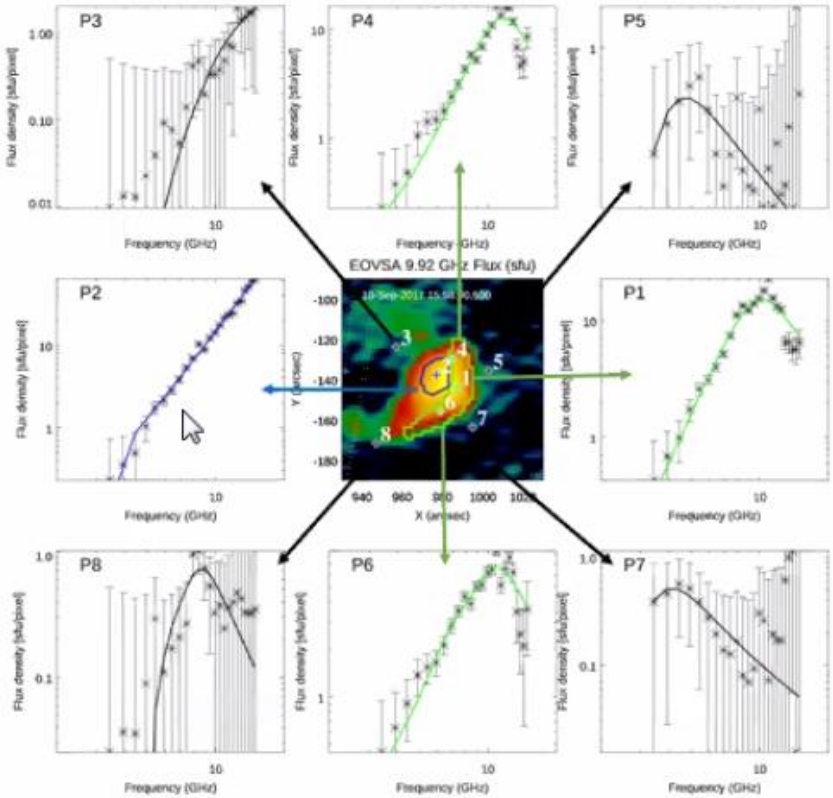
Correct recovering!



Magnetic field and viewing angle do not change during the flare!

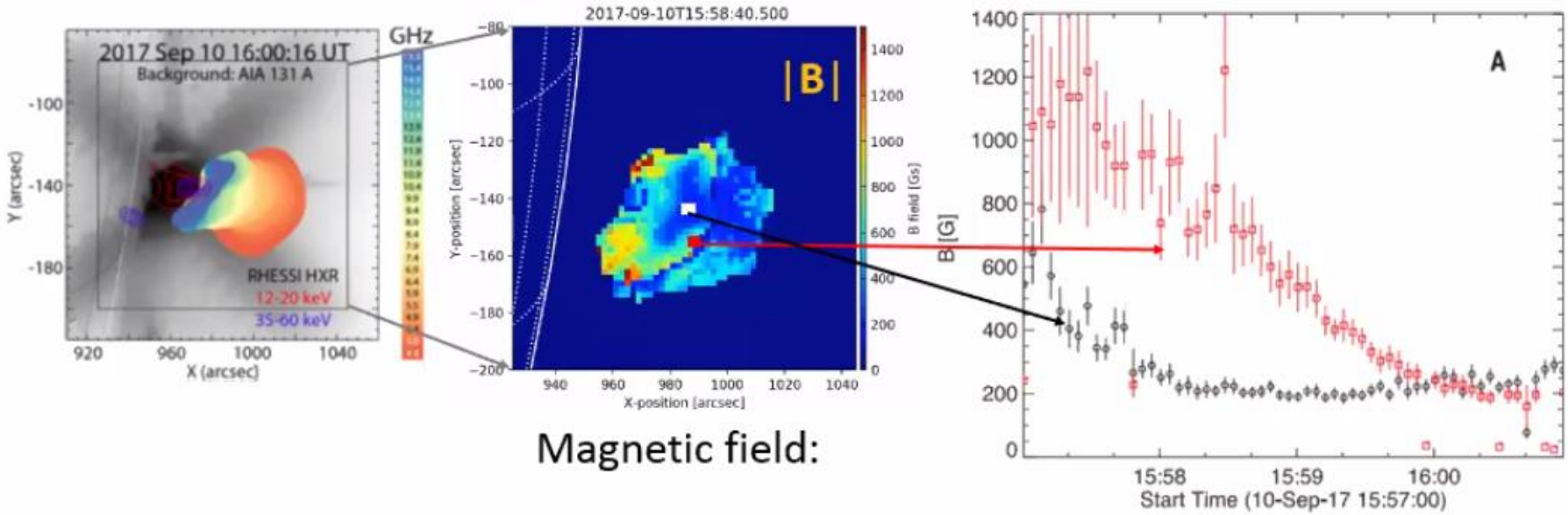
Fitting spatially resolved (2”x2”) MW spectra from EOVSA





(Fleishman et al. 2020)

B Field (0-1500 G) in 2017-Sep-10 Flare; Peak Phase



Magnetic field:

- falls with height and
- decays with time at a given height.

(Fleishman et al. 2020)

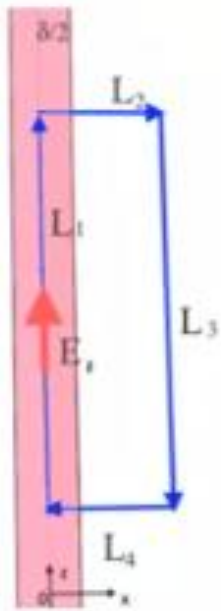
Some Implications of this Energy Release

- Associated **E** field from **Faraday equation**
  particle acceleration
- **B** field **advection** and dissipation with the **induction equation**
- Estimates of the **turbulent magnetic diffusivity**
- And a lot more…

- Faraday equation: $\dot{B} = -c\nabla \times E \sim -cE/R \Rightarrow E \sim 20\ \mathrm{V\ cm^{-1}}$, for non-uniformity scale length $R \sim 5'' = 3.7\times10^{8}$ cm (the typical size of structures seen in the maps).
- The B-field decay also implies enhanced magnetic diffusivity, as suggested by the induction equation: $\dot{B} = \nabla \times [v \times B] + \nu\nabla^2 B$. Some variation could be due to advection (first term).
- The observed decay is wide-spread and decays in place. Considering only the second term, with $\dot{B} \approx 5\ \mathrm{G\,s^{-1}}, B \approx 600\ \mathrm{G}, R \approx 3.7\times10^{8}\mathrm{cm}$, we have $\nu \sim R^2\dot{B}/B \sim 10^{15}\ \mathrm{cm^2\ s^{-1}}$.

(Fleishman et al. 2020)

Электрические поля в области диссипации тока



$$\oint_L \mathbf{E}\,d\mathbf{l} = -\frac{1}{c}\iint_S \frac{d\mathbf{B}}{dt}\,d\mathbf{s} \qquad \mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$$

$$E_z(0)L_1 = -L_3 \cdot \frac{\delta}{2c}\frac{dB_0}{dt}$$

Скорость убывания поля $\frac{dB}{dt} = -\frac{B_0}{\tau_s} = -\frac{c^2 \cdot B_0}{4\pi\sigma_{eff}\delta^2}$

тогда: $E_z(0) = \frac{c}{8\pi\sigma_{eff}}\frac{B_0}{\delta}$ опять имеем то же отношение $\frac{B_0}{\delta}$

$$E(0) = \frac{c \cdot n_e \gamma \sqrt{T_e}}{8\pi\sigma_{eff}\, 0.78 \cdot 10^{15} \cdot 2} = 7.7 \cdot 10^{-7}\frac{n_e \gamma \sqrt{T_e}}{\sigma_{eff}}$$

- Удобно выразить это поле через поле Драйсера: $E_{Dr} = \frac{en_e}{49T_e}(CGS)$
- при котором эл. сила, ускоряющая частицы, сравнивается с силой трения, обусловленной кулоновскими столкновениями.

$$\frac{E(0)}{E_{Dr}} = 8 \cdot 10^4 \gamma \frac{T_e^{3/2}}{\sigma_{eff}}$$

$$\sigma_{Sp} = 10^7 T_e^{3/2}(s^{-1})$$

$$\frac{E(0)}{E_{Dr}} = 8 \cdot 10^{-3}\gamma\frac{\sigma_{Sp}}{\sigma_{eff}}$$

(Soloviev 2022)

Fleishman et al. 2020, 2022;
Soloviev 2021, 2022 :

Диссипативный характер вспышечного энерговыделения

- Это – фундаментальный результат, в корне меняющий представления о природе вспышек.
- Такая сильная диссипация возможна только при возникновении аномального сопротивления плазмы, обусловленного возбуждением плазменной турбулентности. Это понижает проводимость плазмы на 7 порядков.
- Именно за счет быстрой убыли магнитного поля в плазме, по закону индукции Фарадея в этой области диссипации, возникают мощные, супердрайсеровские электрические поля!

Сибирский Радиогелиограф (СРГ)

- Три Т-образных антенных решетки в трех частотных диапазонах (for three frequency ranges: 3-6 ГГц, 6-12 ГГц, 12-24 ГГц)
- Угловое разрешение до 10’’ at 10 GHz.
- Временное разрешение (2D): ~ 0.1 с на частотный канал.
- 512 антенн;
- ≥ 16*3 (и до > 100) рабочих частот в диапазоне 3-24 ГГц.

Заключение:

Благодаря революционным достижениям в методах и средствах радиодиагностики солнечных вспышек в настоящее время открываются богатейшие возможности для определения физических условий во вспышечной плазме по характеристикам частотного спектра микроволнового излучения, измеренного с высоким пространственным, спектральным и временным разрешением.

Прежде всего это относится к определению:
А) параметров энергетического и питч-углового распределений ускоренных электронов в различных частях вспышки;
Б) МГД параметров вспышечной плазмы: напряженности магнитного поля, плотности плазмы и их динамики непосредственно в области энерговыделения.

Как следствие, появляются новые перспективы для исследования физических проблем, связанных с механизмами ускорения и транспорта энергичных частиц, а также с механизмами диссипации свободной магнитной энергии во вспышках.