Определение температур ионосферной плазмы на основе модели сигнала некогерентного рассеяния

В.П. Ташлыков, А.В. Медведев
Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН
vtashlykov@iszf.irk.ru, medvedev@iszf.irk.ru

БШФФ 2017

Рабочие частоты	154 - 162 МГц
Импульсная мощность	2.5 - 3.2 МВт
Длительность импульсов	70 - 820 мкс
Частота повторения импульсов	24.4 Гц
Коэффициент усиления антенны	38 дБ
Шумовая температура системы	300 К
Антенна	секториальный рупор
Размер диаграммы напр.	0.5˚ (С-Ю), 10˚ (В-З)
Диапазон сканирования	±30˚ (С-Ю)

$$s(t) = \sum_{h} F(h) \cdot \sum_{n=0}^{N} S_{nh} \cdot e^{i(\omega_{nh}t + 2k_{nh}h + \varphi_{nh})} \cdot p\left(h - \frac{ct}{2}\right),$$

F(h) – профиль мощности, S_{nh} – амплитуды спектра флуктуации плазмы, ω_{nh}, k_{nh} – амплитуда, частота и волновое число спектра рассеяния плазмы для *n*-го иона и высоты *h*, φ_{nh} – случайная фаза рассеяния, *p* – форма зондирующего импульса. АКФ сигнала при стробирующей функции *o(t)*:

$$R(\tau) = \sum_{t} s(t) \cdot o(t) \cdot s^{*}(t-\tau) \cdot o(t-\tau).$$

Решение обратной задачи:

$$R_0(\tau) = \frac{\langle R(\tau) \rangle}{W(\tau)}$$

$$W(\tau) = \sum_{t=\tau}^{T} \left\{ \sum_{h} \left[F^2(h) \cdot p\left(h_1 - \frac{ct}{2}\right) \cdot p\left(h_2 - \frac{ct}{2} + \frac{c\tau}{2}\right) \cdot o(t) \cdot o(t-\tau) \right] \right\}$$

Спектр флуктуаций плазмы [Шеффилд, 1972]

$$S(k_s,\omega) = \frac{2\pi}{k_s}\left|1-\frac{G_e}{\epsilon}\right|^2 f_{e_0}\left(\frac{\omega}{k_s}\right) + \frac{2\pi Z}{k_s}\left|\frac{G_i}{\epsilon}\right|^2 f_{i_0}\left(\frac{\omega}{k_s}\right), \quad (2)$$

где k_s=$4\pi f_0/c$ – волновое число, f_0 – рабочая частота радара, Z – заряд иона;

$$f_{e_0}(\nu) = \frac{\exp\left(-\frac{\nu^2}{a^2}\right)}{(\pi a^2)^{\frac{1}{2}}} \text{ и}$$

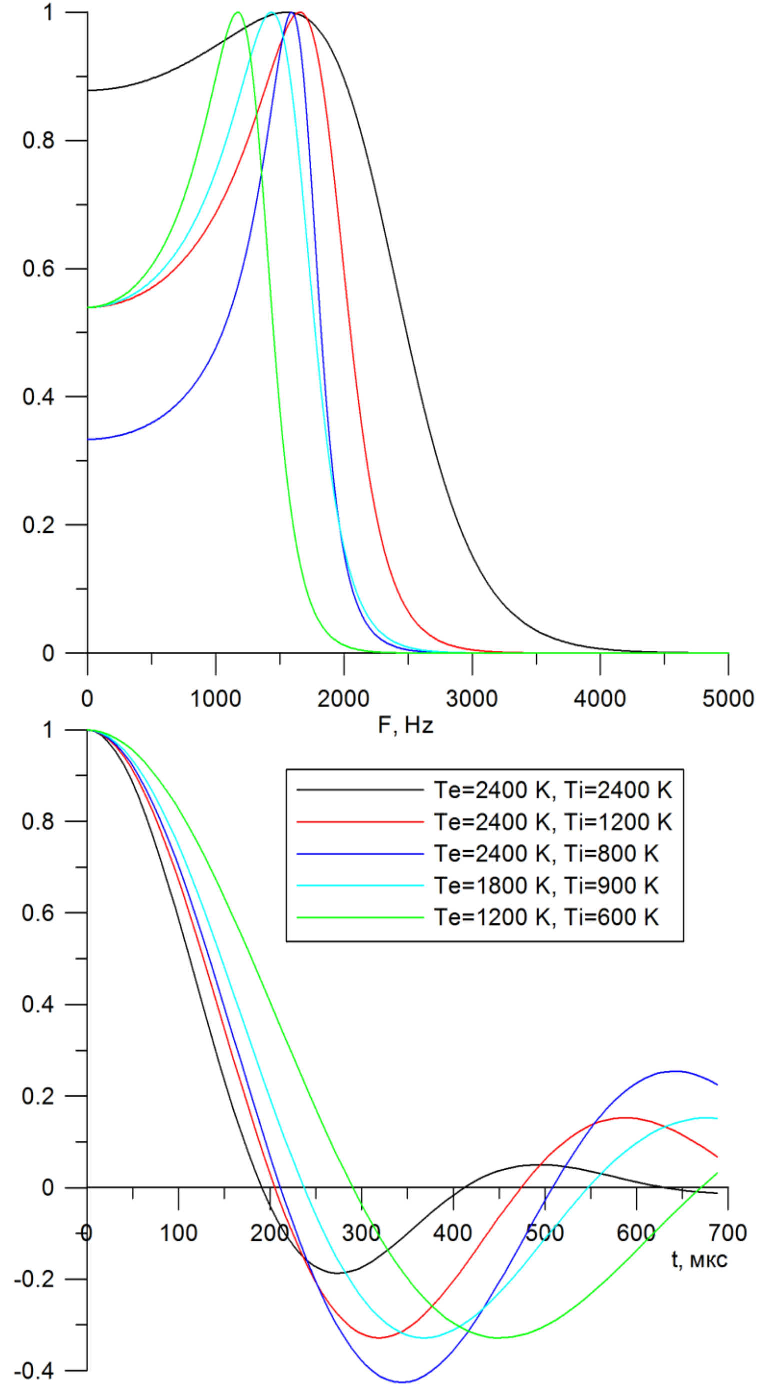
$$f_{i_0}(\nu) = \frac{\exp\left(-\frac{\nu^2}{b^2}\right)}{(\pi b^2)^{\frac{1}{2}}} \text{ –}$$

распределения скоростей электронов и ионов в термодинамическом равновесии (распределение Максвелла); $a=(2k_bT_e/m_e)^{1/2}$ и $b=(2k_bT_i/m_i)^{1/2}$ – тепловые скорости электронов и ионов (k_b – постоянная Больцмана);

$$G_e = \alpha^2\left(1-2x_e e^{-x_e^2}\int_0^{x_e} p e^{p^2} dp - i\pi^{1/2}x_e e^{-x_e^2}\right) \text{ и}$$

$$G_i = \alpha^2\left(1-2x_i e^{-i_e^2}\int_0^{x_e} p e^{p^2} dp - i\pi^{1/2}x_i e^{-x_i^2}\right) \text{ –}$$

интегралы Гордеева для незамагниченной плазмы; $\alpha=1/k\lambda_D$, $x_e=\omega/ka$, $x_i=\omega/kb$, $\varepsilon=1+G_e+G_i$ и λ_D – радиус Дебая.



На каждой итерации приближение искомой функции находится в виде:

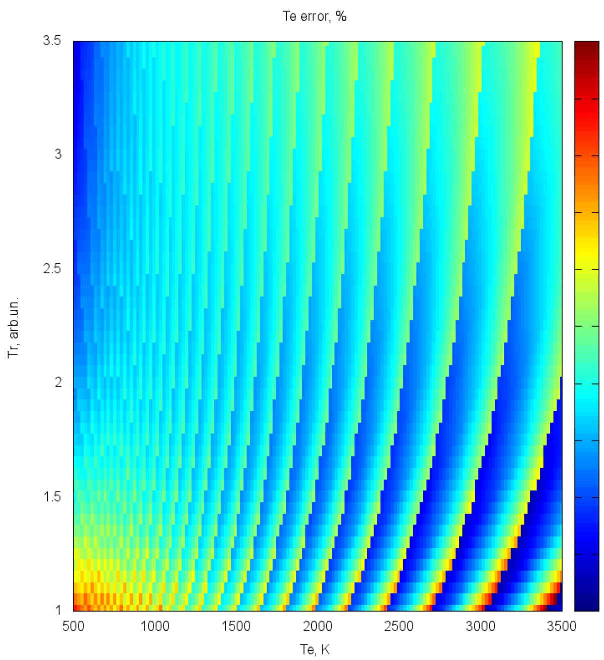
$$f(\beta, x) = f(\beta_0, x) + \boldsymbol{J}_0(\beta - \beta_0),$$

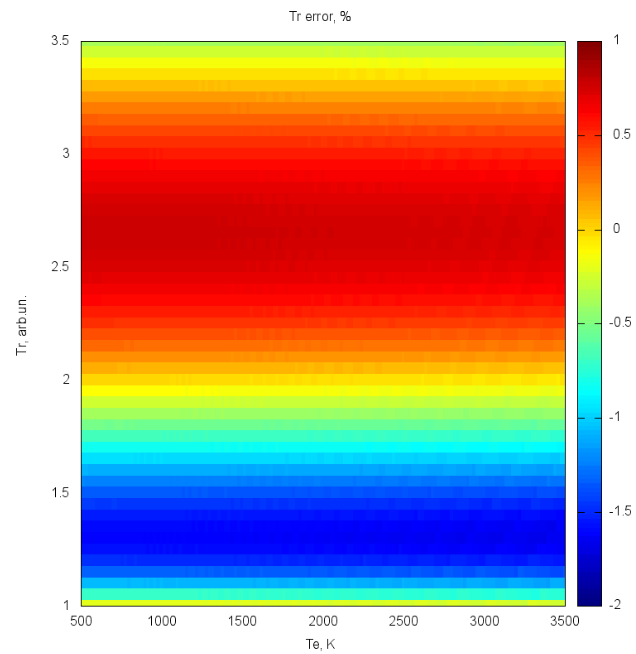
где $\boldsymbol{J_0}$ – Якобиан функции f .

Итеративная оценка вектора β проводится в уравнении:

$$\beta_{j+1} = \beta_j + (\boldsymbol{J}_0^T \boldsymbol{J}_0)^{-1} \boldsymbol{J}_0^T \boldsymbol{e},$$

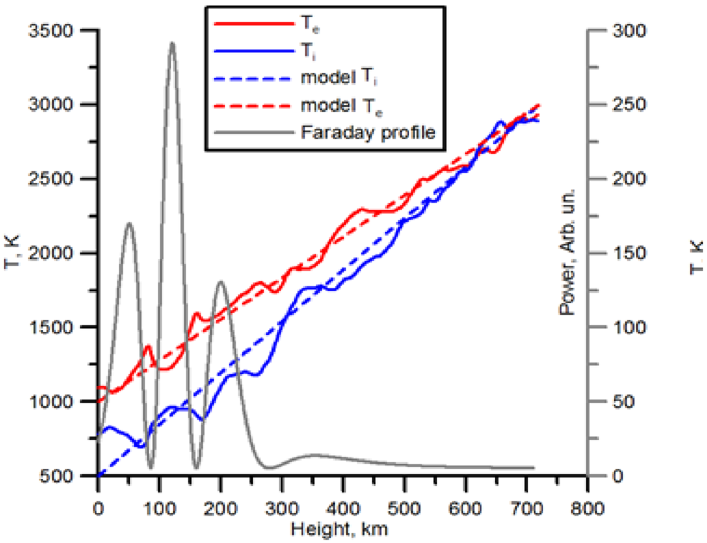
где $\boldsymbol{e}$ – текущий вектор остатков для j-й итерации.



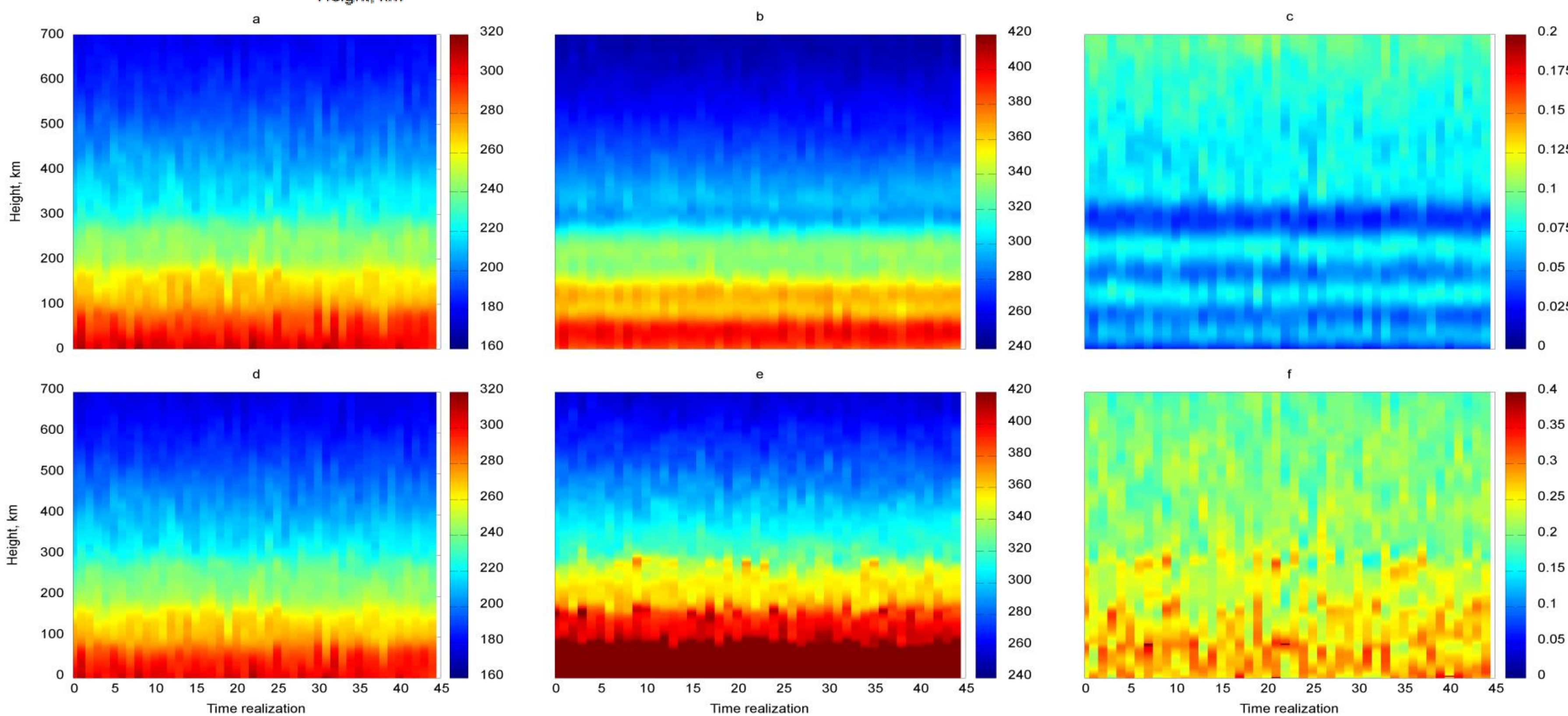


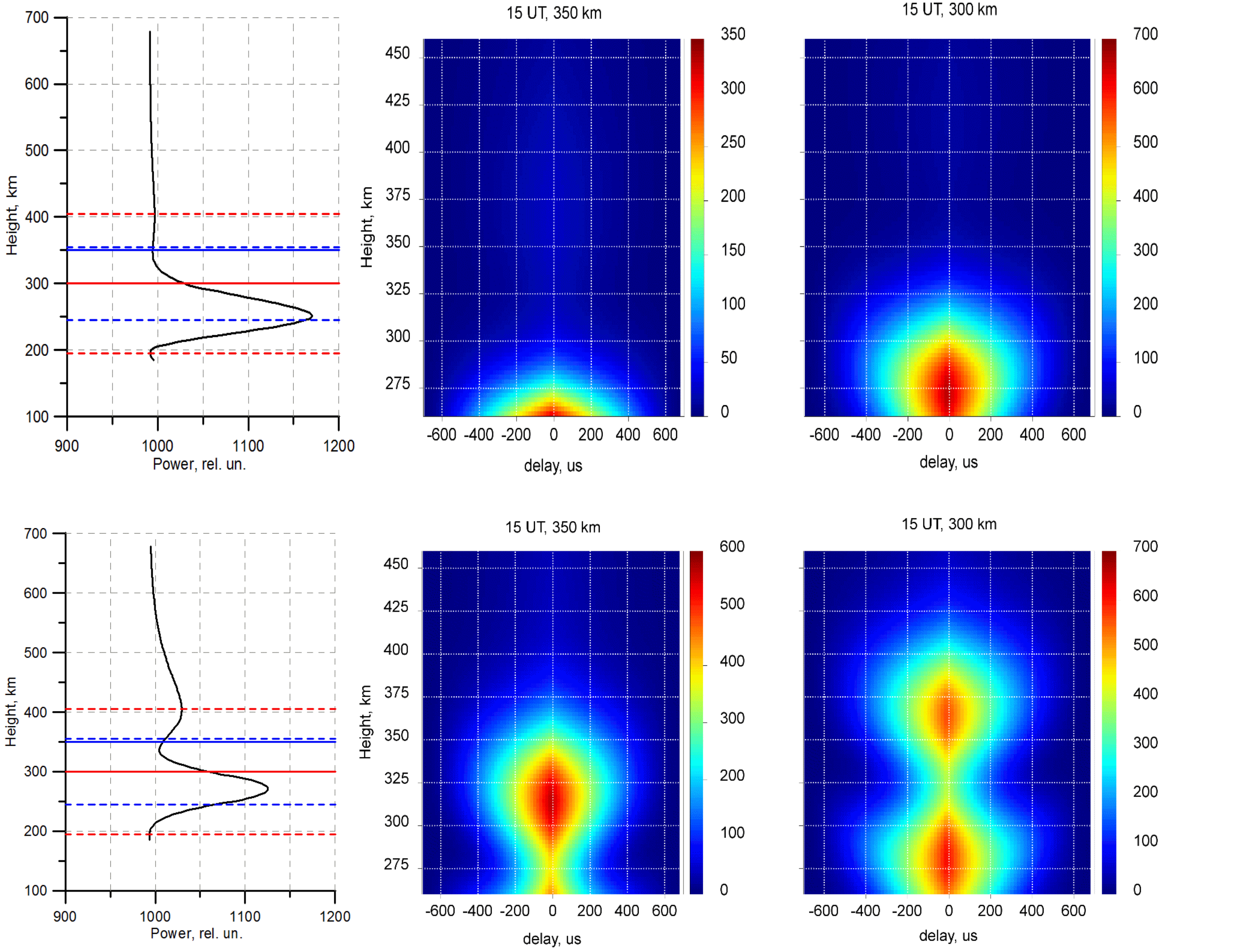
$$T_e \approx 1.9 \cdot 10^8 \cdot \frac{1}{\tau_0^2} + 1.12 \cdot 10^5 \cdot \frac{1}{\tau_0} - 2.2 \cdot 10^8 \cdot \frac{1}{\tau_{min}^2} + 2.03 \cdot 10^5 \cdot \frac{1}{\tau_{min}} - 24$$

$$Tr \approx 13.8 \cdot A_{min}^2 - 0.04 \cdot A_{min} + 0.5$$



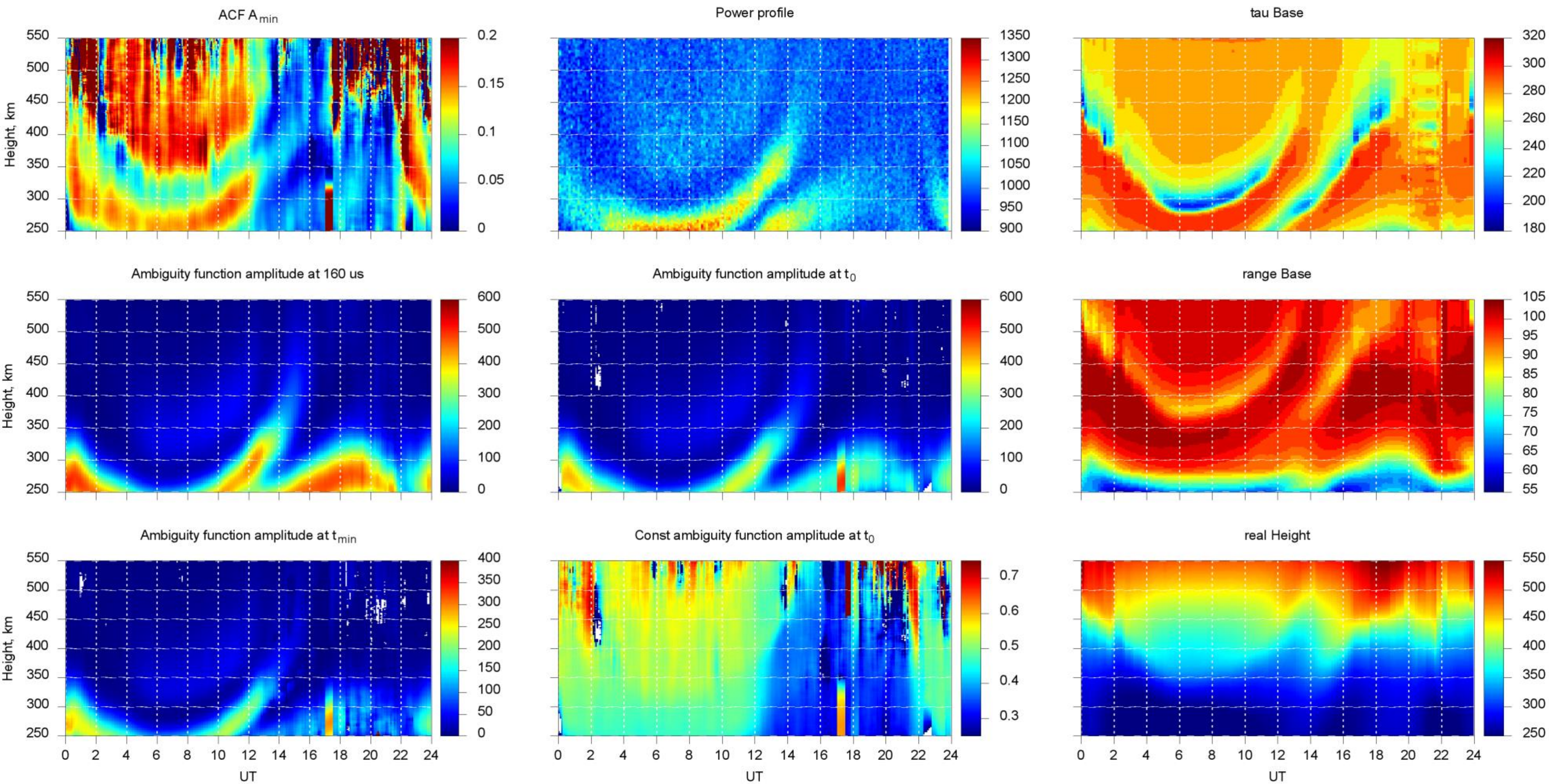
Вычисления проводились на вычислительном кластере «Академик В.М. Матросов» [http://hpc.icc.ru].

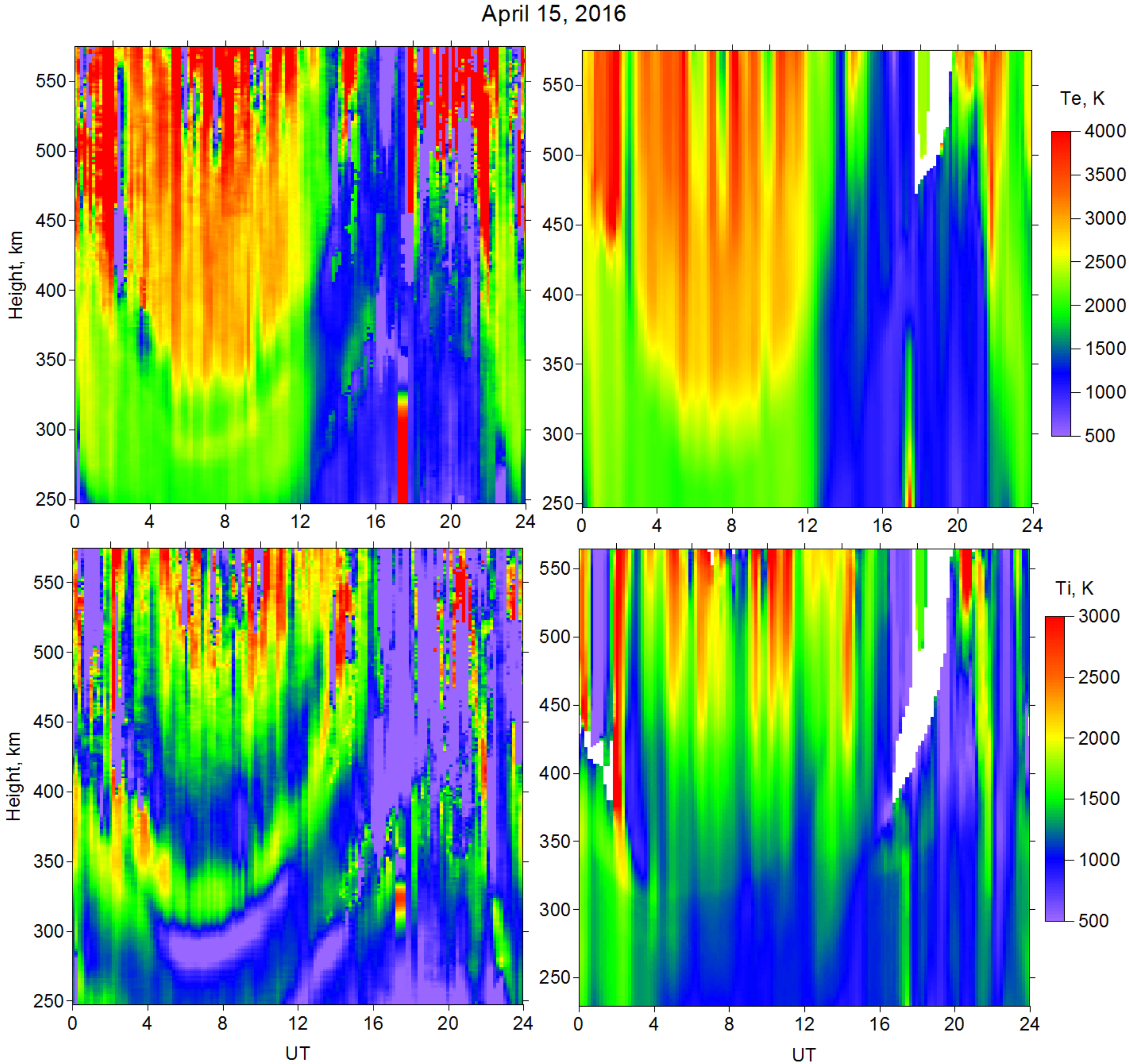




15 UT, 350 km
15 UT, 300 km
Height, km
Power, rel. un.
delay, us
15 UT, 350 km
15 UT, 300 km
Height, km
Power, rel. un.
delay, us

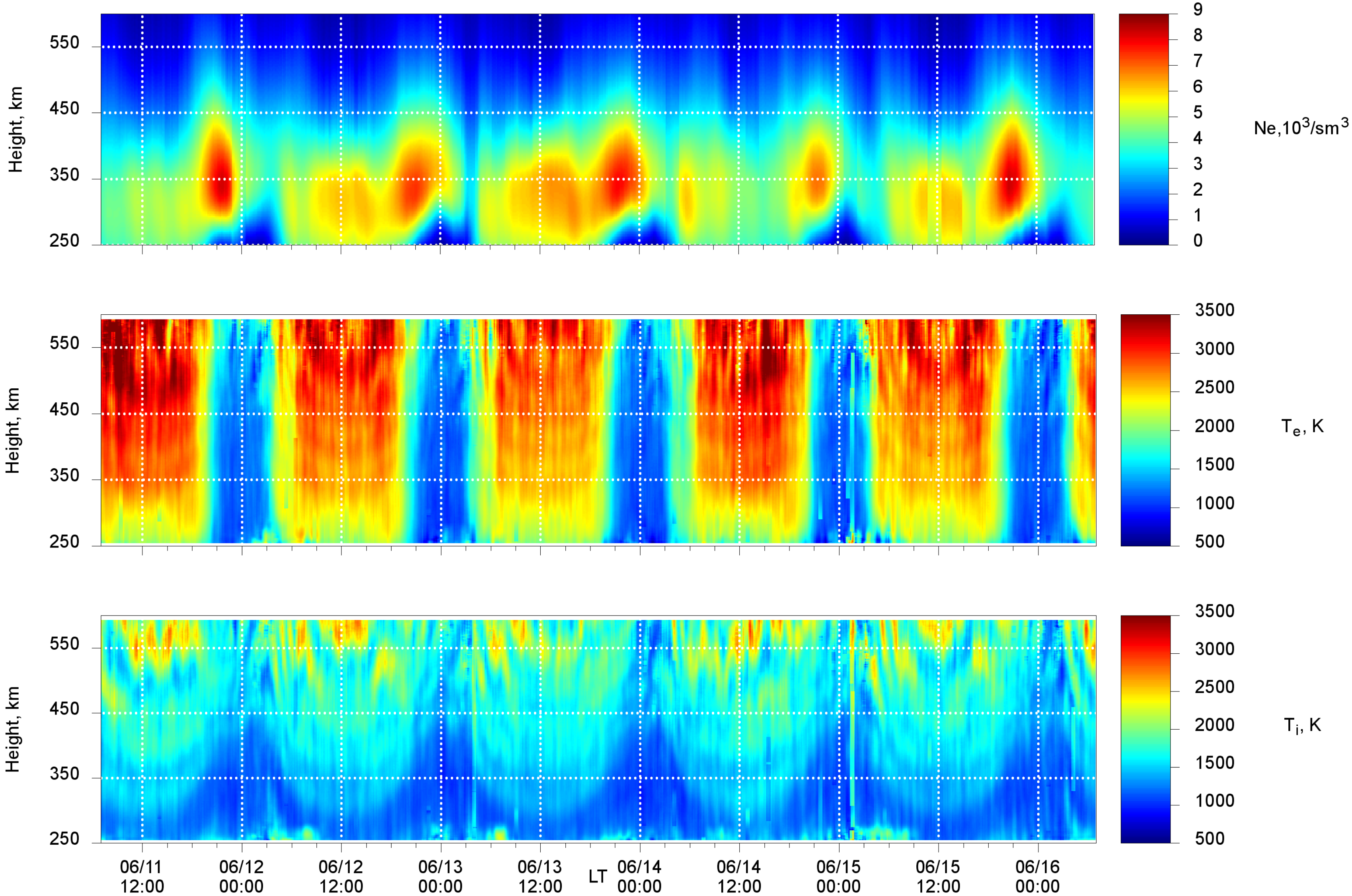
April 15, 2016

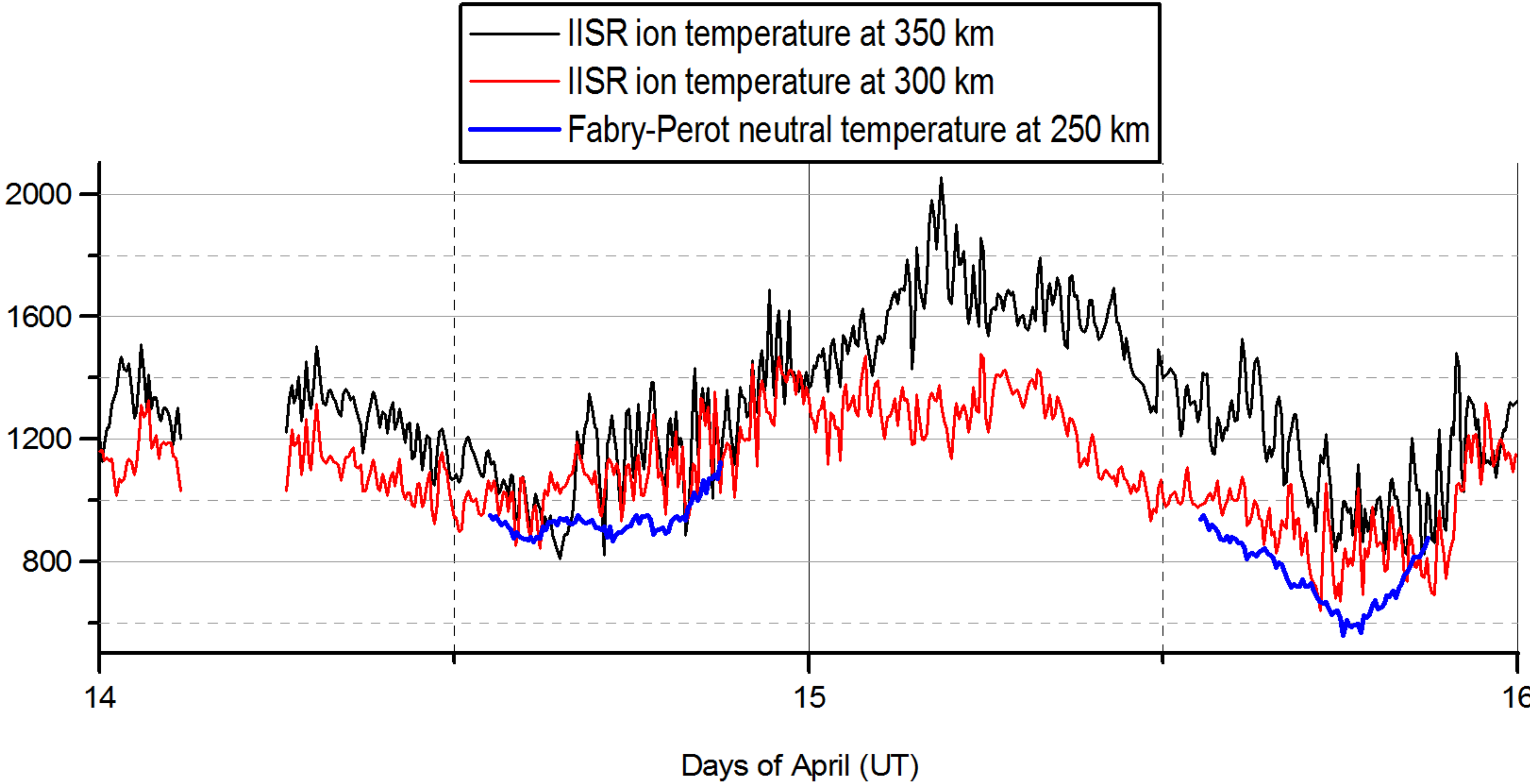




April 15, 2016
Height, km
UT
Te, K
4000
3500
3000
2500
2000
1500
1000
500
Ti, K
3000
2500
2000
1500
1000
500

June 11-15, 2015





IISR ion temperature at 350 km
IISR ion temperature at 300 km
Fabry-Perot neutral temperature at 250 km
2000
1600
1200
800
14
15
16
Days of April (UT)

В результате анализа обработанных данных были построены гипотезы о существовании нескольких систематических погрешностей, не учитываемых ранее.

- Весовая функция построена некорректно вследствие неопределенности входных данных, т.е. профиля мощности широкополосного сигнала. Из-за слабой энергетики сигнала (длительность окна всего 30 км) на высотах выше 400 км перестают различаться фарадеевские вариации мощности сигнала, которые, безусловно, вносят свой вклад в АКФ. Также уровень провалов мощности сигнала, строго говоря, может быть не нулевым и не постоянным по высоте.
- Ошибка приближения, использованного для решения обратной задачи. Однако на основе описанной модели была протестирована работа алгоритма для различных градиентов температур. В каждом случае были восстановлены правильные значения температур.
- Предполагается существования значительной когерентной составляющей сигнала обратного рассеяния для диапазона длин волн ИРНР ~2 м. Это приводит к существенному усложнению обратной задачи и ее решения. Метод идентификации когерентного вклада в сигнал обратного рассеяния и оценки его параметров находится в разработке.
- Другим важным свойством является характер функции неопределенности при однопозиционном зондировании с учетом эффекта Фарадея. При оконной обработке сигнала центр засвеченного объема ионосферы приходится на начало выбранного окна, т.к. вклад в результирующую АКФ вносит сигнал не только в текущем окне, но и в предыдущем.

Спасибо за внимание