

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

---

КОСМИЧЕСКИЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ

Том XI

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

2

---

МОСКВА · 1973

УДК 550.386.2

ИССЛЕДОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ, ПРОВЕДЕННЫЕ  
ПРИ ПОМОЩИ СПУТНИКА «ИНТЕРКОСМОС-2»В. В. Афонин, Г. Л. Гбалевиц, К. Ш. Грингауз,  
Я. Кайнарова, Я. ШмигауэрIII. ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ИОНОСФЕРЕ  
МЕТОДОМ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЗОНДА

Рассматривается методика измерений температуры электронов  $T_e$  высокочастотным зондом. Выводится аналитическое выражение для величины изменения плавающего потенциала с учетом формы вольт-амперной характеристики зонда и входного сопротивления измерительного прибора. Приводятся результаты измерений  $T_e$  на спутнике «Интеркосмос-2» в январе-феврале 1970 г. В диапазоне высот 600—1200 км на средних широтах ночные значения  $T_e$  лежат в интервале 1200—1600° К, а дневные — 2500—3500° К. Предрассветный эффект повышения  $T_e$ , вызванный потоком фотоэлектронов из сопряженной области ионосферы, начинает проявляться при среднем значении зенитных углов Солнца в сопряженной области  $\sim 103^\circ$ .

На спутнике «Интеркосмос-2» проводились измерения температуры электронов при помощи сферического зонда с наложенным на него высокочастотным напряжением. Эксперимент проводился совместно СССР и ЧССР [1]. В настоящей статье описывается методика измерений и обработки результатов (несколько отличающаяся от применявшихся в предшествующих аналогичных экспериментах [2—5]) и приводится часть результатов измерений.

Метод измерения температуры электронов при помощи зонда с наложенным на него высокочастотным напряжением является разновидностью метода резонансного зонда, предложенного в 1960 г. японскими исследователями (Миязаки и др., Такаяма и др. [6, 7]) и может быть кратко описан следующим образом. Если на зонд, потенциал которого отрицателен относительно потенциала плазмы, подать синусоидальное напряжение с частотой, меньшей плазменной частоты, то вследствие нелинейности зондовой характеристики происходит «выпрямление» переменной компоненты зондового тока, и постоянная составляющая тока получит некоторое приращение  $\Delta i$ , которое должно определяться амплитудой переменного напряжения и степенью нелинейности зондовой характеристики, т. е. температурой электронов  $T_e$  (Аоно и др. [2]).

Возможны два режима работы — при фиксированном потенциале зонда измеряется приращение постоянного тока  $\Delta i$  или при «плавающем» зонде (т. е. при условии, когда суммарный ток на зонд равен 0) измеряется изменение плавающего потенциала зонда  $\Delta U$ .

Величина  $\Delta U$  (или  $\Delta i$ ) не зависит от частоты приложенного напряжения  $f$  в достаточно широком диапазоне частот. Величина  $f$  не должна быть близкой к возможным резонансным частотам системы зонд — плазма. В проводившихся ранее экспериментах частота лежала в диапазоне

30 ÷ 100 кГц. При такой частоте зонд работает в квазистационарном режиме, поскольку высокочастотные эффекты, например ток смещения, начинают сказываться только на частотах, близких к плазменной, которая во всем диапазоне ионосферных условий значительно превышает рабочую частоту зонда. В связи с этим обычно применяемый термин «высокочастотное напряжение» в данном случае является не совсем удачным. Однако его целесообразно все же использовать для того, чтобы отличать описываемый метод от группы методов, в которых на зонд (или электроды многоэлектродных зондов, или ловушек) подаются переменные напряжения звуковой частоты с целью проведения частичной автоматической обработки экспериментальных данных на борту ракеты или спутника [8].

Известно несколько попыток измерения  $T_e$  при помощи высокочастотного зонда: Аоно и др. [2], Миязаки и др. [3], Хирао [4], Хирао и др. [5], Байн и др. [9], Ульвик и др. [10]. Во всех случаях, за исключением [9 и 10], измерения проводились при плавающем потенциале. Величина  $T_e$  определялась из соотношения

$$\Delta U = -\frac{kT_e}{e} \ln I_0 \left( \frac{ea}{kT_e} \right), \quad (1)$$

где  $\Delta U$  — изменение плавающего потенциала зонда при наложении на зонд переменного напряжения с амплитудой  $a$ ;  $I_0$  — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. Выражение (1) справедливо в случае выполнения следующих предположений: а) распределение электронов по скоростям максвелловское; б) в диапазоне изменения потенциала зонда относительно плазмы величина ионного тока  $i_i = \text{const}$ ; в) зонд является «плавающим», т. е. измерительный прибор не потребляет тока; входное сопротивление прибора  $R = \infty$ .

Во всех проведенных к настоящему времени экспериментах в ионосфере молчаливо предполагалось, что предположения б) и в) справедливы. В работе Аоно и др. [11] отмечается, что когда концентрация плазмы очень мала, импеданс плазмы становится очень большим, и поэтому необходимо рассматривать входной импеданс измерительной цепи, а также указывается, что пренебрежение влиянием импеданса плазмы приводит к завышению измеренных значений  $T_e$ .

В работе Миязаки и др. [3], описывающей результаты нескольких ракетных пусков в Японии в 1966 г., отмечается, что ниже  $\sim 250$  км  $T_e$  измерить не удалось отчасти из-за роста импеданса плазмы при уменьшении концентрации электронов. Нижний предел  $N$ , при котором  $T_e$  удалось замерить, составлял  $\sim 10^4$  см $^{-3}$ .

В работе Годяка и др. [12] при выводе выражения для  $\Delta U$  учитывалась зависимость ионного тока  $i_i$  от потенциала. При линейной зависимости  $i_i$  от  $U$  выражение (1) переходит в

$$\Delta U = -\frac{kT_e}{e} \frac{\ln I_0(ea/kT_e)}{1 + b \frac{kT_e}{e}}, \quad (2)$$

где  $b = \frac{d[i_i(U)]}{dU} \frac{1}{i_i(U_{\text{пл}})}$   $i_i(U_{\text{пл}})$  — величина ионного тока при плавающем потенциале.

В этой же работе описывается эксперимент на лабораторной плазменной установке. Выражение (2) хорошо согласуется с измеренными значениями (коэффициент  $b$  определяется по зондовой характеристике). Учет наклона ионной ветви вольт-амперной характеристики зонда приводит к уменьшению  $\Delta U$  примерно на 10% в случае цилиндрического зонда и почти не влияет на  $\Delta U$  в случае плоского зонда [12]. Из этого же эксперимента следует, что при подаче на плоский зонд переменного напряже-

ния с амплитудой  $a$  до  $10 kT_e / e$  потенциал зонда всегда оставался ниже потенциала пространства.

Выше отмечалось, что как во всех экспериментальных работах, так и в теоретических влиянием входного сопротивления измеряющего прибора на результаты измерений пренебрегалось, и оценки величины этого влияния отсутствуют. С другой стороны, отрицательные результаты при попытках измерения  $T_e$  при низких концентрациях в эксперименте Миязаки и др. [3] очевидно можно объяснить недостаточно высоким входным сопротивлением измерительного прибора.

В связи с этим, в следующем разделе выводятся основные соотношения, используемые в настоящем эксперименте для определения  $T_e$  с учетом входного сопротивления измерительного прибора и формы вольт-амперной характеристики зонда в области ионных токов.

### ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Рассмотрим зонд (произвольной формы), соединенный с корпусом спутника через сопротивление  $R$  (входное сопротивление измерительного прибора). Токи, текущие на зонд, показаны на рис. 1, а. На рис. 1, б показаны вольт-амперные характеристики сопротивления  $R$  — прямая с наклоном  $\operatorname{tg} \alpha = 1/R$  — и зонда — обычная зондовая характеристика, обозначенная цифрой 0. Здесь и далее все потенциалы отсчитываются от потенциала

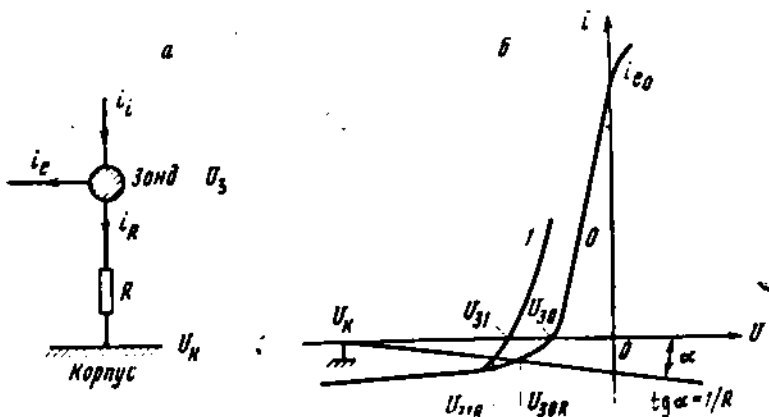


Рис. 1

плазмы. Индексы 1 и 0 соответствуют случаям с наложенным на зонд ВЧ-напряжением и без него. Индекс  $R$  обозначает, что учитывается входное сопротивление прибора. Точка пересечения показанных на рис. 1, б кривых определяет потенциал зонда, который по величине всегда меньше потенциала корпуса  $U_k$ .

Из уравнения баланса токов

$$i_i(U_{z0R}) - i_{e0} \exp \frac{U_{z0R} - U_k}{U_e} = \frac{U_{z0R} - U_k}{R}, \quad (3)$$

где  $U_e = kT_e / e$ ,  $i_{e0}$  — тепловой ток электронов,  $i_i(U_{z0R})$  — величина ионного тока при «плавающем» потенциале зонда, следует, что величина «плавающего» потенциала с учетом входного сопротивления  $R$  равна

$$U_{z0R} = U_e \cdot \ln \frac{i_i(U_{z0R}) - \frac{U_{z0R} - U_k}{R}}{i_{e0}}. \quad (4)$$

При наложении на зонд переменного напряжения с частотой  $\omega$  и амплитудой  $a$  на зонд начинает течь дополнительный ток, характеристика зонда «смещается» влево и на зонде устанавливается потенциал  $U_{\text{зир}}$  (см. рис. 1, б). Его величину можно найти из следующего уравнения:

$$i_z(U_{\text{зир}} + a \sin \omega t) - i_{\text{св}} \cdot \exp\left\{\frac{U_{\text{зир}} + a \sin \omega t}{U_s}\right\} = \frac{U_{\text{зир}} + a \sin \omega t - U_k}{R}. \quad (5)$$

В принципе изменению постоянной составляющей зондового тока могут дать только два члена в левой части (5). Сделав предположение, что при усреднении за период переменного напряжения переменная часть полного тока не дает вклада в постоянную составляющую, поскольку

$$\frac{d^2 i_z}{d^2 U} \ll \frac{d^2 i_s}{d^2 U}, \quad (6)$$

получаем:

$$i_z(U_{\text{зир}}) - i_{\text{св}} \exp\frac{U_{\text{зир}}}{U_s} I_0\left(\frac{a}{U_s}\right) = \frac{U_{\text{зир}} - U_k}{R}. \quad (7)$$

Из (7) следует:

$$U_{\text{зир}} = -U_s \ln I_0\left(\frac{a}{U_s}\right) + U_s \ln \frac{i_z(U_{\text{зир}}) - \frac{U_{\text{зир}} - U_k}{R}}{i_{\text{св}}}. \quad (8)$$

Вычитая (4) из (8), имеем:

$$\Delta U = U_{\text{зир}} - U_{\text{зон}} = -U_s \ln I_0\left(\frac{a}{U_s}\right) + U_s \ln \frac{i_z(U_{\text{зир}}) - \frac{U_{\text{зир}} - U_k}{R}}{i_z(U_{\text{зон}}) - \frac{U_{\text{зон}} - U_k}{R}}. \quad (9)$$

Полагая здесь  $R = \infty$  и  $i_z = \text{const}$ , получаем (1), а полагая  $R = \infty$  и предполагая, что  $i_z(U)$  — линейная функция  $U$ , получаем формулу (2).

Чтобы потенциалы, определяемые соотношениями (4) и (8), были достаточно близки к «плавающему», необходимо выполнение условия

$$i_z = \frac{U_{\text{зон}}}{R} \ll i_z(U_{\text{зон}}), \quad (10)$$

где  $i_z$  — ток, протекающий через входное сопротивление измерительного прибора. Это следует из соотношений (4) и (8) и, кроме того, становится наглядным при геометрической интерпретации, поскольку из рис. 1, б видно, что при уменьшении  $R$  точка пересечения вольт-амперной характеристики зонда и нагрузочной прямой сопротивления  $R$  смещается по характеристике влево. При  $R = \infty$  угол  $\alpha = 0$  и соотношения (4) и (8) строго определяют «плавающий» потенциал  $U_{\text{зон}}$  или  $U_{\text{зир}}$ . При  $R \rightarrow 0$  угол  $\alpha \rightarrow 90^\circ$  и потенциал зонда приближается к потенциалу спутника.

Учет входного сопротивления измерительного прибора и формы характеристики полных токов делает формулу (9) значительно более точной, чем применявшиеся ранее формулы (1) и (2).

Форма вольт-амперной характеристики зонда в области полных токов точно неизвестна. С другой стороны, учитывая, во-первых, соотношение (6) и, во-вторых, что рабочий диапазон потенциалов зонда  $\Delta U$  не превышает  $0,3 \sigma$  (в нашем случае), влиянием формы полного тока на результаты определения температуры мы пренебрегаем.

Для этого случая, положив в (9)  $i_z(U) = \text{const}$ , получаем:

$$\Delta U = -\frac{1}{1 + \alpha U_s} U_s \ln I_0\left(\frac{a}{U_s}\right), \quad (11)$$

где

$$\alpha = [i_1(U_{\text{зон}})R - (U_{\text{зон}} - U_k)]^{-1}. \quad (12)$$

Выражение (11) отличается от (1) поправочным коэффициентом, учитывающим влияние входного сопротивления прибора. Выражение (1) будет давать верные результаты в том случае, если

$$\alpha \ll 1. \quad (13)$$

Это условие может быть выполнено или при  $R \rightarrow \infty$ , или при достаточно большой концентрации электронов  $N$ .

Из соотношения (13) можно легко получить оценку минимальной концентрации, при которой возможны измерения  $T_e$ . Для этого величину ионного тока при плавающем потенциале в выражении (13) заменим на величину тока при потенциале плазмы  $eSVN$ , где  $S = \pi r^2$ ,  $V$  — скорость спутника. Поскольку обычно величина плавающего потенциала лежит в пределах 1 в, такая замена не повлечет значительной ошибки для сферического зонда (в нашем случае) и справедлива для плоского зонда (применявшегося в японских экспериментах). Заменив в (12) величину  $i_1(U_{\text{зон}})$  на  $eSVN$ , из (13) получим:

$$N > \frac{U_{\text{зон}} - U_k}{eSVR}. \quad (14)$$

Взяв  $U_{\text{зон}} - U_k = 1$  в,  $R = 10^8$  ом,  $S = 12$  см<sup>2</sup> и  $V = 1$  км/сек (значения, типичные для экспериментов [3, 4]), получаем  $N > 5 \cdot 10^4$  см<sup>-3</sup>, что, учитывая приближенный характер этой оценки, хорошо совпадает с нижним пределом концентрации электронов, при котором были возможны измерения  $T_e$ , приведенные в [3].

Для нашего случая  $R = 1 \cdot 10^8$  ом,  $V = 8$  км/сек,  $r = 1,5$  см и, принимая  $U_{\text{зон}} - U_k = 1$  в (во время полета «Интеркосмоса-2» эта величина практически всегда была менее 1 в) получаем  $N > 1 \cdot 10^5$  см<sup>-3</sup>.

Для выяснения влияния параметра  $\alpha$  (входного сопротивления прибора) на измерения  $T_e$  по формуле (11) для двух амплитуд ВЧ-напряжения была вычислена величина

$$\left. \frac{dT_e}{d\alpha} \right|_{\Delta U = \text{const}} = \frac{kT_e^2}{e} \frac{\Delta U_e \exp \frac{\Delta U}{U_e}}{\Delta U I_0(a/U_e) - a I_1(a/U_e)} \quad (15)$$

откуда следует, что при  $\alpha = 0,1$  ошибка измерения  $T_e$  составляет  $\sim +30^\circ$  К при  $T_e = 1000^\circ$  К,  $\sim +60^\circ$  К при  $T_e = 2000^\circ$  К, и  $\sim +110^\circ$  К при  $T_e = 3000^\circ$  К, т. е. ошибка, вносимая учетом входного сопротивления при  $\alpha = 0,1$ , составляет  $\sim 3\%$ . Для нашего эксперимента величина  $N$ , при которой  $\alpha = 0,1$ , равна  $\sim 1,3 \cdot 10^4$  см<sup>-3</sup>.

Итак, выбор достаточно большого входного сопротивления дал возможность устранить влияние измерительного прибора на результаты измерений. Для дальнейшего повышения точности измерений  $T_e$  в последующих экспериментах целесообразно, по-видимому, периодически снимать вольт-амперную характеристику зонда в области ионных токов.

С целью проверки точности получаемых значений  $T_e$ , данные, полученные в некоторых сеансах связи со спутником, были обработаны одновременно и независимо в СССР и в ЧССР с учетом и без учета входного сопротивления. Сравнение этих результатов для сеансов, проведенных на 174-м и 175-м витках в 05<sup>h</sup>29<sup>m</sup> и в 07<sup>h</sup>14<sup>m</sup>UT соответственно ( $T_e \approx 2500^\circ$  К,

$h \approx 600$  км), показывает, что систематический сдвиг значений  $T_s$ , полученных без учета входного сопротивления, составляет  $\sim +70 - +80^\circ$  К, что соответствует оценке величины коэффициента  $\alpha$  в формуле (11), а разброс отдельных значений порядка  $\pm 100^\circ$  К.

### ОПИСАНИЕ АППАРАТУРЫ

Зонд работает в циклическом режиме с периодом  $T = 3,6$  сек (рис. 2). Цикл состоит из четырех тактов. В 3-м и 4-м тактах длительностью по 1 сек на зонд подается высокочастотное напряжение (общие сведения об эксперименте приведены в [1]). Такты 1 и 2 являются контрольными. Схема электронного блока, вырабатывающего, в частности, указанные напряжения в необходимой последовательности, показана на рис. 3.

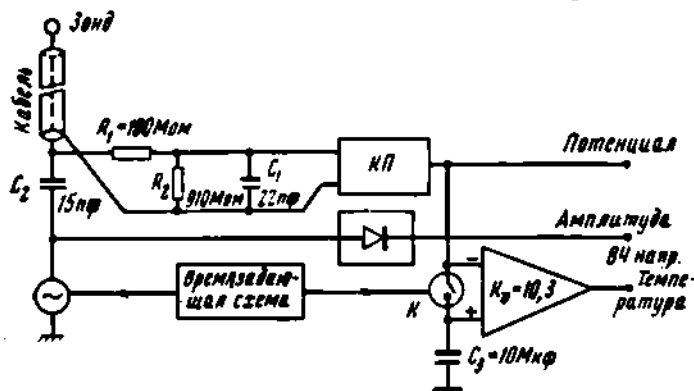


Рис. 3

Высокочастотное напряжение поступает через небольшую емкость  $C_2$  на зонд от генератора ступенчатого переменного напряжения, который в свою очередь управляется времязадающей схемой. Потенциал зонда поступает на вход блока катодного повторителя (КП) через делитель  $R_1, R_2, C_1$ . После блока КП потенциал поступает: 1) на вход телеметрической системы и служит для определения потенциала корпуса спутника и 2) на первый вход дифференциального усилителя с коэффициентом усиления  $K_d = 10,3$ . Ко второму входу этого усилителя подключена запоминающая емкость  $C_3$  и, при замыкании электронного ключа  $K$ , тот же сигнал, что и к первому входу. Ключ  $K$  управляется от единой времязадающей схемы. В течение времени  $0 - t_1$  ключ  $K$  замкнут, на входы дифференциального усилителя поступает один и тот же сигнал, и на выходе его напряжение равно 0 (рис. 2). В течение времени  $t_1 - t_2$  ключ размыкается, и на выходе усилителя появляется напряжение, пропорциональное разности входных сигналов. Когда в моменты  $t_2$  и  $t_3$  на зонд подаются перепады ВЧ-напряжения и потенциал зонда скачкообразно изменяется, на выходе дифференциального усилителя также происходят соответствующие изменения напряжения, пропорциональные перепадам напряжения на зонде, из величины которых вычисляется  $T_s$ .

С целью уменьшения постоянной времени входной цепи для соединения зонда с прибором применен кабель с двойным экраном ( $\sim 2$  м длиной), внутренний экран которого подсоединен к катоду входного катодного повторителя. Для контроля амплитуды высокочастотного напряжения выходное напряжение генератора детектируется и поступает на вход телеметрической системы.

Применение на одном из входов дифференциального усилителя запоминающей емкости с ключом  $K$  дает возможность производить измерения малых перепадов потенциала зонда при подаче на зонд переменного напря-

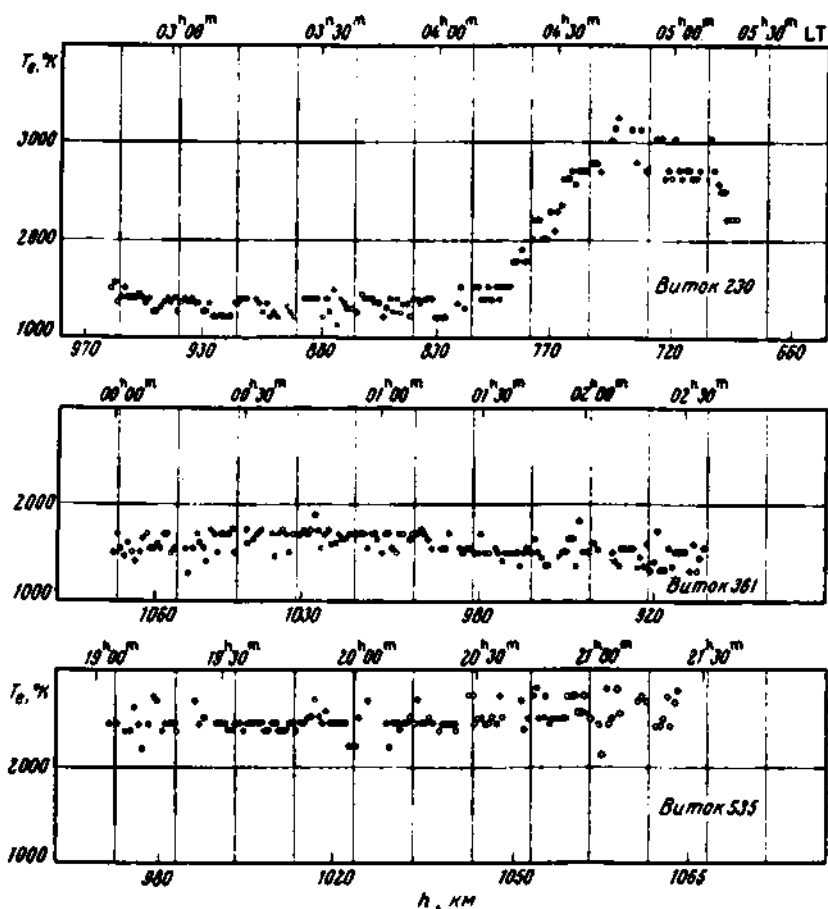


Рис. 4

жения в условиях, когда потенциал зонда плавно меняется вдоль орбиты в широких пределах. Прибор может измерять максимальные перепады напряжения на зонде до 1 в при изменении самого потенциала зонда в пределах  $-3 - +12$  в относительно корпуса спутника.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения электронной температуры были успешно проведены во всех случаях, когда проводились сеансы радиосвязи со спутником и на всех полных орбитах, на которых производилось запоминание информации согласно программе. К настоящему времени обработана информация, полученная во время 73 сеансов непосредственной передачи данных со спутника и в 4 сеансах запоминания. Данная статья охватывает только часть этих результатов.

Поскольку в режиме непосредственной передачи частота опросов телеметрических каналов существенно выше, чем в режиме запоминания информации, и, соответственно, качество полученной информации более высокое, то для сеансов непосредственной передачи приводится каждая экспериментальная точка, а по данным, полученным в режиме запоминания, представлены только усредненные значения  $T_e$ . Сравнение полученных нами результатов с результатами, определенными при помощи зондов Ленгмюра проводится в [13].



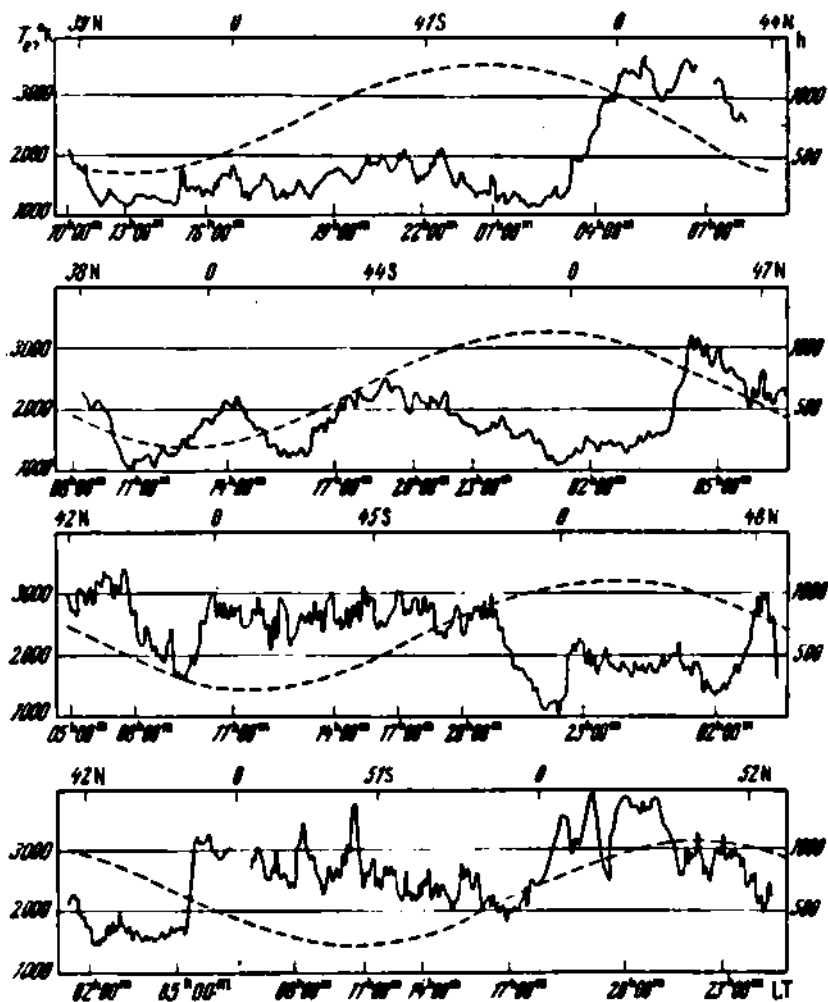


Рис. 5

Анализ полученных результатов привел нас к выводу, что метод высокочастотного зонда электронной температуры может служить достаточно точным средством измерения температуры электронов в ионосфере и обладает «внутренней самосогласованностью» — значения  $T_e$ , полученные различными способами: 1) по величине  $\Delta U_1$ , 2) по величине  $\Delta U_2$ , 3) по величине  $\Delta U_2 - \Delta U_1$  и 4) по величине отношения  $\Delta U_2 / \Delta U_1$ , часто совпадают с точностью  $\pm 20^\circ \text{K}$ . Кроме того, преимуществом данного метода измерения  $T_e$  перед другими методами является возможность исследования тонкой структуры ионосферы, поскольку измерения  $T_e$  происходят практически мгновенно — за время перепада потенциала зонда. При массовой обработке определение  $T_e$  по величине отношения  $\Delta U_2 / \Delta U_1$  не производилось, так как в нашем случае, в отличие от ранее проведенных экспериментов [2—5], этот метод оказался наилучшим, поскольку он обладает наибольшей чувствительностью к погрешностям отсчета величин приращений. Кроме того, в нашем случае этот метод имеет повышенную погрешность также и потому, что в нем берется отношение двух неодновременно измеренных величин. За интервал времени между первым и вторым перепадами потенциала зонда спутник проходит расстояние  $\sim 8 \text{ км}$ , и  $T_e$  между этими моментами может измениться.

В качестве примера на рис. 4 показаны значения  $T_c$ , полученные в сеансах, проведенных на 230, 361 и 535 витках, начавшихся в  $00^h52^m$  10.I, в  $22^h27^m$  19.I и в  $16^h55^m$  УТ 30.I 1970 г. соответственно. Эти три кривые являются типичными и каждая характеризует большую группу результатов. Все три кривые относятся к средним широтам и к диапазону высот 700—1100 км, в котором высотный градиент  $T_c$  очень мал. Нижняя кривая характерна для дневных условий, когда  $T_c$  на этих высотах всегда лежит в пределах  $2500—3500^\circ\text{K}$ . Средняя кривая характерна для поздней

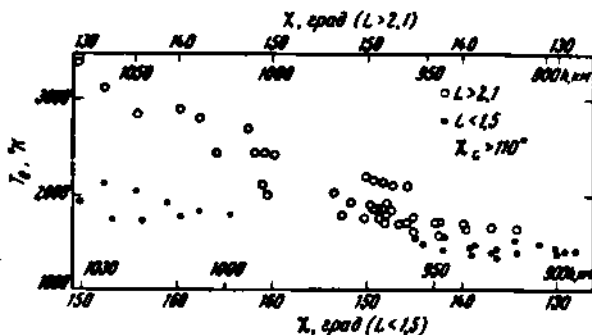


Рис. 4

ночи. Из всех полученных нами результатов, относящихся к ночным условиям, следует, что одной из характеристик ночной ионосферы на средних широтах в диапазоне высот 600—1100 км является очень узкий интервал значений ночных температур  $T_c$ ,  $1200—1600^\circ\text{K}$  соответственно изменению параметра  $L$  от 1,3 до 2,2. Верхняя кривая характеризует переходные условия от ночи к дню.

На рис. 5 показаны результаты измерений  $T_c$  вдоль четырех полных орбит спутника (сверху вниз — виток  $72\ 06^h31^m—08^h07^m$  30.XII 1969 г., виток  $188\ 04^h30^m—06^h08^m$  8.I, виток  $305\ 01^h48^m—03^h27^m$  15.I и виток  $495\ 22^h48^m—00^h24^m$  УТ 28.I 1970 г.). Для каждого витка приведены кривые изменения высоты (штриховые), а на верхней шкале — значения геомагнитной широты в дипольном приближении. Кривые иллюстрируют сложный характер зависимости  $T_c$  от нескольких параметров — высоты, широты, местного времени и др.

Спутник с такой орбитой, как «Интеркосмос-2», т. е. с не очень большим наклоном к экватору (наклонение  $49^\circ$ , диапазон высот 220—1100 км) в отличие от спутников с полярными орбитами удобен для изучения долготных эффектов, в частности, переходных условий от дня к ночи. Учитывая короткое время активной жизни спутника ( $\sim 1,5$  месяца), он был запущен таким образом, чтобы прохождение спутника через переходную область от ночи ко дню могло быть зарегистрировано при непосредственной передаче радиотелеметрических данных. Поэтому значительная часть обработанного нами материала относится к этой переходной области, что, в частности, дало возможность изучить явление предрассветного нагрева ионосферы потоком фотоэлектронов из магнитно-сопряженной области.

В дополнение к обычным параметрам орбиты с интервалом в 1 мин были вычислены локальный зенитный угол Солнца  $\chi$ , зенитный угол Солнца в магнитно-сопряженной области на высоте 400 км  $\chi_c$ ,  $L$ -параметр и местное время. Эти данные представлены на рис. 6—9. На этих рисунках несколько сглаженные значения  $T_c$  даны в зависимости от величин  $\chi$  и  $\chi_c$  для нескольких интервалов значений параметра  $L$ . Поскольку в рассматриваемом коротком интервале времени ( $\sim 3$  недели) можно считать, что зенитный угол Солнца пропорционален высоте спутника, на рисунках приведена приближенная шкала высот (максимальные возможные ошибки в значениях высоты лежат в пределах  $15 \div 30$  км).

Понижения приведенных на рисунках значений  $T_e$  объясняются, конечно, в некоторой мере и уменьшением высоты. Все эти данные относятся ко времени повышенной солнечной активности. Средний за период измерений поток солнечного излучения на волне 10,7 см составлял  $155 \cdot 10^{-22}$   $\text{вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ . Магнитная активность в это время была низкая.

Анализ экспериментальных данных показал, что при отсутствии локальных источников нагрева ( $\chi > 110^\circ$ ) очень большую роль играет поток

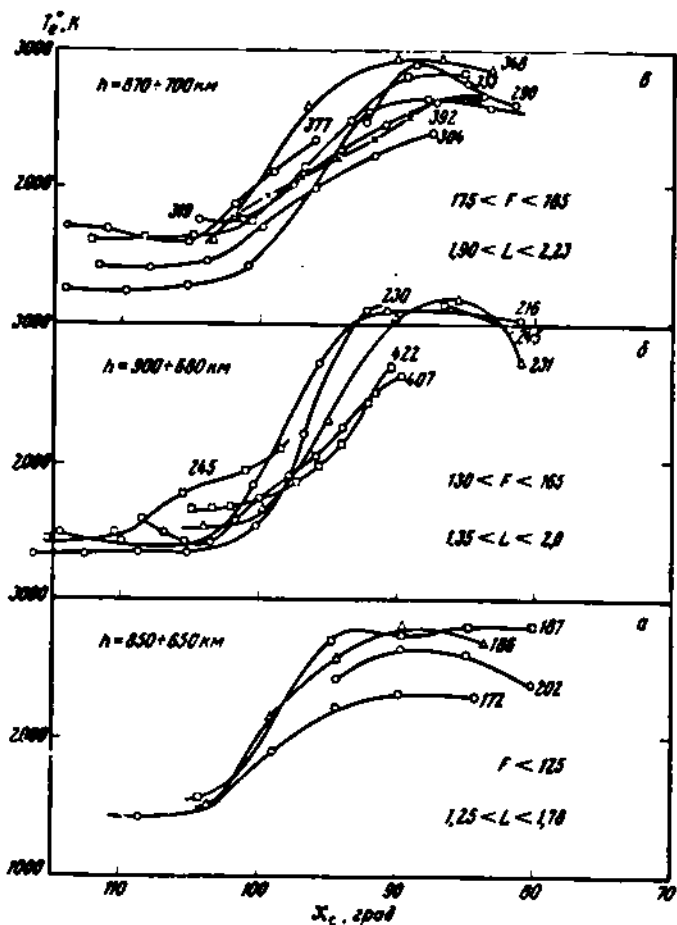


Рис. 7

фотоэлектронов из магнитно-сопряженной области. Поэтому анализ проводился в трех направлениях:

- 1) изучение ночных значений  $T_e$  в зависимости от  $\chi$  при отсутствии потоков фотоэлектронов из магнитно-сопряженной области ( $\chi_c > 110^\circ$ );
- 2) изучение эффекта предрассветного нагрева ионосферы потоками фотоэлектронов из магнитно-сопряженной области ( $80^\circ < \chi_c < 110^\circ$ ,  $\chi > 110^\circ$ );
- 3) изучение поведения  $T_e$  при  $\chi_c < 80^\circ$ .

Рисунок 6 иллюстрирует медленное охлаждение электронного газа в ионосфере в течение ночи, когда единственным источником ее нагрева является запас тепла в плазмосфере. Поскольку высотный градиент  $T_e$  обычно не превышает  $1 \div 2^\circ \text{K}/\text{км}$ , то уменьшение высоты может, и то с трудом, объяснить лишь понижения  $T_e$ , соответствующие  $L < 1,5$ . В этом случае повышение  $T_e$  с увеличением высоты при  $L > 2,1$  можно объяснить только притоком тепла из вышележащих областей плазмосферы. Этот рисунок является хорошей иллюстрацией рассматриваемого механизма. Дей-

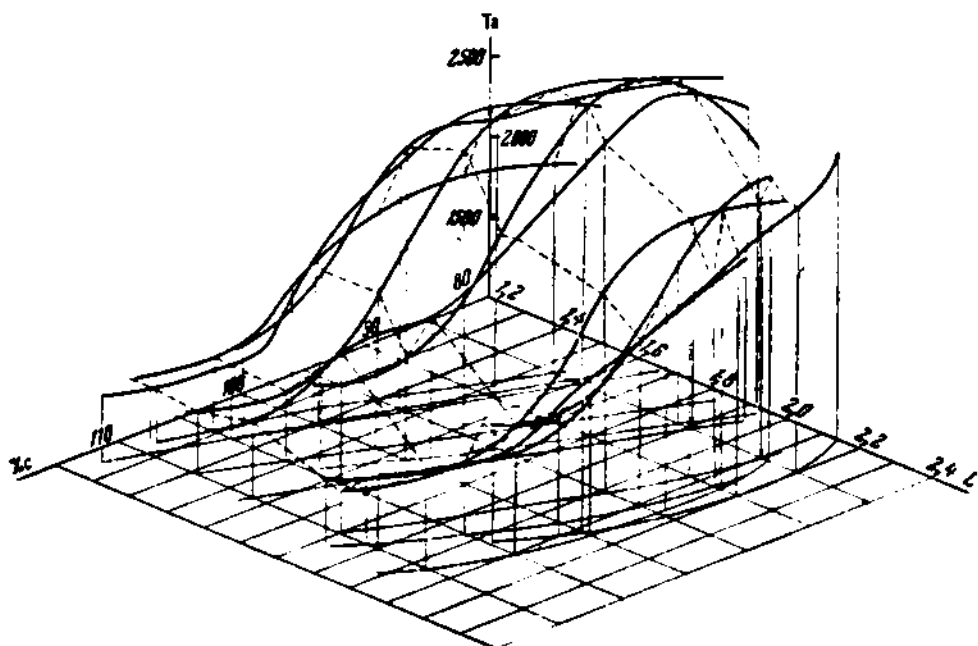


Рис. 8

ствительно, при увеличении  $L$  объем магнитных силовых трубок, связывающих точку наблюдения с протоносферой, увеличивается и соответственно растут запасы тепла, идущего на поддержание показанных на рисунке ночных значений  $T$ . Как следует из этой картины, при увеличении  $L$  спад  $T$  в течение ночи происходит медленнее.

Рис. 7 иллюстрирует эффект предрассветного нагрева поносферы (цифры у кривых обозначают номера витков). Все соответствующие данные разработаны на три группы с разным уровнем солнечной активности, величина которой указана на рисунке. Как видно из сравнения рис. 7, а и в, величина солнечной активности не оказывает существенного влияния ни на максимальные достигаемые величины температур, ни на скорость их достижения. Некоторым исключением являются показанные на рис. 7, б кривые, соответствующие сеансам, проведенным на витках 216, 230, 231, 245 9—11 января 1970. Эти кривые были получены во время быстрого роста величины  $F$ . Максимальные значения  $T$  для этих витков примерно на  $300^\circ\text{K}$  выше, чем во всех остальных случаях.

Предрассветный рост  $T$ , по представленным на этих рисунках графикам начинается при  $\chi_c \approx 103 \pm 2^\circ$ , что соответствует высотам восхода Солнца в сопряженной области  $280 \div 400$  км.

Для более наглядного представления предрассветного эффекта повышения  $T$ , на рис. 8 показано объемное изображение поведения  $T$ , в координатах  $\chi_c, L$ .

Рис. 9 характеризует утреннее время, когда поток фотоэлектронов уже почти не меняется ( $\chi_c < 80^\circ$ ). Падение  $T$ , с уменьшением  $\chi$  объясняется одновременным уменьшением высоты. Такое повышение высотного градиента  $T$ , можно объяснить тем, что на больших высотах скорость нагрева электронного газа больше, чем на низких. Появление при дальнейшем уменьшении зенитного угла некоторого максимума  $T$ , является проявлением эффекта местного восхода Солнца — фактора, конкурирующего со спадом  $T$ , при понижении высоты. Эти эффекты менее ярко выражены при  $L > 2$ , поскольку при больших значениях  $L$  в исходном состоянии поносфера больше нагрета за счет плазмосферы (см. ночные значения температур на рис. 6).

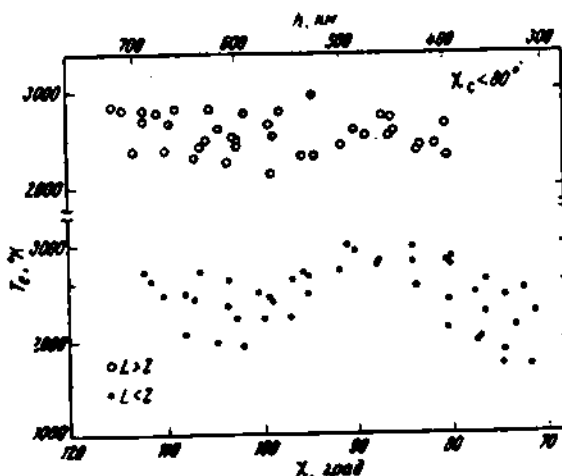


Рис. 9

Отметим, что анализ полученных нами материалов позволяет сделать вывод, что довольно часто температура электронов в ионосфере сильно флуктуирует: иногда на расстоянии порядка 10 км  $T_e$  меняется на несколько сотен градусов, что во много раз превышает возможные ошибки измерений.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерения  $T_e$  на этом спутнике, проведенные с конца декабря 1969 г. по начало февраля 1970 г., относятся к периоду, близкому к максимуму солнечной активности. Из измерений  $T_e$ , проведенных во время этой фазы солнечной активности, нам известны лишь два ракетных эксперимента в Японии Хирао и Ояма [5], в которых получены данные до высоты  $\sim 380$  км. Имеющихся данных еще недостаточно для того, чтобы делать обобщающие выводы о пространственном распределении и об изменениях во времени температуры электронов в ионосфере в этой фазе солнечной активности, поскольку в течение прошлого максимума солнечной активности такие измерения еще не проводились.

Тем не менее приведенные в этой статье данные качественно хорошо согласуются с имеющимися в настоящее время представлениями о поведении температуры электронов в ионосфере, а в количественном отношении, совместно с приведенными в литературе сведениями, относящимися к измерениям  $T_e$  на спутниках «Ариэль-1» в 1962 г. (Уилмор [14]), «Эксплорер-22» в 1964 г. (Брейс, Редди [15]) и «Эксплорер-31» в 1965–1966 гг. (Рао, Майер [16]) позволяют сделать вывод, что ночные значения  $T_e$  1200–1600° К и дневные 2500–3500° К в среднеширотной ионосфере в диапазоне высот от 600 до 1200 км, по-видимому, характерны для ионосферы, независимо от фазы цикла солнечной активности.

Начало предрассветного роста  $T_e$  вследствие появления потока фотоэлектронов из магнитно-сопряженной области зависит от фазы солнечной активности. Так, зимой 1965–1966 гг. начало роста соответствовало  $\chi_c = -98$ – $99^\circ$  (Карлсон [17]), а зимой 1966–1967 гг. —  $\chi_c = 102^\circ$  (Карлсон, Вейл [18]). Полученное в настоящей работе максимальное значение  $\chi_c = 105^\circ$ , при котором начинается предрассветный рост  $T_e$ , подтверждает предсказание Эванса и Гастмана [19], что при максимальной солнечной активности этот рост должен начинаться при  $\chi_c = 106^\circ$ .

Дата поступления  
14 апреля 1972 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Грингауз, К. Б. Серафимов, К. Г. Шмеловский, Я. Шмидлауэр. Космич. исслед., 11, № 1, 95, 1973.
  2. Y. Aono, K. Hiraо, S. Miyazaki. J. Radio Res. Labs., 8, 453, 1961.
  3. S. Miyazaki, K. Hiraо, H. Oshio, N. Fugono, I. Shiro, T. Koizumi. J. Radio Res. Labs., 13, 185, 1966.
  4. K. Hiraо. J. Geomagn. Geoelectr., 18, 333, 1966.
  5. K. Hiraо, J. Oyama. J. Geomagn. Geoelectr., 23, 161, 1971.
  6. S. Miyazaki et al. Rept. Ionosph. Space Res. (Japan), 14, 148, 1960.
  7. K. Takayama, H. Ikegami, S. Miyazaki. Phys. Rev. Letters, 5, 238, 1960.
  8. H. L. F. Boyd. Brit. J.R.E., 22, 405, 1961.
  9. W. C. Bain, P. G. Davies. Planet. Space Sci., 13, 969, 1965.
  10. J. C. Ulwick, W. Pfiester, O. C. Haусок, K. D. Baker. Preprint, AFCRL-64-791, 1964.
  11. Y. Aono, K. Hiraо, S. Miyazaki. J. Radio Res. Labs., 9, 407, 1962.
  12. В. А. Годяк, А. Н. Иванов, А. А. Кузовников. Ж. техн. физ., 37, вып. 6, 1063, 1967.
  13. К. Бишофф, Г. Л. Глазевич, В. Ф. Губский, Г. Циммерман. Космич. исслед., 11, № 2, 1973.
  14. A. P. Willmore. Proc. Roy. Soc., 286, 537, 1965.
  15. L. H. Brace, B. M. Reddy. J. Geophys. Res., 70, 5783, 1965.
  16. B. C. N. Rao, E. J. R. Maier. J. Geophys. Res., 75, No. 4, 816, 1970.
  17. H. C. Carlson. Radio Sci., 3, No. 7, 668, 1968.
  18. H. C. Carlson, G. Weil. Ann. Geophys., 23, No. 4, 569, 1967.
  19. J. V. Evans, I. J. Gastman. J. Geophys. Res., 75, No. 4, 807, 1970.
-