

экз. N178

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ

НАУЧНЫЕ ТРУДЫ

ТОМ
VII
ВЫП.
3

МОСКВА • 1965

Предисловие

Настоящий выпуск "Научных трудов" целиком посвящен результатам экспериментов, выполненных в ионосфере при помощи спутника "Космос-2". Из четырех помещенных здесь статей три полностью посвящены описанию указанных экспериментов и их результатов, и лишь в одной ("Ионы гелия в ионосфере"), помимо материалов, непосредственно относящихся к опытам на "Космосе-2", приводится довольно обширный обзор других опубликованных теоретических и экспериментальных работ по рассматриваемой проблеме.

Подобная публикация в одной книге полученных одновременно и взаимно дополняющих друг друга экспериментальных результатов весьма удобна, хотя практически трудно осуществима в журналах.

Можно надеяться, что публикуемые в настоящем выпуске материалы представят интерес не только для специалистов, занимающихся космическими исследованиями, но и для специалистов по распространению радиоволн, так как они содержат, в частности, результаты прямых измерений концентраций заряженных частиц до высот ~ 1500 км.

14. Verwey W. Philips Res.Repts.Suppl., n.2, 1961.
15. Bohm D. Burhop E.H.S. and Massey H.S.W. The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Field. Chap.2. Ed. by A.Cuthrie and P.K.Wakerling, New York, 1949.
16. Hinteregger H.E., Damon K., Hall L.A. J.Geophys. Res., 65, 961, (1959).
17. Hinteregger H.E. J.Geophys.Res., 66, 2367, (1961); Hall L.A., Schweizer W., Hinteregger H.E. J.Geophys.Res., 68, 6413, (1963); Hall L.A., Schweizer W., Hinteregger H.E. J.Geophys.Res, 70, 105, (1965); Hinteregger H.E., Hall L.A., Schmidtke G. Space Research V, North-Holland Publ.Co., Amsterdam, 1175, (1965).
18. Шютте Н.М. Настоящий выпуск, стр. 90.
19. Norman K., Willmore A.P. Planet.Space Sci., 13, 1, (1965).
20. Bourdeau R.E. Proc.Space Research III, North-Holland Publ.Co., Amsterdam, 554, (1961).
21. Sagalyn R.C., Smiddy M. and Wisnia I. J.Geophys. Res., 68, 199, (1963).
22. Sharp G.W., Hanson W.B., McKibbin D.D. Proc.Space Res.IV, North-Holland Publ.Co., Amsterdam, 454, (1964).

Статья поступила в редакцию 29/V 1965 г.

551.510.535:550.3

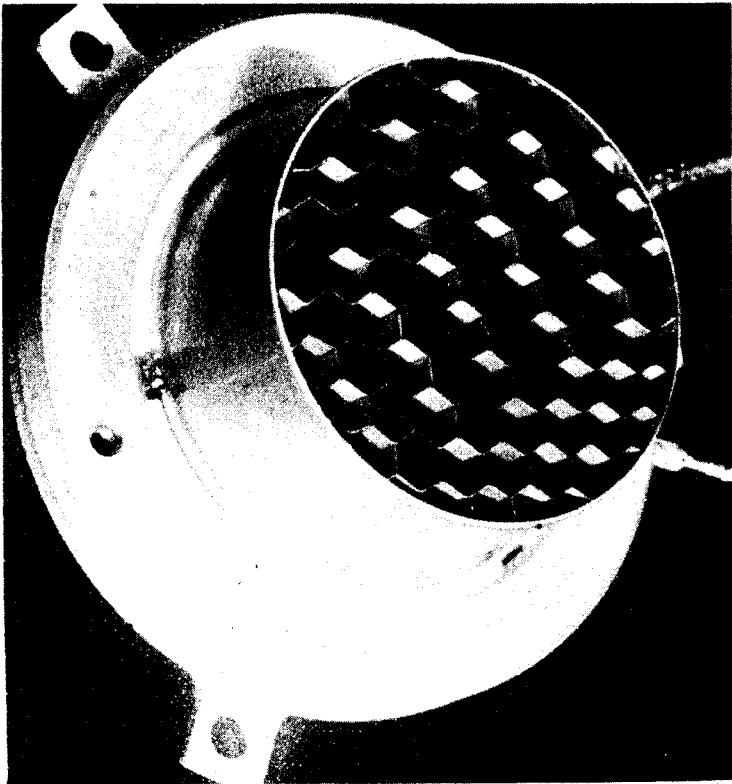
В.В.Афонин, Б.Н.Горожанкин, К.И.Грингауз

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ПРИ ПОМОЩИ ИОННОЙ ЛОВУШКИ СОТОВОГО ТИПА

Описывается опыт по измерению ионной температуры в ионосфере, проведенный на спутнике "Космос-2". Приведены теоретические расчеты ловушки сотового типа, позволяющие из экспериментальных данных определять температуру положительных ионов, и некоторые результаты эксперимента.

Целью настоящей статьи является описание опыта по измерению ионной температуры в ионосфере, выполненного на спутнике "Космос-2". Насколько нам известно, до описываемого опыта измерения ионной температуры в ионосфере не производились. В статье приводится теория метода, экспериментальные результаты и отмечаются некоторые возможности улучшения прибора, использующего описываемый метод.

Ловушка сотового типа (фиг.1) представляет собой трехэлектродное устройство, состоящее из коллектора, антифотоэлектронной сетки, служащей для подавления фототока с поверхности коллектора, и внешней насадки, соединенной с корпусом спутника [1]. Последняя состоит из набора примыкающих друг к другу шестигранных трубок - "сот". Длина каждой трубки 30 мм, расстояние между противоположными гранями ~ 6 мм.



Фиг.1. Внешний вид ловушки сотового типа

Очевидно, что направленные свойства такой ловушки остаются такими же, как и у одной трубки, а коллекторный ток возрастает пропорционально числу трубок. Вместе с тем, коллекторный ток, определяемый ионами, прошедшими через каждую трубку, зависит от угла между набегающим потоком и осью трубки. Такая конструкция делает ловушку нечувствительной к потокам ионов, составляющим большие углы с осью ловушки. Ловушка регистрирует только те потоки, которые набегают на ловушку под углом, меньшим некоторого предельного угла, зависящего от геометрии трубки. Максимальный ток в такой ловушке имеет место при совпадении вектора скорости набегающего потока с нормалью к коллектору.

При достаточно узких трубках такая ловушка может быть компактной и иметь высокую чувствительность к ориентации относительно вектора скорости. Ловушка такого типа была впервые описана в 1961 г. Грингаузом [2]. Возможности применения узкой трубки для измерений в верхней атмосфере посвящена статья [3], в которой определена зависимость потока нейтральных частиц от температуры и угла между вектором скорости и осью бесконечно узкой трубки. При данной форме трубки на вид зависимости коллекторного тока от ориентации ловушки относительно вектора скорости набегающего потока существенное влияние оказывает температура ионов T_i .

Коллекторный ток ловушки сотового типа можно представить в виде

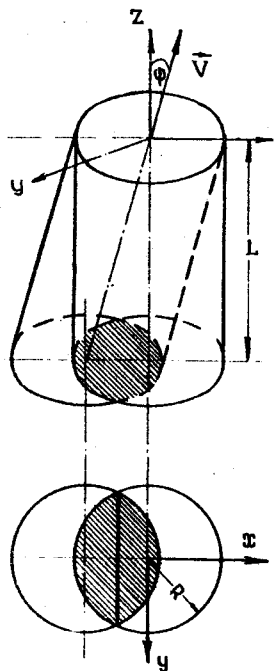
$$I_c = I_0 \cdot F\left(\phi, \frac{R}{L}, T_i, V\right), \quad (1)$$

где $I_0 = eS V n_i$ - ток ловушки при $T_i = 0$, нулевом потенциале спутника относительно нейтральной плазмы и векторе скорости, совпадающем с осью трубок (этот ток равен току плоской ионной ловушки с площадью, равной сумме площадей входных отверстий направляющих трубок);
 e - заряд электрона (ионы предполагаются однозарядными);
 S - сумма поперечных сечений всех трубок;
 V - скорость набегающего ионного потока для $T_i = 0$ (равная скорости спутника);
 F - функция, определяющая направленные свойства ловушки;
 ϕ - угол между осью трубки и вектором скорости потока;
 R/L - отношение поперечного размера трубки к продольному.

Для определения вида этой зависимости заменим реальную шестигранную трубку цилиндрической с радиусом R и длиной L (фиг.2), площадь основания которой равна площади реальной трубки.

В условиях ионосферы, по литературным данным, температура положительных ионов лежит в пределах 500–2000°K. Это соответствует средней тепловой скорости $v_i = 0,8-1,6$ км/сек для ионов атомарного кислорода, преобладающего до высот ~600 км [4]. Таким образом, тепловые скорости положительных ионов удовлетворяют условию $v_i \ll V$.

Так как скорость спутника равна примерно 8 км/сек, то в первом приближении набегающий поток ионов можно считать однородным по скоростям, то есть можно считать, что все ионы имеют относительно ловушки одну и ту же скорость, равную и противоположную скорости спутника. В этом случае ($T_i = 0$) функция пропорциональна площади, заштрихованной на фиг.2, и зависит от угла ϕ следующим образом:



Фиг.2. К вычислению $F(\phi=0)$

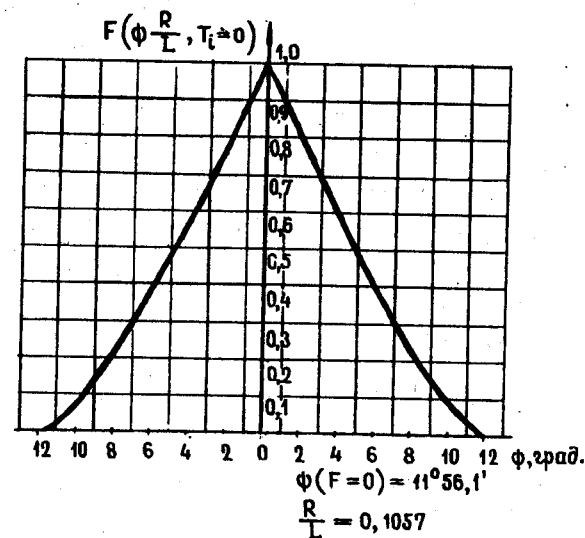
$$F\left(\phi, \frac{R}{L}, T_i=0\right) = \frac{2}{\pi} \left(\arccos \alpha - 2\alpha \sqrt{1-\alpha^2} \right),$$

$$\operatorname{tg} \phi \leq \frac{2R}{L},$$

где $\alpha = \frac{L \operatorname{tg} \phi}{2R}$

На фиг.3 показана функция $F\left(\phi, \frac{R}{L}, T_i=0\right)$ для геометрических размеров ловушки, установленной на спутнике "Космос-2". Ширина "диаграммы направленности" (так для удобства мы будем называть функцию $F\left(\phi, \frac{R}{L}, T_i\right)$) в данном случае равна $23^{\circ}52'$.

В реальном случае (при $T_i \neq 0$) скорости ионов различаются по модулю и направлению, вследствие чего



Фиг.3. Функция F при $T_i=0$

функция F изменится. Чтобы определить реальную диаграмму направленности, необходимо учитывать как тепловое движение ионов, так и искривление траекторий ионов при движении их в электрических полях в слое объемного заряда, окружающего спутник, и внутри ловушки. Отвлекаясь от влияния этих полей, выясним вначале, к чему приводит тепловое движение ионов, рассматривая их как нейтральные частицы.

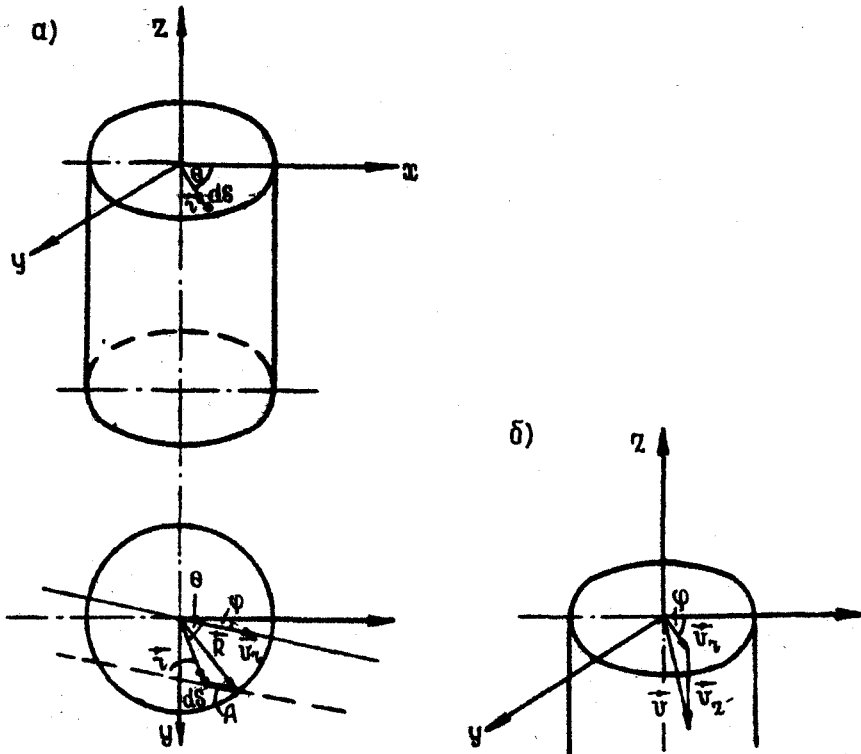
Рассмотрим прохождение ионов через элемент входного отверстия трубки dS , который имеет координаты τ и θ в полярной системе координат (фиг.4,а). Пусть частица имеет скорость \vec{v} (v_z, v_r) относительно трубки (фиг.4,б). Из всех частиц, прошедших в единицу времени через этот элемент, нижнего основания достигнут те, которые удовлетворяют следующим условиям:

$$v_z > 0,$$

$$0 < \phi \leq 2\pi,$$

$$0 \leq v_r \leq A(\tau, \phi, \theta)/\tau,$$

где τ - время пролета частицы от верхнего основания к нижнему;
 $A(\tau, \varphi, \theta)$ - расстояние от элемента dS до точки пересечения линии, проходящей через dS в направлении \vec{v}_τ , с границей верхнего цилиндра (см. фиг. 4, а).



Фиг. 4. Выбор системы координат

Для треугольника, составленного из векторов \vec{R} , $\vec{\tau}$ и отрезка A , можно написать:

$$R^2 = \tau^2 + A^2 + 2\tau A \cos(\varphi - \theta).$$

Решая это квадратное уравнение, получим

$$A(\tau, \varphi, \theta) = \sqrt{R^2 - \tau^2 \sin^2(\varphi - \theta)} - \tau \cos(\varphi - \theta).$$

Знак плюс перед квадратным корнем взят из следующих соображений. По определению $A(\tau, \varphi, \theta)$ всегда положительна и лежит в пределах $0 \leq A(\tau, \varphi, \theta) \leq 2R$.

Свободный член квадратного уравнения $\tau^2 - R^2 \leq 0$, поэтому для получения $A \geq 0$ знак перед радикалом следует выбрать положительным.

Число частиц, попадающих на нижнее основание цилиндра в единицу времени с элемента поверхности dS верхнего основания, равно

$$dn = dS \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty v_z dv_z \int_0^\infty f(v_z, v_\tau, \varphi) dv_\tau,$$

где $f(v_z, v_\tau, \varphi)$ - функция распределения скоростей частиц в цилиндрической системе координат.

Для получения потока частиц со всей площади верхнего основания необходимо просуммировать потоки со всех элементов dS .

$$N = \iint_S dn = \int_0^R \int_0^{2\pi} \frac{dn}{dS} r dr d\theta.$$

С целью уменьшения числа параметров и упрощения вычислений введем безразмерные координаты

$$x_1 = \frac{\varphi}{2\pi}, x_2 = \frac{\theta}{2\pi}, x_3 = \frac{r}{R}, x_4 = \frac{v_z}{V}, x_5 = \frac{v_\tau}{V}.$$

Учитывая, что $I_c = eN$, для функции $F(\varphi, \frac{R}{L}, \tau, V)$ получаем

$$F(\varphi, \frac{R}{L}, \tau, V) = \frac{4\pi V^2}{n_i} \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \int_0^\infty A_1(x_1, x_2, x_3) R x_4 / L x_3 x_4 f(x_1, x_4, x_5) dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 dx_5, \quad (2)$$

где $A_1(x_1, x_2, x_3) = \frac{1}{R} A(r, \varphi, \theta) = \sqrt{1 - x_3^2 \sin^2 2\pi(x_1 - x_2)} - x_3 \cos 2\pi(x_1 - x_2)$.

По имеющимся литературным данным, распределение ионов по скоростям в ионосфере если не совпадает с максвелловским, то во всяком случае близко к нему. Поэтому мы предположим, что тепловые скорости ионов подчиняются максвелловскому распределению. Это предположение может быть справедливым лишь в случае однокомпонентного ионного состава, который здесь и рассматривается. Аналогичные расчеты могут быть проведены и в случае более сложного состава ионосферы. В этом случае функция F в выражении (1) определяется тремя параметрами: величиной угла φ , геометрическим параметром трубок R/L и величиной $\eta = \frac{m_i V^2}{2kT}$.

где k — постоянная Больцмана, а m_i — масса иона. Это дает возможность применять результаты вычислений функции F для определения температуры T_i к трубкам разных размеров и разным скоростям спутника. Кроме того, из выражения (2) следует, что геометрические размеры трубок R и L входят в функцию F в виде отношения R/L . Это подтверждает сделанное в выражении (1) предположение о том, что вид функции зависит только от отношения поперечного размера трубок к продольному.

Пятикратный интеграл (2) в аналитическом виде не выражается, поэтому его вычисление производилось на электронно-цифровой вычислительной машине. Для численного вычисления выражения (1) в интеграле необходимо ограничить переменную $x_4 = v_z/V$ некоторой достаточно большой константой $x_4 \leq B$. Чтобы оценить B , вычислим интеграл для $\varphi = 0$ при некоторых упрощающих предположениях. Будем считать, что $A_1(x_1, x_2, x_3) = 1$ ($A = R$). В этом случае интеграл легко вычисляется (ввиду громоздкости полученного выражения мы его здесь не приводим). В это выражение входят величины вида

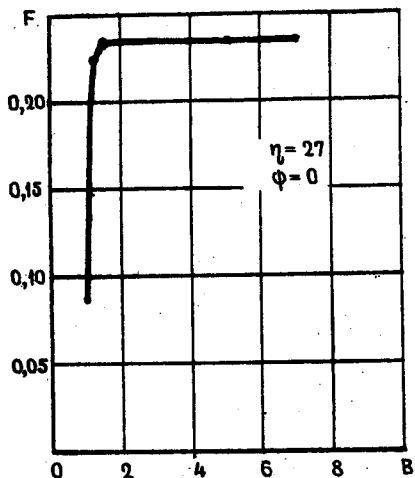
$e^{\eta} (\sqrt{\eta} x_4)$ и $e^{-\eta x_4^2}$, обращающиеся при $x_4 = \infty$ в единицу и нуль соответственно. Для того чтобы эти величины отличались от своих предельных значений не более чем на $1 \cdot 10^{-3}$, B необходимо брать равным двум и выше. При вычислениях было принято $B = 5$, то есть $v_z \leq 5V$, а так как в условиях ионосферы средняя тепловая скорость ионов,

примерно на порядок ниже скорости спутника V , то расчеты производились при усеченной по v_z (для $v_z \leq 50 \bar{v}_i$) максвелловской функции распределения. Для проверки правильности выбора величины B было рассчитано одно из значений функции F при разных B . Результаты такого расчета показаны на фиг.5. Из этого рисунка видно, что при вычислениях достаточно брать $B \geq 1,5$.

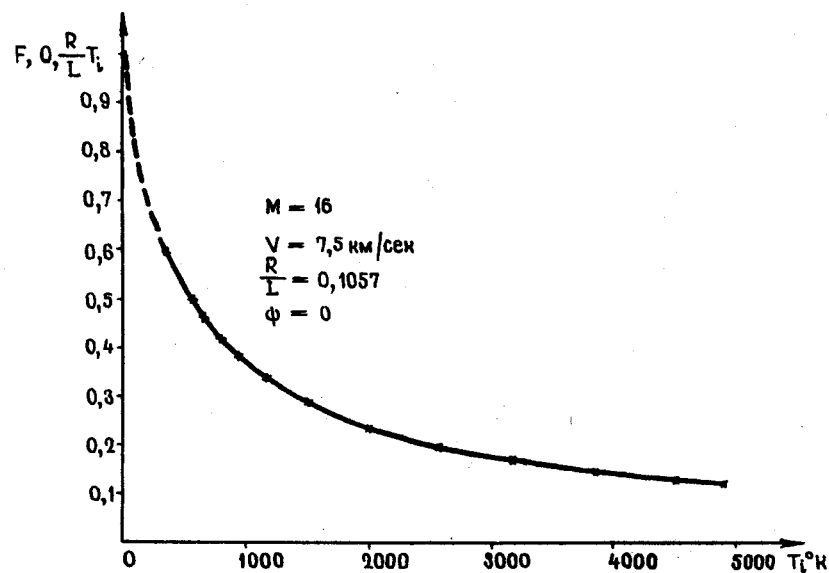
На фиг.6 показаны вычисленные зависимости $F(\varphi)$ для размеров ловушек, установленных на спутнике

"Космос-2", при параметрах $\eta = \frac{m_i V^2}{2kT_i}$, соответствующих температурам 1000, 1500 и 2000 К для ионов атомарного кислорода ($M = 16$) и $V = 7,5$ км/сек. На этой же фигуре показана кривая для $T_i = 0$. Из фиг.6 видно, что с ростом T_i кривые $F(\varphi)$ расширяются вследствие теплового движения положительных ионов. Кроме того, важной особенностью кривых F является сильная зависимость значений $F(\varphi=0)$ от температуры. При $T_i = 2000$ К максимально возможный ток ловушки (при совпадении осей трубок с вектором скорости спутника) примерно в 4 раза меньше тока при $T_i = 0$. Сильная зависимость $F(\varphi=0)$ от T_i объясняется совместным влиянием теплового движения и способностью узкой трубки выделять только те частицы, векторы скорости которых составляют с осью трубки угол, меньший некоторого максимального угла, определяемого геометрическими размерами трубки. При малой тепловой скорости частицы "вносятся" в трубку и попадают на коллектор, не успев достигнуть стенок. При увеличении температуры увеличиваются тепловые скорости и число частиц, успевающих достигнуть стенок за время пролета, возрастает, в результате чего уменьшается коллекторный ток. На фиг.7 показана зависимость $F(\varphi=0)$ от температуры для $V = 7,5$ км/сек.

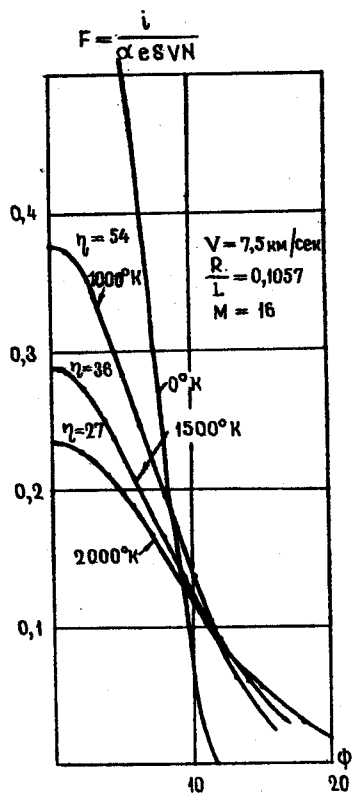
Из изложенного выше следует, что экспериментальные данные о зависимости $F(\varphi)$ могут быть использованы для определения T_i путем сравнения формы экспериментальных и расчетных кривых, если известны величины M , V и R/L . Точно так же для определения T_i можно использовать экспериментальные значения коллекторного тока сотовой ловушки I_c при $\varphi = 0$, если величина η_i определена независимо, так как это позволяет определить значение $F(\varphi=0)$ как отношение $I_{c \max} / I_0 = I_{c \max} / eSV\eta_i$.



Фиг.5. Расчет одного из значений функции F при разных величинах параметра B "усечения" функции распределения ионов по скоростям

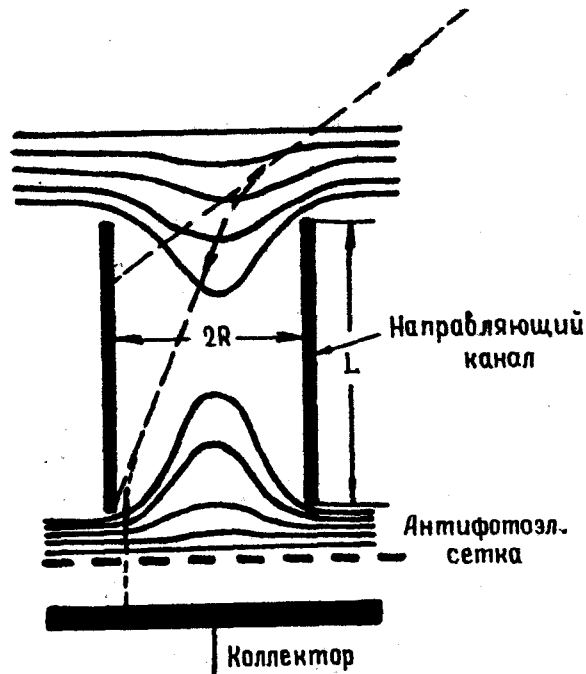


Фиг.7. Расчетные значения функции F при $\phi = 0$ в зависимости от ионной температуры T_i



Фиг.8. Расчетные кривые функции F в зависимости от угла ϕ

До сих пор мы вели расчет без учета влияния потенциалов. В реальном случае корпус спутника окружен слоем объемного заряда. При прохождении ионами этого слоя их траектории искривляются, и F меняет свой вид. Рассмотрим качественно распределение потенциала вокруг ловушки и внутри ее. На больших расстояниях от ловушки плазма является невзмущенной. Ближе к ловушке эквипотенциалы "провисают" над отверстиями направляющих каналов (фиг.8). Образуется электростатическая линза, которая фокусирует или дефокусирует ионы. Рассмотрим одну из траекторий иона в случае отрицательного потенциала спутника. При приближении к ловушке ион приобретает дополнительную скорость в направлении оси симметрии ловушки. Поэтому при отрицательном потенциале корпуса спутника (и соединенной с ним содовой насадки) вектор скорости иона поворачивается к оси ловушки, и линза является собирающей, а при положительном потенциале вектор скорости иона отворачивается от оси, и линза является рассеивающей. Аналогичная картина имеет место и в пространстве



Фиг.8. Иллюстрация влияния потенциалов на собиране ионов

"сотовая насадка - антифотоэлектронная сетка". Так как на антифотоэлектронной сетке имеется отрицательный относительно сотовой насадки потенциал, то эта внутренняя электростатическая линза является всегда собирающей.

Обычно в плотных слоях ионосферы потенциал корпуса спутника меньше нуля, поэтому обе линзы являются собирающими. Наличие двух собирающих линз приводит к увеличению коллекторного тока при всех углах, то есть кривая $F(\psi)$ лежит над кривой, рассчитанной без учета потенциала. Кроме того, при этом увеличивается ширина диаграммы направленности.

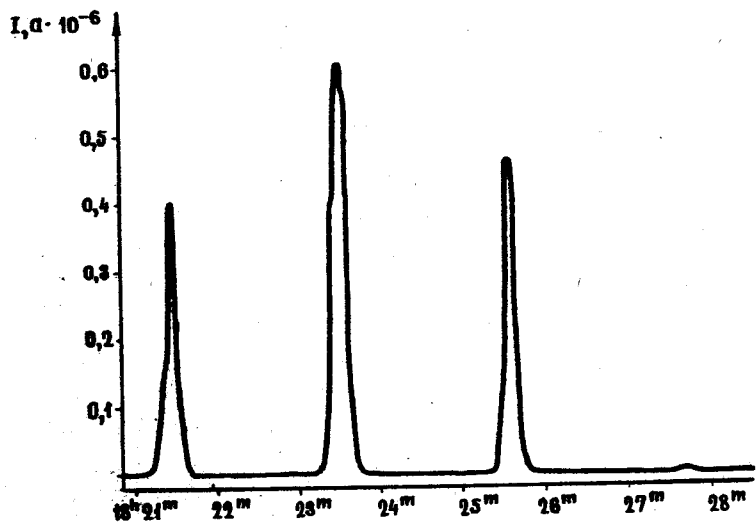
Для учета этих эффектов в формуле (1) пределы интегрирования надо взять шире. Для получения этих пределов следует определить истинные траектории ионов внутри и вне ловушки. Но такое определение осложняется тем, что аналитическое выражение для распределения потенциала в

системе, показанной на фиг.8, не известно. Аналогичная задача для безграничной плоскости и полубесконечной трубы, разделенных бесконечно малым зазором, разрешима. В нашем случае зазор между трубкой и плоскостью антифотоэлектронной сетки равен примерно половине диаметра трубки. Кроме того, задача осложняется тем, что плоскость антифотоэлектронной сетки, представляющей собой проволочную решетку, не является эквипотенциальной.

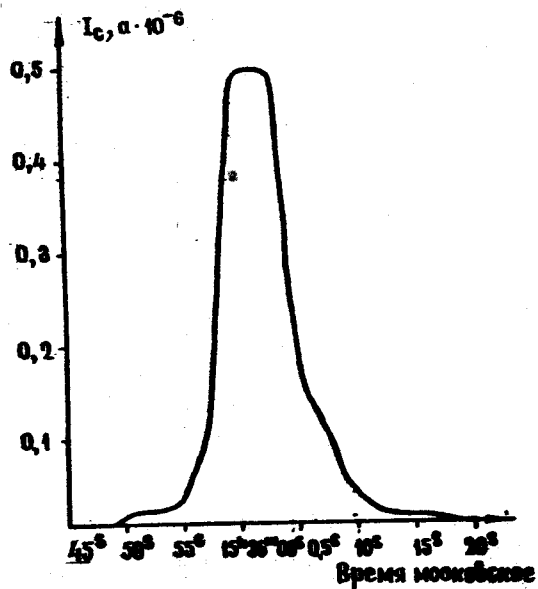
На фиг.9-11 приведены примеры записей коллекторного тока сотовых ловушек, полученных во время полета спутника "Космос-2". Необходимо отметить, что из-за отсутствия принудительной ориентации спутника и в связи с острой направленностью сотовых ловушек токи зарегистрированы лишь в течение сравнительно небольшой части общего времени наблюдений (когда направление потока ионов было близко к направлению осей сот).

Определение температуры положительных ионов при использовании ионной ловушки сотового типа можно производить, как указывалось выше, двумя методами. Первый метод состоит в сравнении форм экспериментальной и теоретической кривых. Для определения T_i по этому методу необходимо знать только ориентацию ловушки по отношению к вектору скорости поступательного движения и, конечно, состав ионосферы в месте измерений. Но в плотных слоях ионосферы, где производились измерения при помощи остро-направленных ловушек на спутнике "Космос-2", преобладают ионы атомарного кислорода $O^+(M=16)$ [4]. Для определения T_i вторым методом - по величине коллекторного тока I_c в тот момент, когда $\psi = 0$ - необходимо знать концентрацию положительных ионов n_i . Зная n_i , можно определить величину $I_{0,i}$ и из выражения (1) получаем $F(0, \frac{R}{L}, T_i, V)$, а затем по кривой, изображенной на фиг.7, определяем T_i .

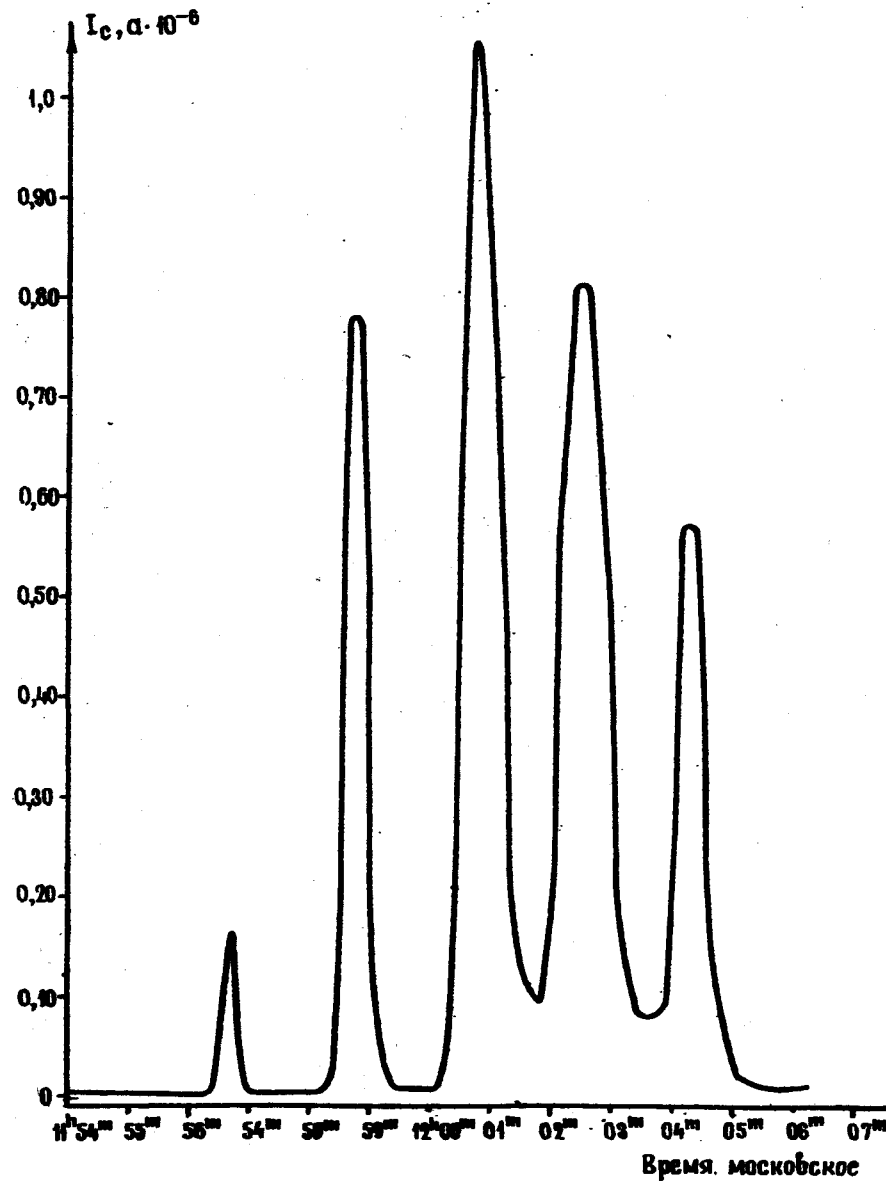
В качестве примера рассмотрим определение T_i по кривой, изображенной на фиг.10. Эта кривая получена на высоте 259 км. Ориентация ловушки по отношению к вектору скорости спутника определялась по данным системы из восьми ионных ловушек, установленной на спутнике. Как показал анализ, запись, приведенная на фиг.10, отличается от функции $F(\psi)$ лишь масштабом, а в момент, когда $I_c = I_{c \max}$, угол ψ близок к нулю. Для определения T_i были использованы оба упоминавшихся выше метода.



Фиг.9. Экспериментальная запись коллекторного тока ловушки сотового типа, полученная 7.04.82



Фиг.10. Экспериментальная запись коллекторного тока ловушки сотового типа, использованная для определения T_i , полученная 8.04.82 $h = 200$ км



Фиг.11. Экспериментальная запись коллекторного тока ловушки сотового типа, полученная 9.04.82

Источниками ошибок при определении T_i этими методами являются:

- 1) неточность определения угла ψ ;
- 2) влияние потенциала корпуса спутника на траектории ионов;
- 3) провисание поля антифотоэлектронной сетки ловушки внутрь трубок, приводящее к уменьшению эффективной длины трубок.

Следует отметить, что введением в пространство между антифотоэлектронной сеткой и сотовой насадкой дополнительной сетки, электрически соединенной с последней, третий источник ошибок может быть исключен.

Для определения точности полученного значения T_i при использовании первого метода необходимо знать ошибку ориентации. При использовании второго метода вследствие неточности определения угла ψ величина T_i завышается, а 2-я и 3-я причины приводят к занижению T_i . Для кривой, показанной на фиг.10, имея в виду указанные ошибки, можно оценить полученное значение ионной температуры как

$$T_i = (1300 \pm 200)^\circ \text{K}.$$

Довольно значительная неопределенность в определении температуры объясняется тем, что ориентация спутника относительно вектора его скорости с достаточной точностью неизвестна. При лучшем знании ориентации температуру положительных ионов можно будет определять с меньшими погрешностями.

Л и т е р а т у р а

1. Грингауз К.И., Горожанкин Б.Н., Гдалевич Г.Л., Рыбчинский Р.Е., Шютте Н.М. Настоящий выпуск, стр. 4.
2. Gringauz K.I. XII International Astronautical Congress. Springer Verlag, Wien, p.702, 1963.
3. Прессман А.Я., Яценко С.П. Геомагнетизм и аэронавигация, 1, 49 (1961).
4. Грингауз К.И., Горожанкин Б.Н., Шютте Н.М., Гдалевич Г.Л. ДАН СССР, 151, 560 (1963).

Статья поступила в редакцию 29/У 1965 г.

551.510.536

Т.К.Бреус

И ОНЫ ГЕЛИЯ В ИОНОСФЕРЕ

Делается обзор опубликованных материалов, относящихся к проблеме ионов гелия в верхней атмосфере (включая результаты опытов на ракетах и спутниках).

На основе результатов опытов с ионными ловушками на спутнике "Космос-2" рассчитывается трехкомпонентная модель переходной области от преобладания ионов O^+ к преобладанию легких ионов. Эта модель, согласно которой в апреле 1962 г. над кислородной областью ионосферы на высотах более 600-700 км доминировали ионы гелия, согласуется с результатами других экспериментальных исследований и с тенденциями изменений химического состава ионосферных ионов при изменениях солнечной активности, выявленными на основании анализа всех имеющихся результатов.

В настоящей статье рассматривается состояние проблемы гелиевых ионосферных ионов.

До начала шестидесятых годов этой проблемы не существовало, ибо считалось, что ионы гелия в ионосфере практически отсутствуют. Отчасти такому мнению способствовало то, что гелий обладает весьма высоким потенциалом ионизации (24,5 эв).