

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

**ИСКУССТВЕННЫЕ
СПУТНИКИ
ЗЕМЛИ**

Выпуск 6

1961

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

*К. И. Грингауз, В. В. Безруких,
В. Д. Озеров*

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ В ИОНОСФЕРЕ МЕТОДОМ ИОННЫХ ЛОВУШЕК НА ТРЕТЬЕМ СОВЕТСКОМ СПУТНИКЕ ЗЕМЛИ

1. ВВЕДЕНИЕ

На третьем спутнике, запущенном 15 мая 1958 г., был поставлен опыт по измерению концентрации положительных ионов методом ионных ловушек. Предварительно (до пуска спутника) описание опыта было опубликовано в [1]*.

Сообщения об этом опыте вызвали ряд откликов [4—7]; в США намечена постановка аналогичных опытов [5], [6]. Интерес к такого рода исследованиям делается вполне понятным, если учесть состояние проблемы распределения заряженных частиц в ионосфере по высоте. В период подготовки опыта сведения о высотном ходе концентрации электронов и ионов в ионосфере были весьма неопределенны и противоречивы. Это особенно относилось к так называемой внешней ионосфере (лежащей выше 300 км над Землей), которую нельзя изучать, подобно нижележащим областям, при помощи отраженных от ионосферы радиоволн. К внешней ионосфере относились лишь данные ракетного эксперимента, проведенного Бернингом в США до высоты 380 км [8], согласно которому уже на высоте 380 км концентрация близка к нулю, и данные английских опытов Ивэнса [9], определявшего интегральную электронную концентрацию в ионосфере по вращению плоскости поляризации радиоволн (вследствие эффекта Фарадея) при радиолокации Луны. Данные Ивэнса свидетельствовали о том, что во внешней ионосфере общее число свободных электронов в 3 раза больше, чем в части ионосферы, лежащей ниже главного максимума ионизации, т. е. были несовместимы с результатами Бернинга. Детальный высотный ход распределения электронной концентрации опыты по радиолокации Луны принципиально не могли дать.

Между тем, помимо научного интереса, связанного с изучением ионизованной компоненты атмосферы Земли и особенностей взаимодействия с атмосферой солнечного излучения, знание распределения по высоте концентрации заряженных частиц (особенно свободных электронов) важно и для практических целей, связанных, в частности, с выбором длин радиоволн для радиосвязи и для радиоизмерений координат космических ракет.

Во время полетов первого и второго искусственных спутников Земли в октябре и ноябре 1957 г. был проведен ряд наблюдений над радиоволнами,

* Некоторые результаты измерений, сообщенные исполнителями опыта В. И. Красовскому по данным предварительной обработки, были приведены в его обзорном докладе о советских исследованиях ионосферы при помощи ракет и спутников на V Международной Ассамблее МГГ в августе 1958 г. [2] и в статье [3].

излучавшимися с этих спутников на частотах 20 и 40 Мгц. Эти наблюдения [10—12] позволили в ряде случаев оценить интегральную концентрацию электронов от поверхности Земли до высот, на которых летали спутники, и привели к выводам, близким к полученным при радиолокации Луны. Однако обработка результатов подобных наблюдений не могла дать сведений о распределении концентрации заряженных частиц вдоль орбит спутников.

21 февраля 1958 г. при вертикальном пуске геофизической ракеты АН СССР методом измерения дисперсии радиоволн, излучавшихся с ракеты, было впервые определено распределение электронной концентрации по высоте до 470 км [13]. Полученные результаты опровергли данные измерений Бернинга [8]* и качественно согласовались с результатами работы [9].

Основной целью опыта по измерению концентрации положительных ионов методом ионных ловушек, проведенного на третьем советском спутнике Земли, было получение данных о концентрации заряженных частиц в областях ионосферы, в которых ранее прямые измерения не производились. Так как по существующим взглядам отрицательные ионы во внешней ионосфере отсутствуют, то результаты опыта должны были одновременно дать сведения о концентрации свободных электронов, равной в силу электрической нейтральности ионосферы измеряемой концентрации положительных ионов.

В процессе работы над полученными во время опыта материалами были разработаны некоторые методы обработки их, отличающиеся от метода, предложенного в [1].

2. ОПИСАНИЕ ОПЫТА. АППАРАТУРА

Над поверхностью третьего спутника на тонких штангах a_1 и a_2 длиной $l=65$ см были укреплены две одинаковые сетчатые сферические ионные ловушки L_1 и L_2 (рис. 1 и 2). Внутри каждой ловушки находился сферический коллектор, имевший отрицательный потенциал ($U_k \approx -150$ в) относительно корпуса спутника. Радиус оболочки ловушки r_1 был равен 5 см, диаметр коллектора — 3 см, коэффициент прозрачности оболочки $\alpha \sim 0,63$. Оболочки и коллекторы ловушек изготовлялись из лагуни и поверхности их хромировались. Сетчатые оболочки ловушек электрически соединялись одна с другой и через некоторое сопротивление с корпусом спутника. Электрическое поле внутри ловушки собирало на коллектор все атмосферные положительные ионы (с энергиями порядка долей эв) и выталкивало отрицательные частицы, если их энергия не превышала энергии тормозящего поля 150 эв. Поток заряженных частиц, попадающих на коллектор, в виде тока в цепи коллектор — корпус спутника регистрировался на Земле при помощи радиотелеметрической системы. Подобная ионная ловушка является разновидностью описанного в 1950 г. устройства, использованного Р. Бойдом для измерения тока положительных ионов в плазме газового разряда [15].

Вокруг спутника, летящего в ионосфере, так же как и вокруг любого тела, окруженного плазмой, образуется слой экранирующего объемного заряда, обусловленный тем, что спутник заряжается и приобретает некоторый электрический потенциал относительно плазмы. Оценки по форму-

* Впоследствии Бернинг нашел ошибки в результатах измерений, опубликованных в [8], и в 1959 г. опубликовал в [4] исправленные результаты того же опыта, соответствующие результатам работы [13].

лам теории зондов Лэнтгюра — Мотт-Смита показывают, что даже без учета фотоэмиссии с поверхности спутника толщина слоя экранирующего объемного заряда уже в области с минимальной концентрацией заряженных частиц ($n_i \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$) не превышает 15 см. Таким образом, длина штанг, на которых укреплены ловушки, заведомо обеспечивает пребывание ловушек вне слоя объемного заряда, создаваемого самим спутником, и

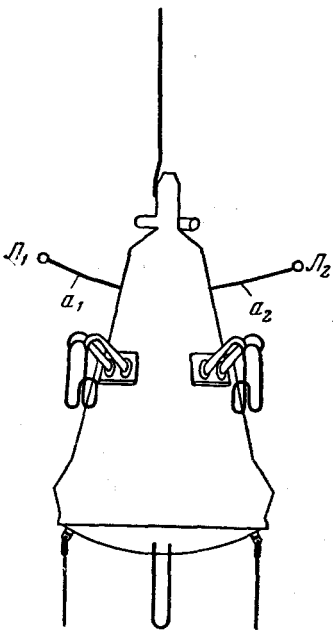


Рис. 1. Расположение ловушек на спутнике.

L_1, L_2 — ловушки; a_1, a_2 — установочные штанги

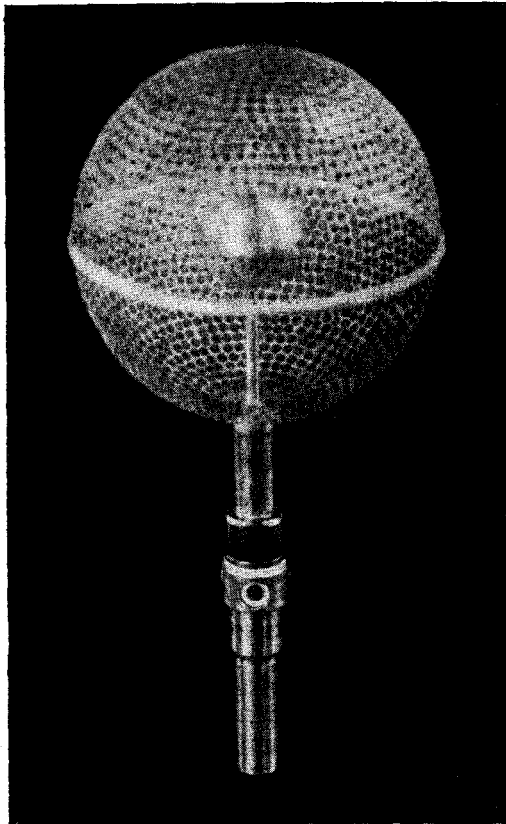


Рис. 2. Внешний вид ионной ловушки

при рассмотрении явлений, происходящих вблизи ловушки, можно не учитывать существования объемного заряда, экранирующего спутник. Последнее не относится к случаю, когда ловушка попадает в разреженную область позади спутника [1]; однако при размещении ловушек, указанном на рис. 1, при любой ориентации спутника относительно его вектора скорости хотя бы одна из ловушек должна, как правило, находиться вне разреженной зоны. Попадание ловушки вследствие вращения спутника в зону разрежения отчетливо видно по резкому уменьшению коллекторного тока в ловушке и не может служить источником существенных ошибок измерений (см. раздел 4).

Периодически (один раз в 2 сек) на сетчатые оболочки ловушек подавались биполярные импульсы напряжения U относительно корпуса

спутника: положительный импульс амплитуды 27 в и длительности 0,13 сек и отрицательный импульс амплитуды 14 в и длительности 0,07 сек. При этом потенциал φ сетчатой оболочки ловушки относительно невозмущенной плазмы менялся, в результате чего менялась толщина объемного заряда, окружающего ловушку, а при прохождении φ через нуль менялся и знак объемного заряда.

При движении спутника в ионосфере, основной ионной составляющей которой являются ионы атомарного кислорода, а температура порядка $10^3 \div 2 \cdot 10^3$ °К, справедливо соотношение

$$v_i \ll V_{\text{сп}} \ll v_e,$$

где $v_i \sim 10^5$ см·сек⁻¹ — средняя скорость ионов, $V_{\text{сп}} \sim 10^6$ см·сек⁻¹ — средняя скорость спутника и $v_e \sim 10^7$ см·сек⁻¹ — средняя скорость электронов.

Ток $I_{\text{к}, i}$, создаваемый положительными ионами в цепи коллектора ловушки, равный току ионов, попадающих в ловушку, по определению можно записать в виде

$$I_{\text{к}, i} = \alpha e \cdot n_i \cdot V_{\text{сп}} \cdot S_{\text{эфф}}, \quad (1)$$

где α — коэффициент прозрачности сетчатой оболочки ловушки, e — заряд электрона, n_i — концентрация ионов в невозмущенной плазме, $S_{\text{эфф}} = S \cdot f(\varphi)$ — эффективное сечение собирания ионов ловушкой, $S = \pi r_{\text{д}}^2$ — сечение ловушки, $f(\varphi)$ — функция потенциала φ , $f(\varphi = 0) = 1$.

Коллекторный ток ловушки $I_{\text{к}}$ представляет сумму токов

$$I_{\text{к}} = I_{\text{к}, i} + I_0, \quad (2)$$

где I_0 — ток, практически не зависящий от осуществляемых в опыте малых изменений φ и определяемый суммарным воздействием внешних радиаций на коллектор ловушки — фотоэмиссией под действием ультрафиолетового излучения Солнца, потоками положительных частиц больших энергий, потоками электронов с энергией больше 150 эв. Результаты эксперимента показывают, что при использованной конструкции ловушек и при значениях потенциала внешней сетки ловушки, близких к потенциалу окружающей плазмы, в ионосфере, как правило, $I_{\text{к}, i} \gg I_0$.

Зависимость $I_{\text{к}} = f(U)$, где U — напряжение на сетке ловушки относительно корпуса спутника, будет далее называться ионной вольтамперной характеристикой. Обработывая такие характеристики, можно, при некоторых предположениях, определить значение n_i в невозмущенной ионосфере (см. раздел 3).

Блок-схема аппаратуры приведена на рис. 3. При помощи радиотелеметрической системы передавались мгновенные значения импульсного напряжения, подаваемого на оболочки ловушек, и коллекторных токов обеих ловушек. Таким образом, зарегистрированные на Земле данные измерений позволяли построить для каждой ловушки ионную вольтамперную характеристику, соответствующую каждому биполярному импульсу напряжения.

При указанных выше размерах ионных ловушек и при $\varphi \sim 0$ концентрации ионов $n_i \sim 10^7$ см⁻³ соответствовал ток $I_{\text{к}, i} \sim 3 \cdot 10^{-5}$ а, а концентрации $n_i \sim 10^4$ см⁻³ — ток $I_{\text{к}, i} \sim 5 \cdot 10^{-8}$ а. Усиление таких токов легко осуществлялось при помощи катодных повторителей с достаточно

высокими входными сопротивлениями (на лампах типа 6Н16Б, так как величина сеточного тока этих ламп не превышает нескольких единиц 10^{-9} а). Однако для регистрации при помощи *одного* усилительного каскада токов в диапазоне $5 \cdot 10^{-8} \div 2,5 \cdot 10^{-5}$ а в схему усилителя пришлось ввести нелинейный элемент. Последним служил диод, включенный параллельно входному сопротивлению усилителя и запертый специальным смещением. Когда входной ток достигал величины 10^{-6} а и превышал это значение,

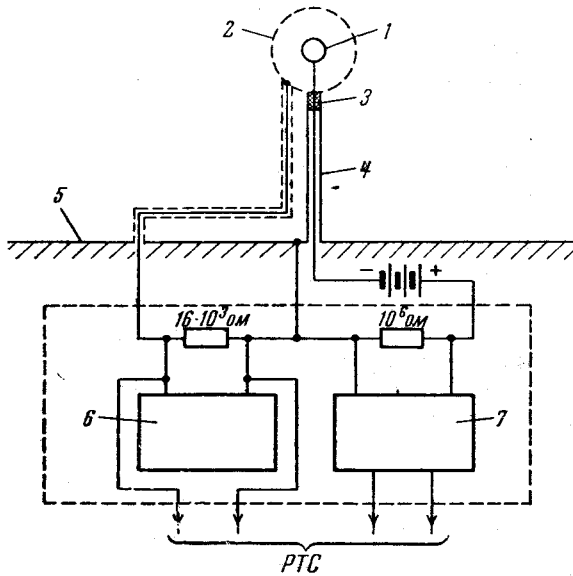


Рис. 3. Блок-схема аппаратуры.

1 — коллектор ловушки; 2 — сетчатая оболочка; 3 — изолятор; 4 — установочная трубчатая штанга, служащая экраном; 5 — поверхность спутника; 6 — генератор пилообразных импульсов; 7 — усилитель тона в цепи коллектора; PТС — входы радиотелеметрической системы

падение напряжения на входном сопротивлении компенсировало напряжение батареи смещения, диод открывался и, вместе с включенным последовательно с ним сопротивлением, шунтировал входное сопротивление, уменьшая тем самым коэффициент усиления каскада.

Во время работы прибора при полете спутника периодически проверялось выполнение условия полного собирания на коллектор положительных ионов, попавших в ловушку. Проверка осуществлялась включением (через каждые 30 сек на 0,5 сек) в цепи коллекторов сопротивлений, выбранных таким образом, чтобы падение напряжения при протекании измеряемых токов, соответствующих значительным концентрациям n_i , через эти сопротивления существенно уменьшало бы отрицательные напряжения на коллекторах. При этом соответственно уменьшалась и величина собирающего ионы электрического поля между коллектором и оболочкой ловушки. Неизменность коллекторных токов при таких временных включениях дополнительных сопротивлений в цепи коллекторов может рассматриваться как доказательство того, что в нашем случае отрицательное напряжение на коллекторе $U_k = -150$ в обеспечивает полное собирание всех попавших в ловушку атмосферных положительных ионов.

Следует отметить, что во время опыта периодически производился контроль напряжений питания усилителей с целью учета их изменений и внесения в случае необходимости поправок в величины измеряемых токов.

Для формирования положительного и отрицательного пилообразных импульсов напряжения, подаваемых на сетчатые оболочки ловушек, служили два независимых ждущих генератора пилообразных напряжений. Генераторы запускались положительными фронтами импульсов, поступающих с соответствующих анодов несимметричного мультивибратора, генерировавшего с частотой 0,5 гц прямоугольные импульсы длительностью 130 мсек. Эта длительность определяет сдвиг по времени положительного и отрицательного импульсов. Сформированные импульсы подавались на катодные повторители, с выхода которых они поступали на сетки ионных ловушек. В схему прибора были введены цепи, позволявшие при помощи радиотелеметрической системы записывать истинную форму пилообразных импульсов.

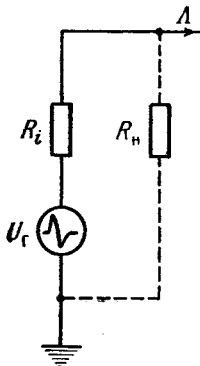


Рис. 4. Эквивалентная схема генератора пилообразного напряжения.

R_i — внутреннее сопротивление генератора; R_n — сопротивление нагрузки; Л — подсоединение генератора к сеткам ловушек

В целях более экономного расходования энергии источников питания лампы с номинальным напряжением питания накала 6,3 в работали в специальном режиме при напряжении канала 3 в.

При проведении описываемого опыта существенное значение имеет величина внутреннего сопротивления генератора пилообразных импульсов. Эквивалентная схема нагруженного генератора (рис. 4) представляет последовательное соединение генератора с внутренним сопротивлением R_i и сопротивления нагрузки R_n . Сопротивление R_n эквивалентно сопротивлению «бисферического зонда» в плазме, состоящего из двух сферических сетчатых оболочек ловушек, соединенных параллельно. В приборе, установленном на спутнике, внутреннее сопротивление генератора пилообразных импульсов R_i (определяемое как сопротивление нагрузки, при котором амплитуда импульсов напряжения вдвое меньше, чем при отсутствии нагрузки) составляло 16 ком.

При таком высоком значении R_i большие электронные токи на сетчатые оболочки ловушек в области положительных значений их потенциала относительно плазмы могли вызывать значительное падение напряжения на внутреннем сопротивлении генератора, уменьшая величину наибольшего положительного потенциала на сетках ловушек. Из дальнейшего видно, что во многих случаях такое явление действительно имело место.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ, СООТВЕТСТВУЮЩЕЙ НЕВОЗМУЩЕННОЙ ИОНОСФЕРЕ, ПО КРУТИЗНЕ ИОННОЙ ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Распределение заряженных частиц вокруг ионной ловушки, движущейся в ионосфере, и поток заряженных частиц, попадающих на оболочку ловушки и определяющих, в частности, ионный коллекторный ток ловушки, можно было бы выразить как функцию потенциала ϕ и концентрации n_i ионов в невозмущенной плазме в результате строгого решения кинетического уравнения для случая сферического зонда, движущегося в плазме. Такое решение связано со значительными трудностями и в настоя-

щее время еще не получено. Поэтому для установления связи между измеренным коллекторным током и величиной n_i в невозмущенной ионосфере приходится использовать некоторые допущения, упрощающие задачу.

Положительные ионы попадают в ловушку в основном через переднюю полусферу, ориентированную в направлении вектора скорости,

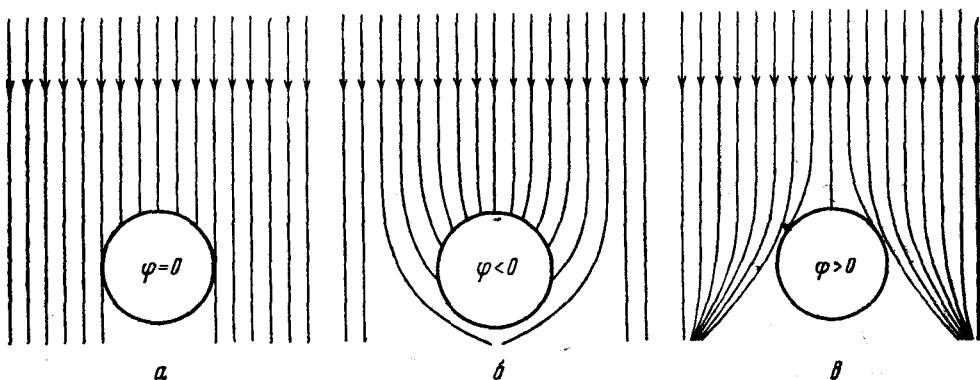


Рис. 5. Характер движения положительных ионов относительно ловушки в зависимости от ее потенциала

ибо позади ловушки образуется «ионная тень» — зона, существенно обедненная ионами из-за того, что $v_i \ll V_{сн}$. Нейтральные атомы и электроны проникают в эту зону, так как для нейтральных атомов оболочка ловушки полупрозрачна, а электроны имеют скорость $v_e \gg V_{сн}$. Длина «ионной тени» порядка $\frac{V_{сн}}{v_i} \cdot r_L$, а поперечное сечение

определяется эффективным сечением собирания ионов $S_{эфф} = S \cdot f(\varphi)$, т. е. зависит от потенциала φ . При изменении φ распределение заряженных частиц вокруг ловушки меняется, меняется и $S_{эфф}$.

При $\varphi = 0$ поток ионов на поверхность ловушки ограничен в основном трубкой с сечением, равным геометрическому поперечному сечению ловушки, т. е. $S_{эфф} = S = \pi r_L^2$ (рис. 5, а).

При $\varphi < 0$ передняя полусфера оболочки ловушки оказывается окруженной прилегающим к ней слоем объемного положительного заряда, толщина которого зависит от величины φ и от концентрации ионов n_i в невозмущенной плазме. Внутри этого слоя существует электрическое поле (в первом приближении радиальное), искривляющее траектории положительных ионов таким образом, что эффективное сечение собирания ионов $S_{эфф}$ увеличивается, ибо в ловушку попадают ионы, которые без электрического поля в нее бы не попали (рис. 5, б). Таким образом, в этом случае $S_{эфф} = \pi r_L^2 \cdot f(\varphi)$, где $f(\varphi) > 1$.

При $\varphi > 0$ ловушка оказывается окруженной прилегающим к ней слоем объемного отрицательного заряда. Электрическое поле внутри этого слоя также искривляет траектории ионов, но на этот раз таким образом, что часть ионов, попадавших при $\varphi = 0$ на оболочку ловушки, огибает ее (рис. 5, в) и эффективное сечение собирания ионов уменьшается: $S_{эфф} = \pi r_L^2 \cdot f(\varphi)$, где $f(\varphi) < 1$.

При значительных положительных величинах φ , существенно превышающих величину $\frac{m_{i, \max} \cdot V_{\text{сп}}^2}{2e}$, где $m_{i, \max}$ — масса наиболее тяжелых ионов, имеющих в плазме, все атмосферные ионы оказываются заторможенными; при этом ток $I_{\text{K}, i=0}$, $I_{\text{K}} = I_0$.

Такова физическая картина собирания положительных ионов из внешней среды в ловушку. В дальнейшем под ионным коллекторным током ловушки $I_{\text{K}, i}$ везде подразумевается ток, определяемый потоком ионов на оболочку ловушки (с учетом ее прозрачности); считается, что условие полного собирания на коллектор ионов, попавших внутрь ловушки, выполняется.

Рассмотрение процесса собирания ионов ловушкой мы будем вести в предположении, что электрическое поле у собирающей ионы части оболочки ловушки радиально*. Сначала мы определим зависимость ионного тока на коллектор ловушки $I_{\text{K}, i}$ от φ и n_i , пренебрегая тепловым движением ионов, т. е. считая, что температура $T \sim 0$ (такое рассмотрение имеет смысл, так как $v_i \ll V_{\text{сп}}$), а затем рассмотрим, как влияет на зависимость $I_{\text{K}, i}(\varphi)$ учет теплового движения ионов.

Без учета теплового движения в случае, когда все ионы имеют одинаковую массу m_i (как будет видно из дальнейшего, этот случай практически

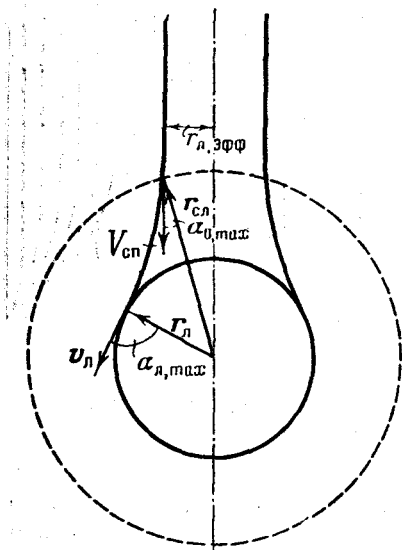


Рис. 6. К выводу уравнения ионной вольтамперной характеристики сферической ионной ловушки.

весьма важен), при $\varphi \geq \frac{m_i V_{\text{сп}}^2}{2e}$ все атмосферные положительные ионы полностью тормозятся и $I_{\text{K}} = I_0$.

При $0 \leq \varphi \leq \frac{m_i V_{\text{сп}}^2}{2e}$ вокруг ловушки образуется объемный отрицательный заряд, границей которого в направлении набегающего потока иона, согласно сказанному выше, считаем сферическую поверхность, радиус которой обозначим через $r_{\text{сл}}$ (рис. 6).

Согласно закону сохранения момента количества движения частицы, движущейся в поле центральных сил, для иона, попадающего на поверхность ловушки, имеем

$$V_{\text{сп}} \cdot r_{\text{сл}} \cdot \sin \alpha_0 = v_{\text{л}} \cdot r_{\text{л}} \cdot \sin \alpha_{\text{л}}, \quad (3)$$

где $v_{\text{л}}$ — скорость иона у поверхности ловушки; α_0 и $\alpha_{\text{л}}$ — углы между направлением скорости иона и его радиус-вектором (из центра ловушки) соответственно у поверхности слоя и поверхности ловушки.

* В непосредственной близости от оболочки радиальность поля связана с эквипотенциальностью поверхности оболочки; несимметрия объемного заряда, связанная с наличием «ионной тени», несколько нарушает радиальность поля. Мы, однако, принимаем, что на ионы, находящиеся в набегающем на ловушку потоке и попадающие в слой объемного заряда, действуют только центральные силы.

Очевидно, что для попадания иона на поверхность ловушки необходимо выполнение условия

$$0 \leq \alpha_{\text{л}} \leq \frac{\pi}{2}, \quad (4)$$

которое означает, что

$$0 \leq \sin \alpha_{\text{л}} \leq 1. \quad (4a)$$

Из (3) и (4a) следует, что на поверхность ловушки попадут ионы, у которых угол α_0 удовлетворяет условию

$$\sin \alpha_0 \leq \frac{v_{\text{л}} \cdot r_{\text{л}}}{V_{\text{сп}} \cdot r_{\text{сл}}}. \quad (5)$$

Согласно закону сохранения энергии, $\frac{m_i v_{\text{л}}^2}{2} = \frac{m_i V_{\text{сп}}^2}{2} - e\varphi$

или

$$v_{\text{л}} = V_{\text{сп}} \cdot \sqrt{1 - \frac{2e\varphi}{m_i V_{\text{сп}}^2}}. \quad (6)$$

Согласно (5) и (6),

$$\sin \alpha_{0, \text{max}} = \frac{r_{\text{л}}}{r_{\text{сл}}} \sqrt{1 - \frac{2e\varphi}{m_i V_{\text{сп}}^2}}. \quad (7)$$

Очевидно, что эффективное сечение ловушки равно

$$S_{\text{эфф}} = \pi (r_{\text{сл}} \cdot \sin \alpha_{0, \text{max}})^2 = \pi r_{\text{л}}^2 \left(1 - \frac{2e\varphi}{m_i V_{\text{сп}}^2}\right). \quad (8)$$

Поэтому ионный ток в цепи коллектора ловушки можно записать в виде

$$I_{\text{к}, i}(\varphi) = \alpha n_i e V_{\text{сп}} \pi r_{\text{л}}^2 \left(1 - \frac{2e\varphi}{m_i V_{\text{сп}}^2}\right). \quad (9)$$

Таким образом, при уменьшении потенциала оболочки ловушки относительно невозмущенной плазмы (от значения $\varphi = \frac{m_i V_{\text{сп}}^2}{2e}$) ток $I_{\text{к}, i}$ должен линейно возрастать. Эта линейная зависимость не нарушается при переходе φ через нуль в область отрицательных значений до тех пор, пока выполняется условие $r_{\text{сл}} > \sqrt{\frac{S_{\text{эфф}}}{\pi}} = r_{\text{л}, \text{эфф}}$, где $r_{\text{л}, \text{эфф}}$ — радиус эффективного сечения ловушки.

При увеличении абсолютной величины отрицательного потенциала сферического зонда, как можно показать пользуясь теорией зондов Лэнгмюра, сечение слоя объемного заряда $S_{\text{сл}}$ возрастает по нелинейному закону: при сравнительно малых значениях $|\varphi|$, когда $r_{\text{сл}} \geq r_{\text{л}}$, оно растет быстрее, чем $S_{\text{эфф}}$, определяемое линейным законом (8), а при дальнейшем увеличении $|\varphi|$, когда $r_{\text{сл}} \geq r_{\text{л}}$, рост $S_{\text{сл}}$ значительно замедляется. За пределами слоя объемного заряда на ионы не действуют никакие силы, отклоняющие их к зонду (ловушке), поэтому, начиная с некоторого отрицательного значения $\varphi = \varphi_{\text{кр}}$, которое мы назовем критическим, увеличение $S_{\text{эфф}}$ должно происходить не по закону (8), а значительно медленнее, в соответствии с увеличением $S_{\text{сл}}$.

При одновременном наличии ионов с s различными массами и с соизмеримыми концентрациями формула (9) будет иметь вид

$$I_{K,i}(\varphi) = \sum_{q=1}^s I_{K,i}^{(q)}(\varphi) = \alpha e V_{\text{сп}} \pi r_{\text{л}}^2 \sum_{q=1}^s n_i^{(q)} \cdot \left(1 - \frac{2e\varphi}{m_i^{(q)} V_{\text{сп}}^2} \right), \quad (9a)$$

причем $I_{K,i}^{(q)}(\varphi) \equiv \alpha n_i^{(q)} e V_{\text{сп}} \pi r_{\text{л}}^2 \left(1 - \frac{2e\varphi}{m_i^{(q)} V_{\text{сп}}^2} \right) = 0$ при $\varphi \geq \frac{m_i^{(q)} V_{\text{сп}}^2}{2e}$, где $n_i^{(q)}$, $m_i^{(q)}$ и $I_{K,i}^{(q)}(\varphi)$ — соответственно концентрация, масса и ток q -го сорта ионов.

Так как ионам каждой массы соответствует определенное значение потенциала торможения, то в этом случае ионная вольтамперная характеристика должна иметь вид ломаной, состоящей из отрезков прямых, наклон которых уменьшается при увеличении φ (по мере торможения все более и более тяжелых ионов), пока потенциал не достигнет величины $\varphi = \frac{m_{i,\text{max}} V_{\text{сп}}^2}{2e}$, при которой ток $I_{K,i}$ полностью прекратится.

При этом точки излома должны совпадать с каждым из потенциалов торможения, а число участков с разной крутизной должно быть равно числу сортов ионов с различными массами.

Перейдем теперь к учету влияния теплового движения ионов на собирание их ловушкой.

Скорость иона \mathbf{v}_i в системе координат, связанной со спутником, равна векторной сумме скорости $\mathbf{V}_{\text{сп}}$ потока ионов, созданного движением спутника, и тепловой скорости \mathbf{c}_i . Сохраняя прежнее допущение о радиальности внешнего электрического поля ловушки, будем вычислять ток положительных ионов на оболочку ловушки следующим образом. Для каждой из возможных скоростей \mathbf{v}_i вычислим по (9), заменив в этой формуле $V_{\text{сп}}$ на v_i , элементарный ток на оболочку, создаваемый ионами, имеющими скорости, лежащие в интервале от \mathbf{v}_i до $\mathbf{v}_i + (i d\mathbf{v}_{i,x} + j d\mathbf{v}_{i,y} + k d\mathbf{v}_{i,z})$, а затем проинтегрируем полученное выражение по всем возможным скоростям, считая, что в невозмущенной плазме за пределами слоя объемного заряда скорости ионов распределены изотропно по закону Максвелла — Больцмана. При этом в случае $V_{\text{сп}} = 0$ мы должны получить ток на неподвижный сферический зонд Лэнгмюра, а при $T = 0$ — формулу (9).

Определим парциальную концентрацию ионов dn_i в набегающем на ловушку потоке, имеющих составляющие скоростей по трем координатным осям, заключенные соответственно в пределах от $v_{i,x}$ до $v_{i,x} + dv_{i,x}$, от $v_{i,y}$ до $v_{i,y} + dv_{i,y}$ и от $v_{i,z}$ до $v_{i,z} + dv_{i,z}$, причем $v_{i,x}^2 + v_{i,y}^2 + v_{i,z}^2 = v_i^2$. Если $\mathbf{v}_i = \mathbf{c}_i$, то при максвелловском распределении скоростей

$$dn_i = n_i \left(\frac{m_i}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{m_i}{2kT} (c_{i,x}^2 + c_{i,y}^2 + c_{i,z}^2) \right\} dc_{i,x} dc_{i,y} dc_{i,z}.$$

Если $\mathbf{v}_i = \mathbf{V}_{\text{сп}} + \mathbf{c}_i$, то аналогичным образом имеем

$$dn_i = n_i \left(\frac{m_i}{2\pi kT} \right)^{3/2} \cdot \exp \left\{ -\frac{m_i}{2kT} [(v_{i,x} - V_{\text{сп},x})^2 + (v_{i,y} - V_{\text{сп},y})^2 + (v_{i,z} - V_{\text{сп},z})^2] \right\} dv_{i,x} dv_{i,y} dv_{i,z}. \quad (10)$$

Определим ток, создаваемый этими ионами в цепи коллектора,

пользуясь формулой (9), заменив в ней n_i соотношением (10) и подставив v_i вместо $V_{сп}$:

$$dI_{K,i} = \alpha S n_i \left(\frac{m_i}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{m_i}{2kT} [(v_{i,x} - V_{сп,x})^2 + (v_{i,y} - V_{сп,y})^2 + (v_{i,z} - V_{сп,z})^2] \right\} v_i \left(1 - \frac{2e\varphi}{m_i v_i^2} \right) dv_{i,x} dv_{i,y} dv_{i,z}. \quad (11)$$

Применим эту формулу в области положительных потенциалов $0 \leq \varphi \leq \frac{m_i v_i^2}{2e}$, т. е. при $v_i \geq \sqrt{\frac{2e\varphi}{m_i}}$. Полный ток при $\varphi \geq 0$ находим интегрированием выражения (11) по всем скоростям, удовлетворяющим условию $\infty > v_i \geq \sqrt{\frac{2e\varphi}{m_i}}$; в результате получим

$$I_{K,i}(\varphi) = \alpha S n_i f(\varphi, m_i, T, V_{сп}). \quad (12)$$

Получающаяся в результате интегрирования формула (12) представляет собой громоздкое и мало наглядное выражение, привести которое здесь нецелесообразно.

На графиках рис. 7 и в табл. 1 приведены результаты вычислений $I_{K,i}(\varphi)$ по формуле (12).

Нетрудно заметить, что при $T=0$ характеристика является отрезком прямой, пересекающей ось φ в точке $\varphi_T = \frac{m_i V_{сп}^2}{2e} = 5,33$ в.

Аналитическое ее выражение совпадает с выведенной ранее формулой (9). При $V_{сп} = 0$

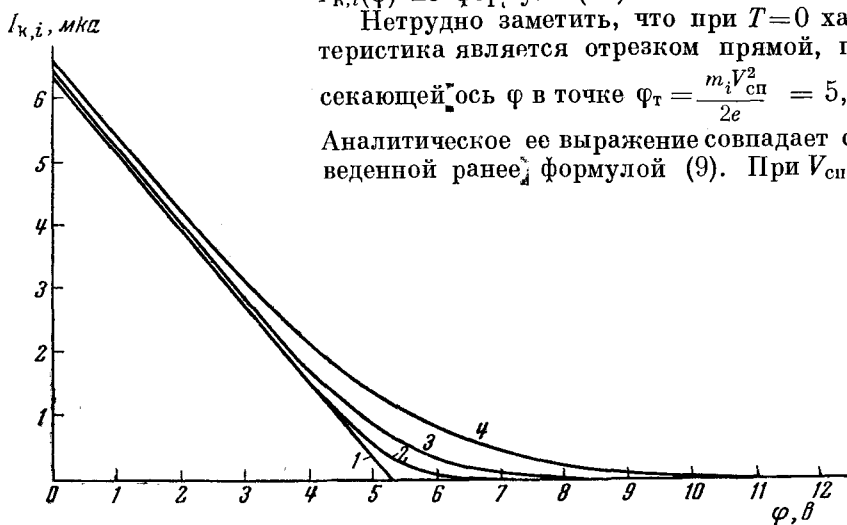


Рис. 7. График теоретических ионных вольтамперных характеристик для случая ионов O^+ с концентрацией $n_i = 10^6$ $см^{-3}$ при $V_{сп} = 8 \cdot 10^5$ $см \cdot сек^{-1}$. 1 — $T = 0^\circ K$; 2 — $T = 500^\circ K$; 3 — $T = 1800^\circ K$; 4 — $T = 5000^\circ K$; Параметры α и S , использованные при вычислениях, относятся к ловушкам, установленным на третьем спутнике.

интегрирование соотношения (11) дает известное выражение $I_{K,i} = \alpha n_i \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right)$. По мере повышения температуры кривая $I_{K,i}(\varphi)$ в области малых потенциалов сохраняет вид прямой почти с тем же наклоном (несколько смещаясь вверх), но по мере приближения φ к φ_T прямая переходит в квазиэкспоненту, тем более ясно выраженную, чем больше T .

Изложенные соображения позволяют считать, что при указанных предположениях для случая, когда имеются ионы только одной массы (либо

Т а б л и ц а 1

φ, e	$I_{K,i}(\varphi), \text{мкА}$			
	$T=0^\circ$	$T=500^\circ$	$T=1800^\circ$	$T=5000^\circ$
0	6,283	6,314	6,371	6,546
1	5,105	5,132	5,199	5,365
2	3,926	3,950	4,017	4,200
3	2,748	2,767	2,844	3,097
4	1,570	1,591	1,744	2,132
5	0,392	0,563	0,874	1,363
5,5	0	0,244	0,566	1,060
6	0	0,081	0,345	0,810
6,5	0	0,021	0,197	0,609
7	0	0,004	0,106	0,449
7,5	0	0,001	0,054	0,326
8	0	0	0,026	0,233
8,5	0	0	0,012	0,165
9	0	0	0,005	0,115
10	0	0	0,001	0,053
11	0	0	0	0,023
12	0	0	0	0,010
13	0	0	0	0,004
14	0	0	0	0,002
15	0	0	0	0,001

когда концентрация ионов одной массы существенно выше концентрации ионов с другими массами), ионная вольтамперная характеристика $I_{K,i}(\varphi)$ должна иметь описанный выше вид.

При изменении потенциала оболочки ловушки от отрицательных значений в сторону положительных крутизна сначала мала и определяется медленным убыванием толщины слоя объемного заряда. По достижении некоторого критического потенциала $\varphi_{кр} < 0$ скорость убывания эффективного сечения собирания ионов по закону (8) превышает скорость уменьшения сечения слоя объемного заряда и начинается линейный участок характеристики; при приближении φ к величине φ_T ток $I_{K,i}$ убывает по квазиэкспоненциальному закону из-за наличия у ионов тепловых скоростей, а величина $I_K \rightarrow I_0$.

Экспериментальные ионные вольтамперные характеристики, снятые во внешней ионосфере (см. раздел 5), весьма сходны с теоретическими кривыми рис. 7, что подтверждает разумность допущений, сделанных при проведенном рассмотрении.

В связи с рассматриваемым вопросом о зависимости $I_{K,i}$ от величин φ и n_i следует остановиться на соображениях, высказанных по этому поводу Уипплом [7], который вывел выражение для вольтамперной характеристики ионной ловушки, установленной на третьем советском спутнике, и применил его к интерпретации наших экспериментальных данных, приведенных в [3].

Уиппл использовал для вычисления тока на движущийся сферический зонд максвелловское распределение составляющих скоростей ионов в направлении скорости спутника:

$$\frac{dn_i}{dc_{i, \text{сп}}} = \frac{n_i}{c_0 \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{c_{i, \text{сп}}^2}{c_0^2}\right), \quad (13)$$

где $c_{i, \text{сп}}$ — компонента тепловой скорости иона в направлении скорости спутника (в неподвижной системе координат), c_0 — наивероятнейшая тепловая скорость иона $\left(\frac{m_i c_0^2}{2} = kT\right)$.

Распределение скоростей в системе координат, связанной со спутником, получается заменой $c_{i, \text{сп}}$ на $v_{i, \text{сп}} + V_{\text{сп}}$, где $v_{i, \text{сп}}$ — компонента скорости иона в направлении движения спутника в системе координат, связанной со спутником.

Считая, что только ионы со скоростью $v_{i, \text{сп}} > -\sqrt{\frac{2e\varphi}{m_i}}$ не достигнут коллектора, автор [7] выводит выражение для тока коллектора:

$$\begin{aligned} I_{\text{к}, i}(\varphi) &= -\int \alpha e S v_{i, \text{сп}} dn_i = -\frac{\alpha e S n_i}{c_0 \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{-\sqrt{\frac{2e\varphi}{m_i}}} v_{i, \text{сп}} \exp\left[-\frac{(v_{i, \text{сп}} + V_{\text{сп}})^2}{c_0^2}\right] dv_{i, \text{сп}} = \\ &= \alpha e S n_i V_{\text{сп}} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \Phi(x) + \frac{c_0}{2V_{\text{сп}} \sqrt{\pi}} e^{-x^2} \right], \quad (14) \end{aligned}$$

где $S = \pi r_{\text{л}}^2$ — сечение ловушки, $x = \frac{1}{c_0} \left(V_{\text{сп}} - \sqrt{\frac{2e\varphi}{m_i}} \right)$, $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$ — интеграл вероятности.

При $\varphi = \frac{m_i V_{\text{сп}}^2}{2e}$ это выражение превращается в

$$I_{\text{к}, i}(\varphi = \varphi_{\text{т}}) = \alpha n_i e S \left(\frac{V_{\text{сп}}}{2} + \frac{c_0}{2\sqrt{\pi}} \right).$$

При $V_{\text{сп}} \geq c_0$ это означает, что

$$I_{\text{к}, i}(\varphi = \varphi_{\text{т}}) \approx \frac{1}{2} I_{\text{к}, i}(\varphi = 0).$$

Отсюда автор [7] делает вывод о том, что определение n_i , проведенное в [1—3], ошибочно, а точка $\varphi = \frac{m_i V_{\text{сп}}^2}{2e}$ далека от точки торможения ионов и лежит где-то в районе середины линейной части ионной вольтамперной характеристики.

Этот вывод и все рассмотрение Уиппла в применении к сферическим ионным ловушкам неверны, ибо он не учел ни сферичности ловушки и связанной с нею квазирадиальности ее электрического поля, искривляющего траектории ионов в набегающем на ловушку потоке, ни компонент тепловой скорости, лежащих в плоскости, перпендикулярной скорости спутника. Все рассуждения Уиппла проведены по существу для участка с площадью αS неограниченного плоского зонда. Если ион имеет компоненту скорости в направлении движения спутника

$v_{i, \text{сп}} < - \sqrt{\frac{2e\phi}{m_i}}$, то это еще не означает, что он попадет на поверхность ловушки, как это предполагает Уиппл, так как две другие компоненты скорости могут быть столь велики, что вектор полной скорости иона будет направлен в сторону от ловушки.

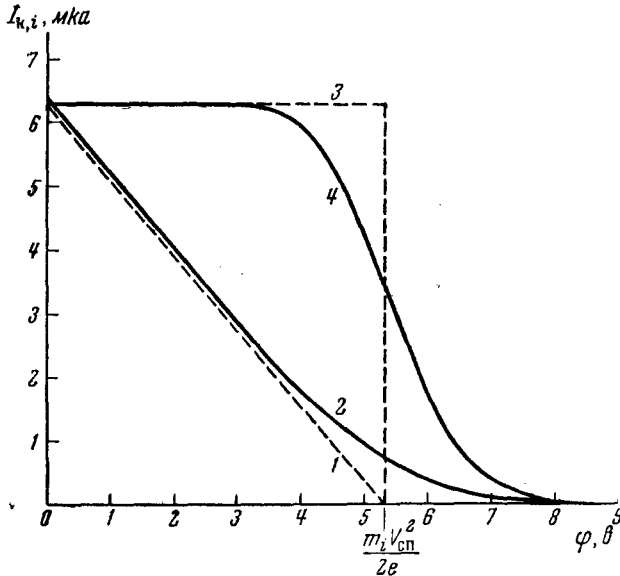


Рис. 8. Теоретические ионные вольтамперные характеристики сферического (кривые 1 и 2) и участка бесконечного плоского (кривые 3 и 4) зондов.

1 и 3 — $T = 0^\circ$; 2 и 4 — $T = 2000^\circ$; $m_i = 16$ а. е. м.;
 $V_{\text{сп}} = 8 \cdot 10^8$ см·сек $^{-1}$; $n_i = 10^6$ см $^{-3}$

Согласно (14), при малых c_0 ($T \rightarrow 0$) ток $I_{k,i}$ не зависит от ϕ , пока ϕ не достигнет значения $\phi_T = \frac{m_i V_{\text{сп}}^2}{2e}$, при котором ток скачком падает до нуля; до значения ϕ_T эффективная собирающая поверхность сферического зонда также не зависит от ϕ . Это характерно лишь для бесконечного плоского зонда; случай сферического зонда при $T = 0^\circ$ был рассмотрен выше [см. (9)]. Для сравнения на рис. 8 изображены ионные вольтамперные характеристики сферической ловушки, соответствующие формуле (12), и кривые, рассчитанные по формуле, приведенной Уипплом.

В связи со сказанным, приведенное в [7] определение концентрации n_i по экспериментальной характеристике, полученной с третьего советского спутника, неверно. Формула (14) представляет интерес лишь для тех случаев, когда задача может быть сведена к вычислению тока на участок движущегося плоского бесконечного зонда.

Возвратимся к вопросу об определении n_i при помощи ионной вольтамперной характеристики. Выше указывалось, что даже при достаточно высоких температурах ионов характеристика имеет отчетливый линейный участок с такой же крутизной, как и в случае $T = 0^\circ$, описываемом формулой (9). Этим обстоятельством можно воспользоваться для определения значения n_i в случае, если все ионы имеют одинаковую и притом извест-

ную массу m_i . Из (2) и (9) следует, что наклон линейной части характеристики равен

$$\frac{dI_{\kappa, i}}{d\varphi} = \frac{dI_{\kappa}}{d\varphi} = \frac{dI_{\kappa}}{dU} = - \frac{2\alpha S e^2}{m_i V_{\text{сп}}} n_i = B \cdot n_i, \quad (15)$$

где B выражается через известные величины.

Следует заметить, что как теоретические соображения, так и результаты экспериментальных измерений [16], проведенных при помощи радиочастотного масс-спектрометра, свидетельствуют о том, что внешняя ионосфера (выше максимума слоя F) состоит в основном из ионов атомарного кислорода (массовое число 16). Об этом же свидетельствуют результаты определения плотности ионосферы на высоте 450 км по данным наблюдений за натриевым облаком [17]. Большинство приводимых ниже (раздел 5) экспериментальных ионных вольтамперных характеристик, полученных на третьем спутнике, также показали, что во внешней ионосфере ход этих характеристик определяется ионами с одинаковой массой. Поэтому соотношение (15) широко использовалось при обработке экспериментальных данных, полученных при помощи ионных ловушек.

4. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ АППАРАТУРЫ В ПОЛЕТЕ

В результате измерений во время полета третьего спутника получены обширные данные, позволяющие построить более 10 000 ионных вольтамперных характеристик, относящихся к различным высотам.

Естественно, представляет значительный интерес вопрос о влиянии изменений ориентации спутника на измеряемые коллекторные токи. Во время полета спутник, помимо движения на орбите, одновременно совершает сложное движение, вращаясь вокруг своей большой оси и прецессируя с большим углом нутации; при этом угол между вектором скорости спутника и его большой осью меняется. Это обстоятельство приводит к тому, что характер изменений коллекторных токов каждой ловушки вследствие изменения ориентации меняется во времени. Для примера на рис. 9, а показано изменение коллекторных токов обеих ловушек на участке орбиты во время первого оборота спутника вокруг Земли (первого «витка»). Токи соответствуют отсутствию импульсов напряжения на оболочках ловушек, а характерные изменения токов объясняются тем, что ловушки поочередно попадают в разреженную область, образующуюся позади спутника. Судя по аналогичному графику 9, б, относящемуся к участку орбиты во время 15-го витка (через сутки после запуска спутника), ориентация осей вращения спутника относительно вектора скорости за это время изменилась, одна из ловушек периодически попадает в разреженную область позади спутника, а вторая все время находится в потоке ионов. При этом время пребывания ловушки в разреженной области также изменилось.

Величина концентрации ионов в невозмущенной ионосфере определяется по ионной вольтамперной характеристике, относящейся к ловушке с большим ионным током. Из рис. 9, а и б следует, что, во-первых, участки, которые должны для данной ловушки исключаться из рассмотрения в связи с ее пребыванием в разреженной зоне, выявляются легко и совершенно отчетливо, во-вторых, на протяжении значительных участков орбиты вращение спутника практически не сказывается на измеряемых коллекторных токах*.

* Следует иметь в виду, что длительность снятия одной ионной вольтамперной характеристики — 0,2 сек; снимаются такие характеристики каждые две секунды, а период вращения спутника порядка минуты.

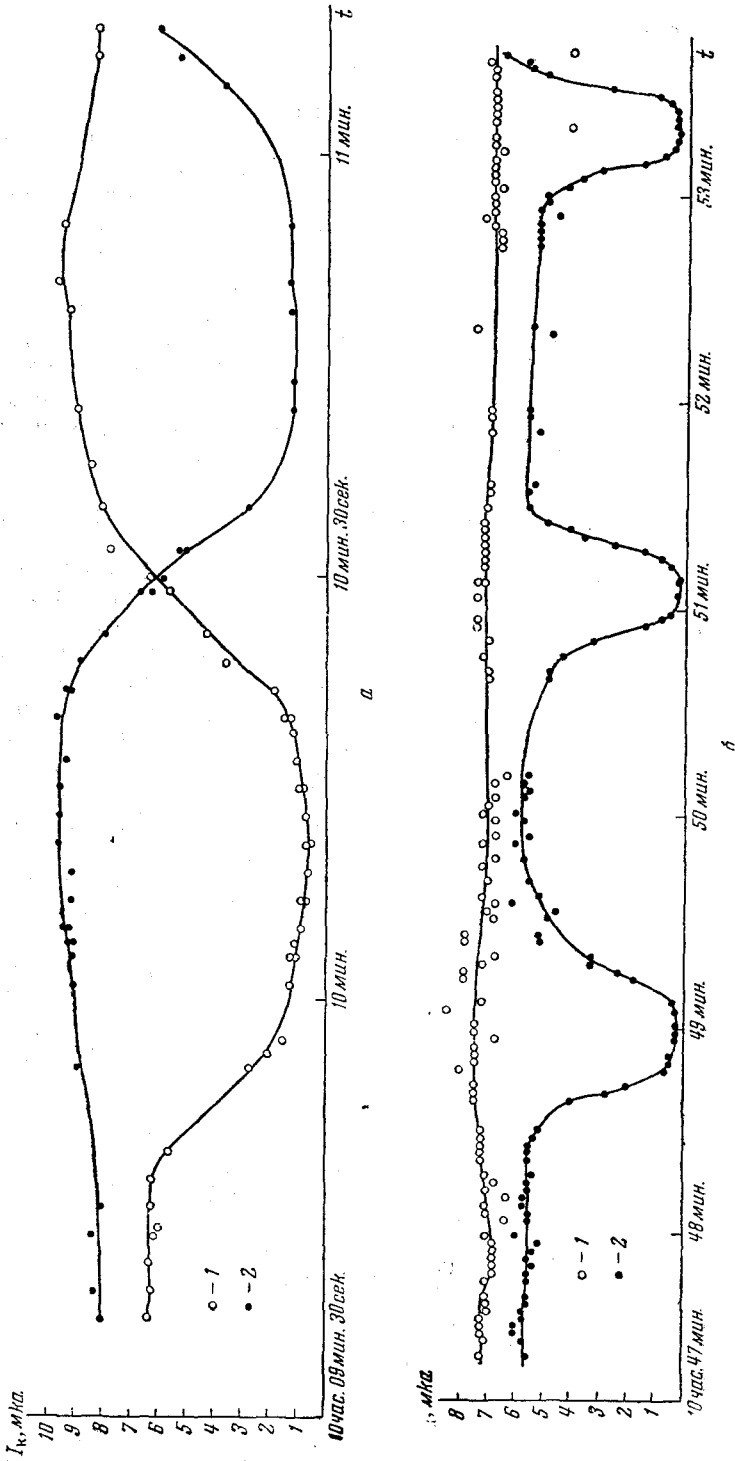


Рис. 9. Токи в ионных ловушках в отсутствие импульсов пилообразного напряжения.

а — на участке орбиты во время первого сбора спутника вокруг Земли (15 мая 1958 г.); б — на участке орбиты во время 15-го оборота спутника вокруг Земли (16 мая 1958 г.); 1 — точки в ловушке Л₁; 2 — точки в ловушке Л₂.

Выше (раздел 2) указывалось, что во время опыта проводилась экспериментальная проверка степени полноты собирания на коллектор положительных ионов, попавших в ловушку. Данные измерений показали, что уменьшение отрицательного потенциала $U_k = -150$ в на коллекторе на 10 в не вызывало каких-либо изменений коллекторного тока. Уменьшение потенциала U_k на 30 в вызывало уменьшение коллекторного тока примерно на 10%. Это позволяет считать, что при выбранном отрицательном напряжении на коллекторе условие полного собирания ионов, попавших в ловушку, во время опыта выполнялось. Следует заметить, что падение

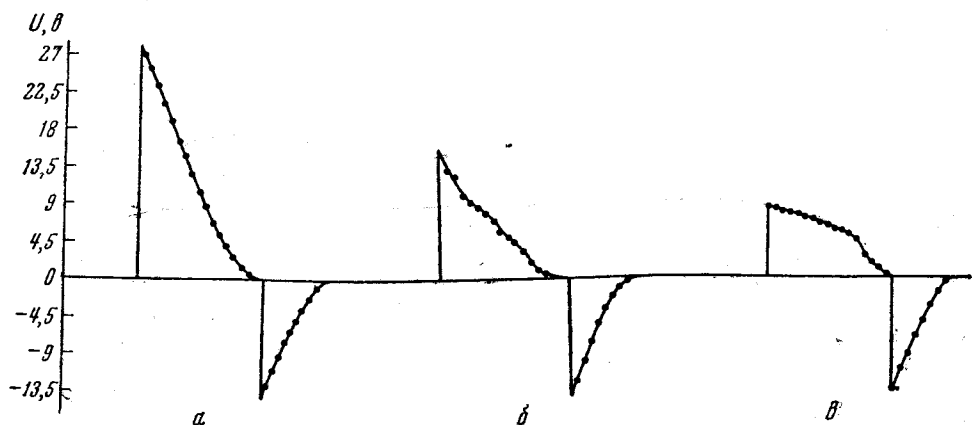


Рис. 10. Импульсы пилообразного напряжения на сетчатой оболочке ловушки, воспроизведенные через средство радиотелеметрической системы:

a — по данным наземных испытаний; *б* и *в* — при движении спутника на высотах 795 и 242 км соответственно

напряжения на сопротивлении в цепи коллектора, служившем входным сопротивлением усилителя, никогда не превышало некоторой небольшой величины, ибо при повышении ее, как указывалось в разделе 2, открывался шунтирующий диод и сопротивление автоматически уменьшалось.

Контроль питающих аппаратуру напряжений, производившийся во время полета при помощи радиотелеметрической системы, показал, что стабильность питающих напряжений во время опыта обеспечивала высокую точность поддержания нулевого уровня и стабильность коэффициентов усиления усилительных каскадов.

В разделе 2 отмечалось, что при положительных потенциалах оболочек ловушек токи электронов, текущие из плазмы на оболочки ловушек (при достаточно больших концентрациях плазмы n_i), могут вызывать значительные падения напряжения на внутреннем сопротивлении R_i генератора пилообразных импульсов и ограничивать положительные потенциалы на сетчатых оболочках ловушек. Это явление часто наблюдалось во время измерений, что иллюстрирует рис. 10, на котором изображены импульсы напряжения на оболочке ловушки, воспроизведенные при помощи радиотелеметрической системы. Импульс *a* построен по данным наземных испытаний, *б* относится к полету на высоте 795 км, а *в* — к полету на высоте 242 км. Такого рода искажение формы импульса положительного напряжения при значительных концентрациях плазмы привело к тому, что в значительном числе случаев амплитуда положительного напряжения оказалась недостаточной для снятия всей вольтамперной характеристики

(включая участок полного торможения атмосферных ионов), хотя в ряде случаев ионные вольтамперные характеристики оказались снятыми полностью. Отрицательные импульсы напряжения, как и следовало ожидать, не уменьшались.

5. ИОННЫЕ ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ, ПОЛУЧЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО

Полученные экспериментальные данные весьма обширны и очевидно, что публикация всех первичных данных в рамках статьи немыслима. Однако, учитывая интерес, который могут представлять первичные, т. е. практически необработанные результаты измерений, мы сочли целесообразным представить здесь некоторые из этих данных. Результаты приводятся не в виде таблиц токов и напряжений, а в виде характеристик, построенных по экспериментальным точкам. На рис. 11—35 мы приводим 25 таких характеристик относящихся к различным высотам над поверхностью Земли и полученных в период 15 мая — 3 июня 1958 г.

Характеристики расположены в порядке возрастания высоты, а не хронологически. Наблюдаемое в значительном числе случаев различие в характеристиках, изображенных на одном и том же графике, объясняется различием в ориентации ловушек. В некоторых случаях одна из кривых отсутствует: в эти моменты соответствующая ловушка не была включена. Все полученные характеристики могут быть разбиты на три группы в зависимости от их поведения в области тормозящих напряжений (при $U > 0$).

1. Характеристики, на которых имеется точка полного торможения тепловых атмосферных ионов. Эти характеристики в большинстве случаев имеют в правой части (при $U > 0$) отчетливо выраженный линейный участок с максимальной крутизной. Как правило, они получены на высотах $H > 400$ км (рис. 30—35).

2. Характеристики, на которых отсутствует участок с точкой полного торможения ионов (как бы оборванные), но имеется отчетливо выраженный линейный участок (рис. 11—23, 25, 26). Эти характеристики составляют около 80% среди характеристик, полученных на высотах ниже 400 км.

3. Характеристики, у которых правая часть не является линейной (в частности, в этой области кривая может состоять из нескольких линейных участков или быть нелинейной) (рис. 24, 27—29). Есть несколько предположений, объясняющих такой ход характеристик (наличие ионов с различными массами, повышенная ионная температура и др.), однако ни одно из них, как нам представляется, не является бесспорным. Мы рассчитываем вернуться к анализу ионных вольтамперных характеристик третьей группы, но в дальнейшем в этой статье речь будет идти лишь об интерпретации первых двух групп, составляющих подавляющее большинство полученных характеристик.

Наблюдаемая линейность большинства ионных вольтамперных характеристик позволяет сделать некоторые важные выводы.

1. Коэффициент прозрачности α сетчатых оболочек ионных ловушек был определен на основе геометрических соображений, без учета влияния потенциала этих оболочек. Может возникнуть вопрос, не меняется ли α при изменении потенциала оболочки. Действительно, дырчатая структура оболочки ловушки может оказать влияние на распределение потенциала в непосредственной близости к поверхности оболочки, сказывающееся в перехватывании или отталкивании ионов перемычками сетки (в зависимости от знака ϕ). Вследствие этого следовало бы считать $\alpha = \alpha(\phi)$

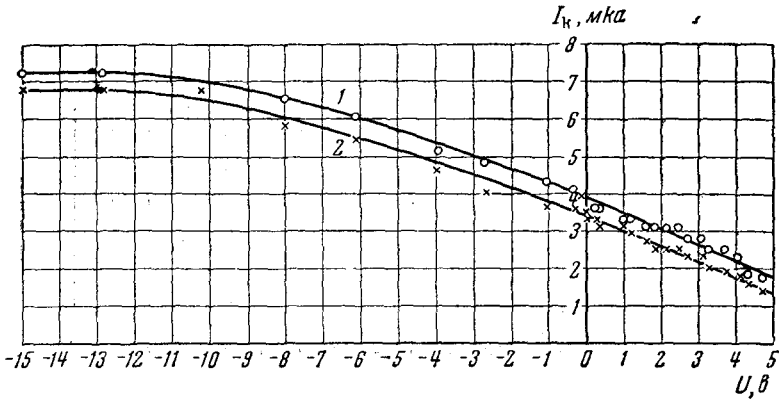


Рис. 11. Экспериментальные ионные вольтамперные характеристики полученные с аппаратурой, размещенной на третьем спутнике.

1 — характеристика ловушки L_1 ; 2 — характеристика ловушки L_2 ;
2 июня, виток 243, $H = 224$ км

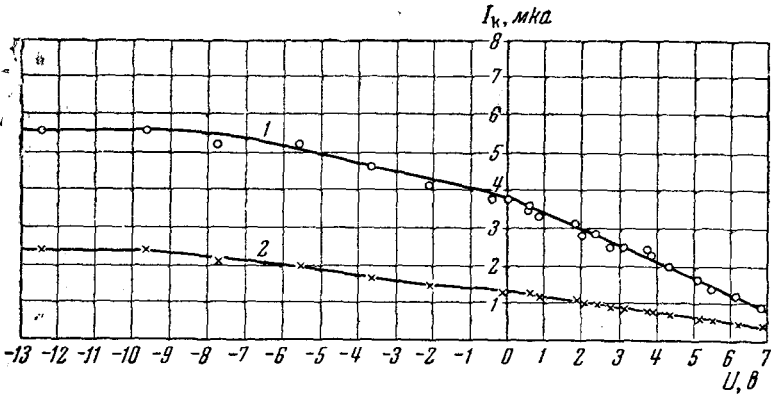


Рис. 12. То же, что на рис. 11.

18 мая, виток 42, $H = 230$ км

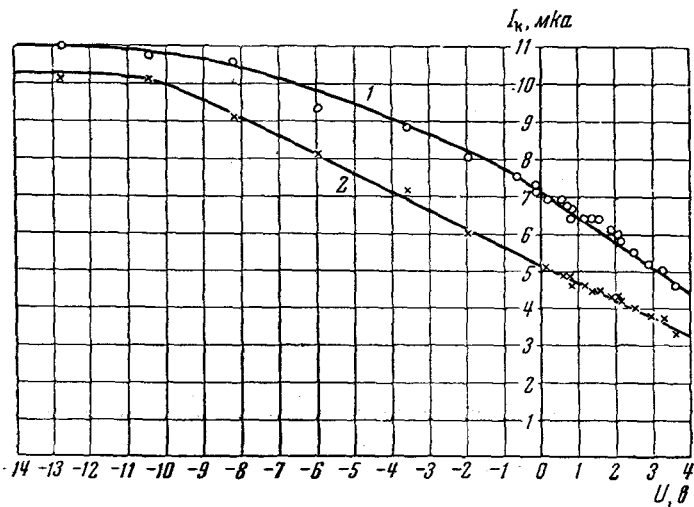


Рис. 13. То же, что на рис. 11.

25 мая, виток 135, $H = 235$ км

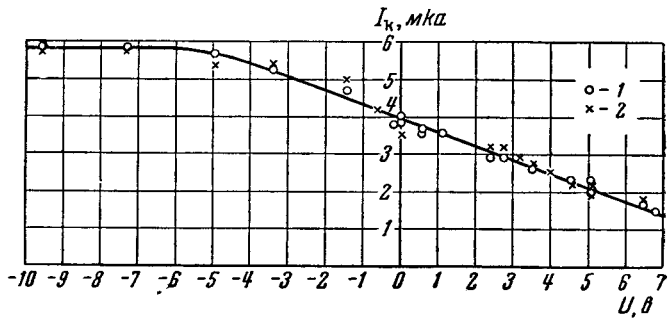


Рис. 14. То же, что на рис. 11.

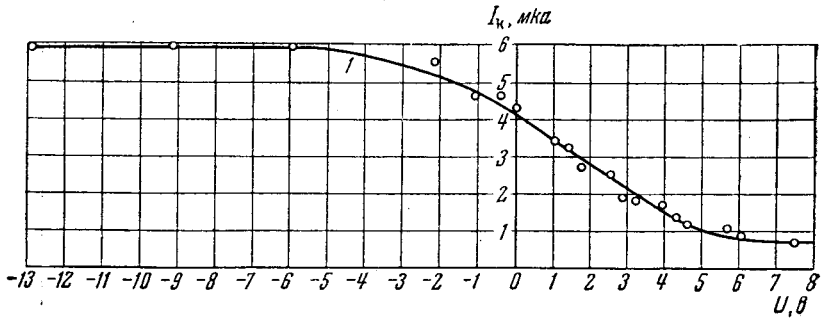
18 мая, виток 42, $H = 236$ км

Рис. 15. То же, что на рис. 11.

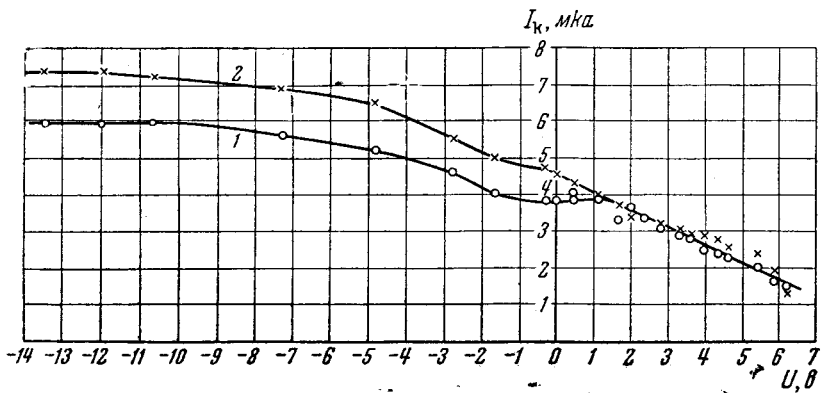
28 мая, виток 176, $H = 245$ км

Рис. 16. То же, что на рис. 11.

18 мая, виток 42, $H = 245$ км

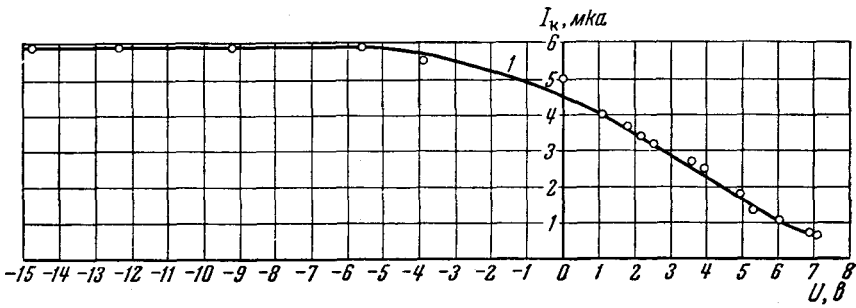


Рис. 17. То же, что на рис. 11.
28 мая, виток 176, $H = 247$ км

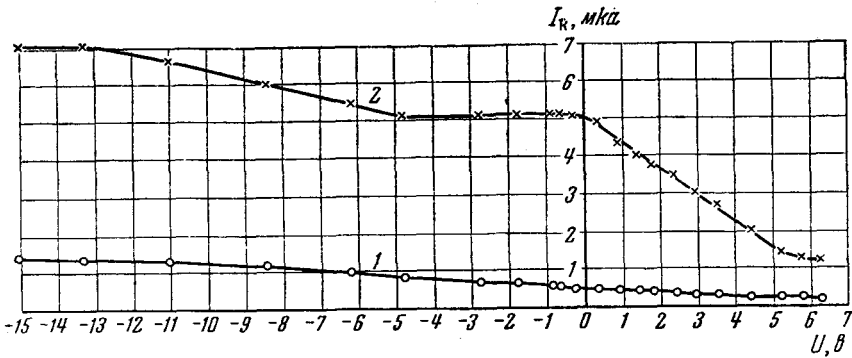


Рис. 18. То же, что на рис. 11.
18 мая, виток 42, $H_1 = 252$ км

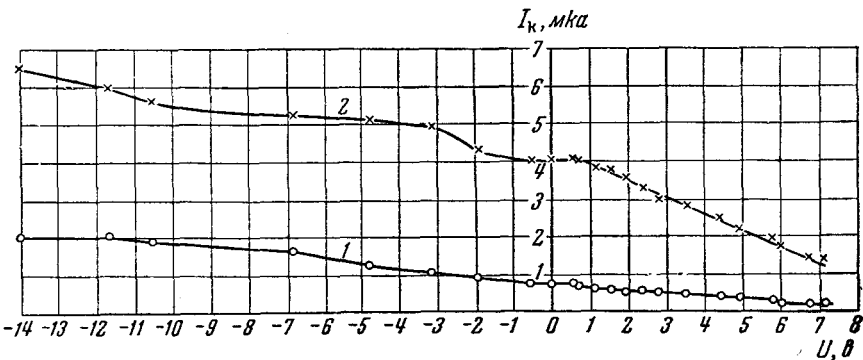


Рис. 19. То же, что на рис. 11.
18 мая, виток 42, $H = 254$ км

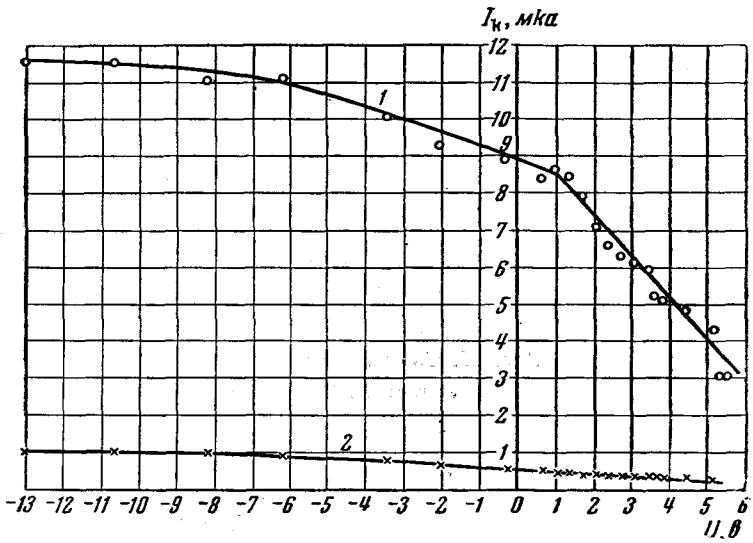


Рис. 20. То же, что на рис. 11.

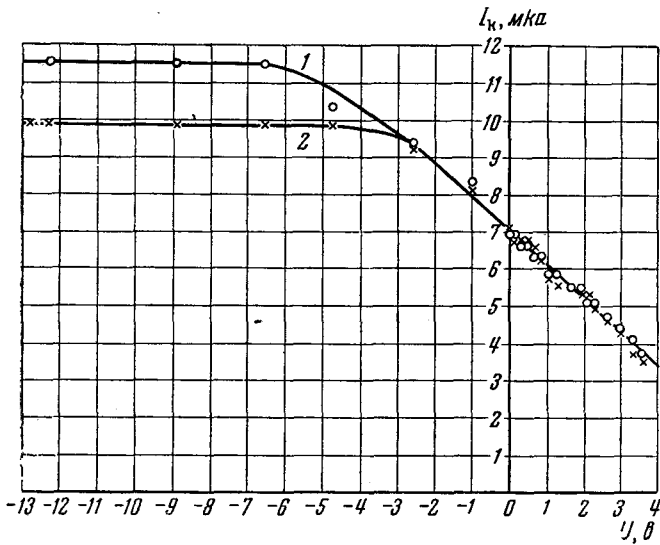
20 мая, виток 68, $H = 254$ км

Рис. 21. То же, что на рис. 11.

2 июня, виток 243, $H = 269$ км

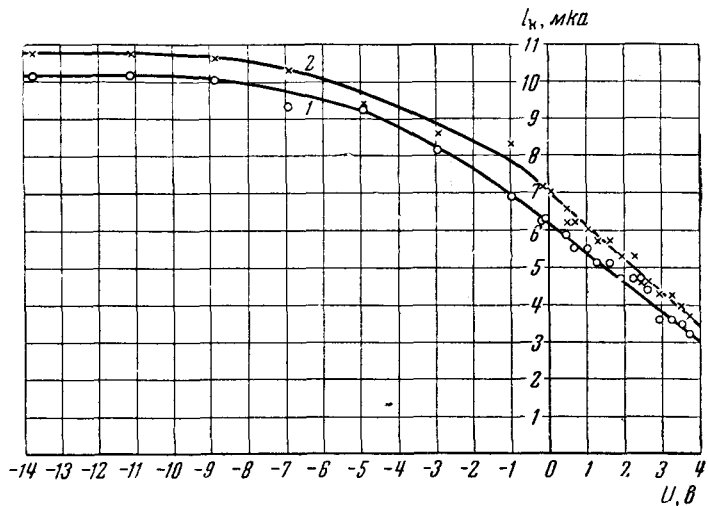


Рис. 22. То же, что на рис. 11.

2 июня, виток 243, $H = 290$ км

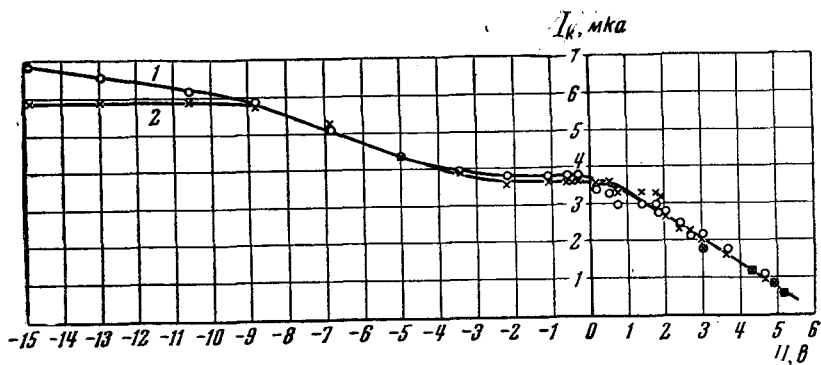


Рис. 23. То же, что на рис. 11.

3 июня, виток 257, $H = 340$ км

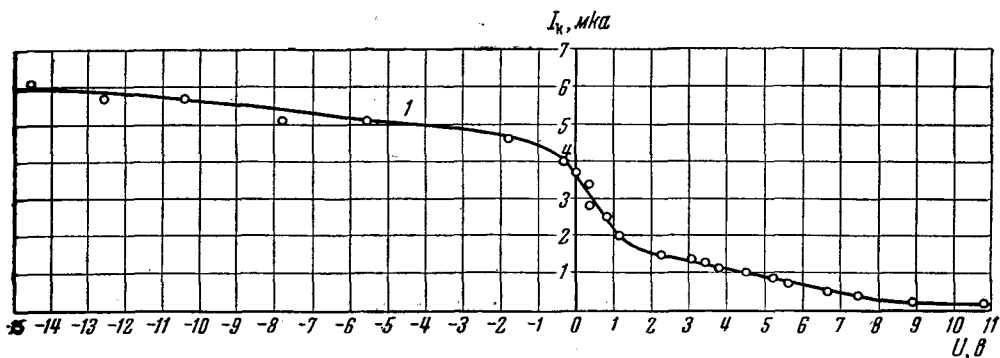


Рис. 24. То же, что на рис. 11.

2 июня, виток 243, $H = 450$ км

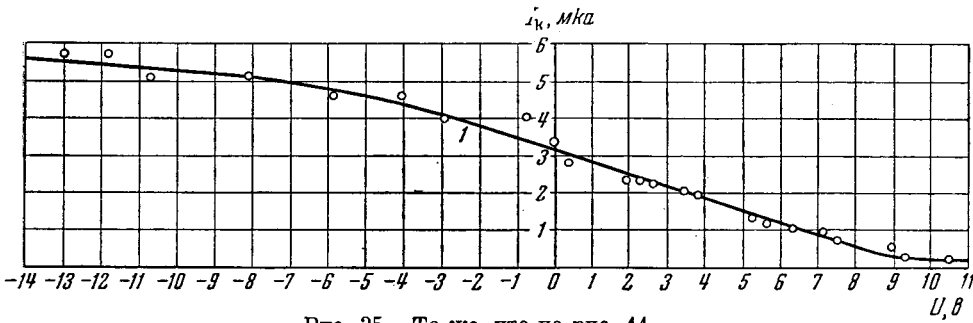


Рис. 25. То же, что на рис. 11.

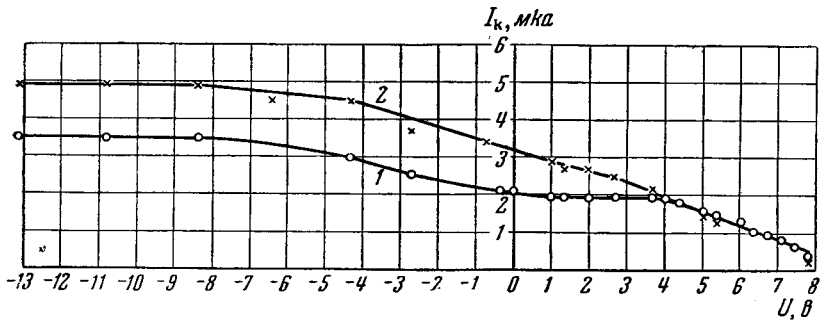
2 июня, виток 243, $H = 466$ км

Рис. 26. То же, что на рис. 11.

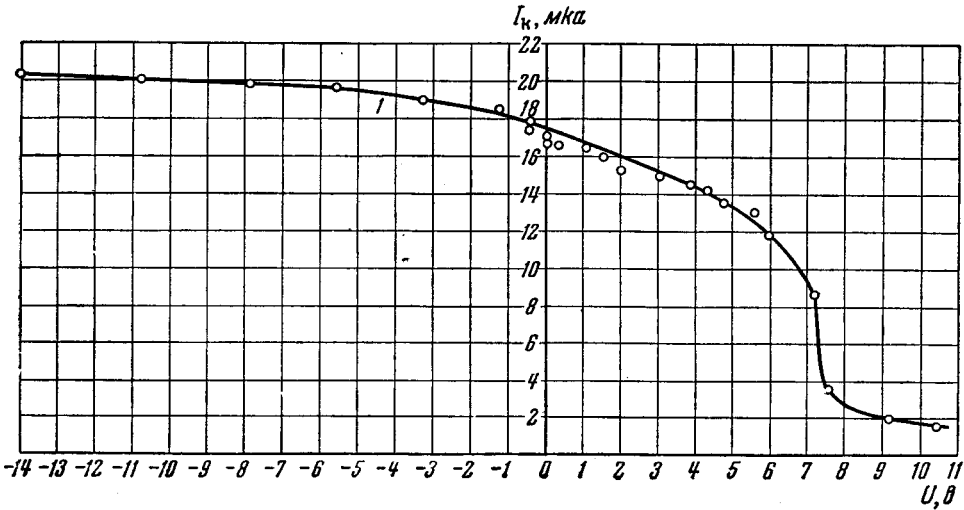
31 мая, виток 216, $H = 527$ км

Рис. 27. То же, что на рис. 11.

16 мая, виток 17, $H = 558$ км

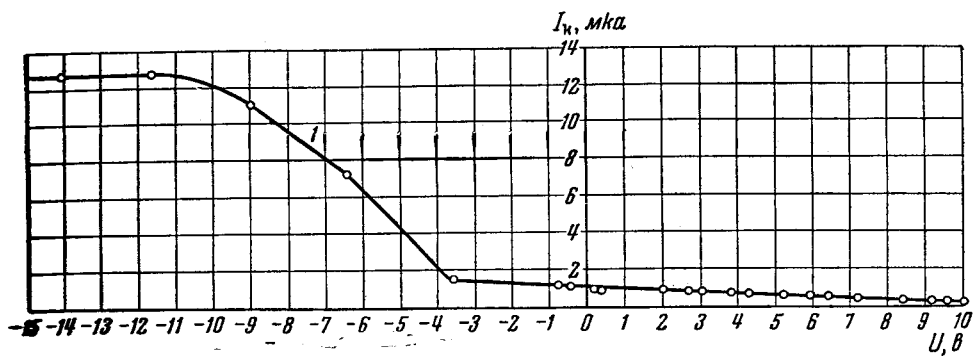


Рис. 28. То же, что на рис. 11.

16 мая, виток 17, $H = 592$ км

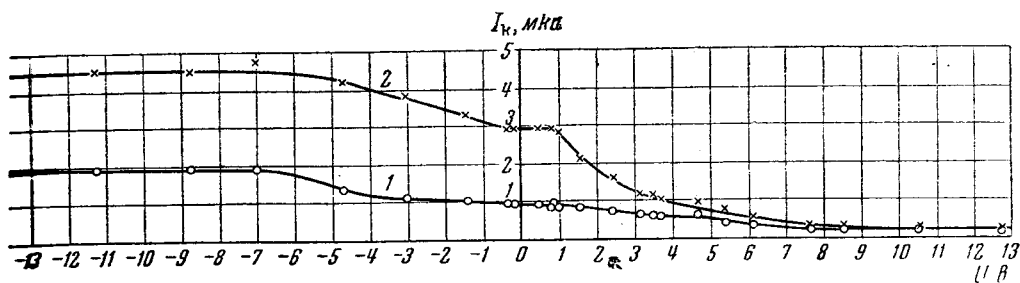


Рис. 29. То же, что на рис. 11.

20 мая, виток 68, $H = 634$ км

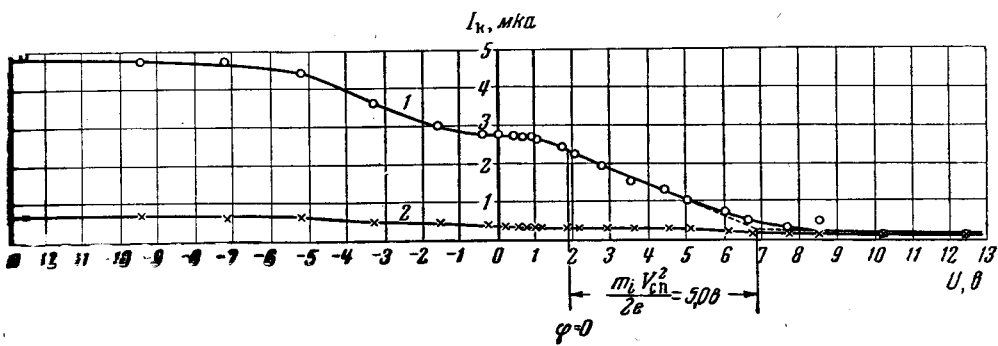


Рис. 30. То же, что на рис. 11.

18 мая, виток 42, $H = 660$ км

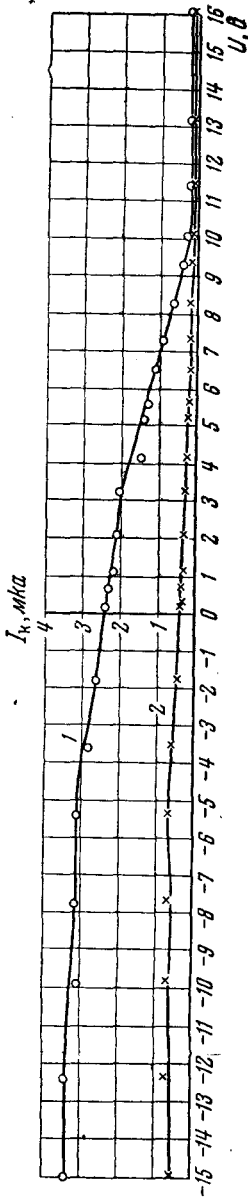


Рис. 31. То же, что на рис. 11.
15 мая, виток 5, $H_1 = 726 \text{ кМ}$

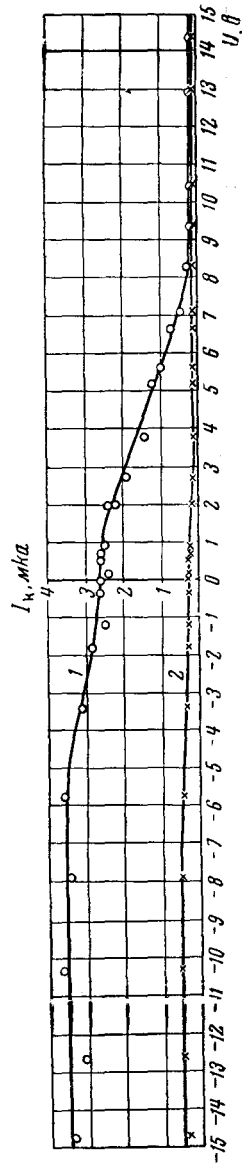


Рис. 32. То же, что на рис. 11.
15 мая, виток 5, $H_1 = 732 \text{ кМ}$

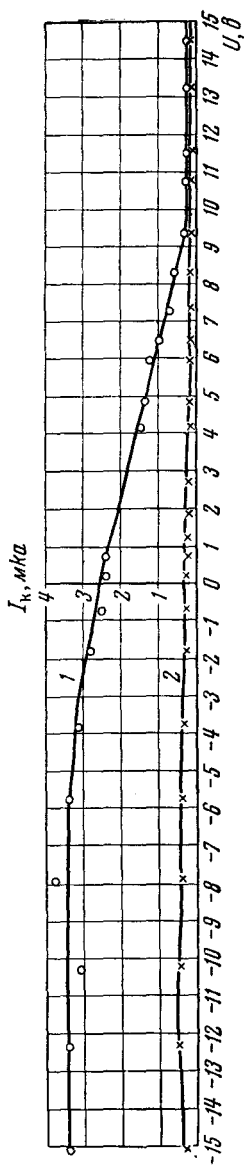


Рис. 33. То же, что на рис. 11.
15 мая, виток 5, $H = 734$ км

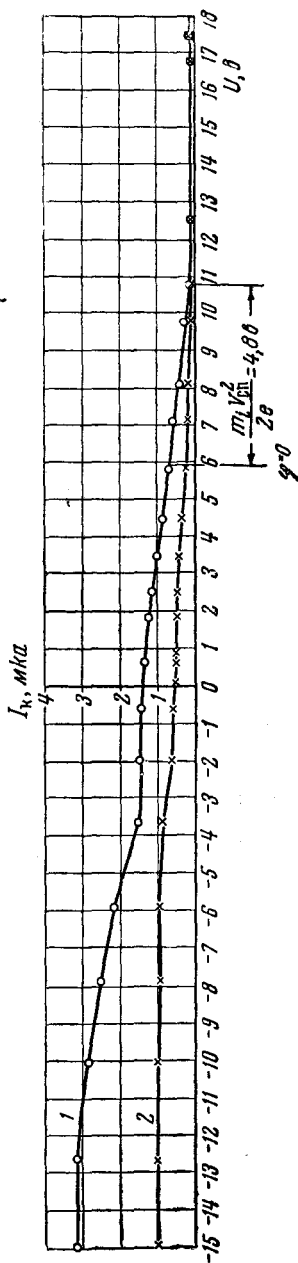


Рис. 34. То же, что на рис. 11.
18 мая, виток 42, $H = 793$ км

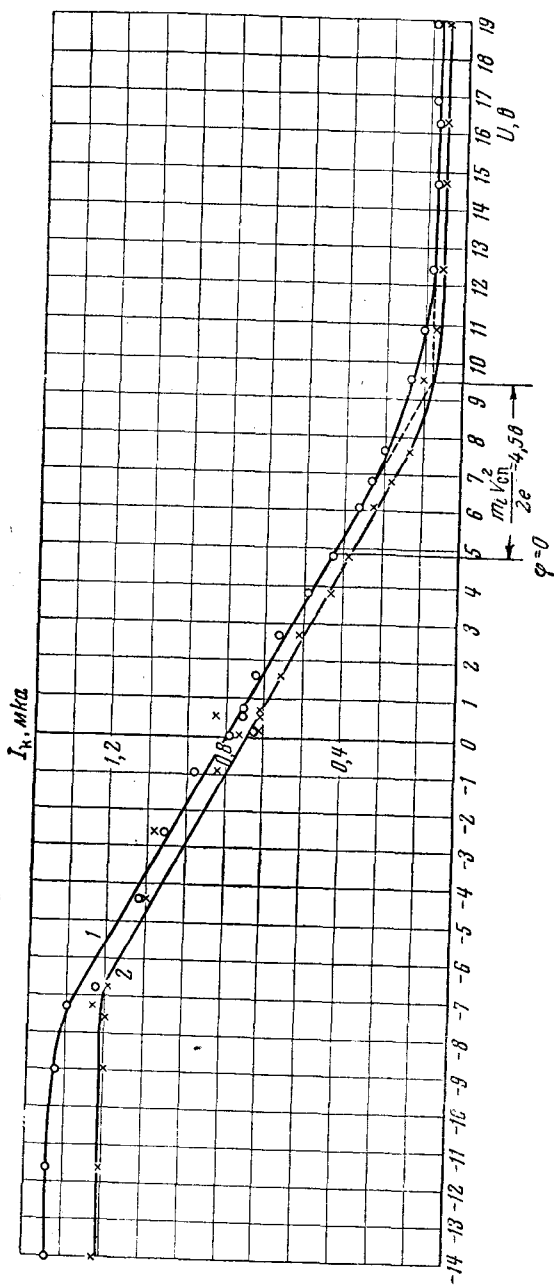


Рис. 35. То же, что на рис. 11.
19 мая, виток 56, $H = 976$ ж.м

■ уравнение ионной вольтамперной характеристики приняло бы вид

$$I_{k,i} = \pi r_{\text{пл}}^2 e n_i V_{\text{сп}} \alpha(\varphi) \left(1 - \frac{2e\varphi}{m_i V_{\text{сп}}^2} \right).$$

Очевидно, что такая зависимость $I_{k,i}(\varphi)$ не может быть линейной, причем во всех без исключения случаях, так как предполагаемая зависимость $\alpha(\varphi)$ не связана с изменением внешних условий опыта и определяется только лишь геометрией сетки. Наличие достаточно большого количества характеристик, имеющих линейные участки при всех φ , лежащих в интервале от 0 до φ_T , говорит о том, что если зависимость $\alpha(\varphi)$ в пределах изменения φ , соответствующих этим участкам, и существует, то роль ее настолько ничтожна, что не сказывается на результатах определения n_i .

2. Как уже было указано выше, при наличии ионов различных масс в сравнимых количествах характеристика должна иметь вид ломаной, состоящей из отрезков прямых с уменьшающимся наклоном по мере увеличения φ [см. (9а)], т. е. эта ломаная должна быть обращена выпуклостью вниз. Имеющееся в исследуемых слоях атмосферы сравнительно слабое тепловое движение ионов с температурой $T \leq 2000^\circ$ может лишь несколько сгладить изломы, и ионная вольтамперная характеристика превратится в кривую, обращенную выпуклостью вниз и имеющую участок с переменной кривизной, максимальной в районе торможения ионов соответствующей массы, и по-прежнему с уменьшающимся наклоном по мере увеличения φ . При этом следует отметить, что переходный участок характеристики от отрицательных значений φ к положительным, $\varphi \leq 0$, также может иметь переменную крутизну вследствие указанной выше нелинейности хода ионной вольтамперной характеристики при $\varphi < 0$. Однако в отличие от только что разобранных случаев, он характеризуется тем, что крутизна его не может возрасти по сравнению с областью положительных $\varphi \geq 0$.

Таким образом, наличие в области тормозящих напряжений единственного линейного участка, имеющего крутизну, наибольшую по сравнению с другими, нелинейными, участками этой области, указывает на преобладание ионов одной определенной массы. Как указано выше (раздел 3), такими ионами могут быть только ионы атомарного кислорода.

6. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Ионные вольтамперные характеристики, имеющие отчетливо выраженные линейные участки, составляют значительное большинство всех полученных характеристик, и только они использовались при дальнейшей обработке. В опубликованных ранее статьях [1—3] в качестве метода обработки характеристики, позволяющего получить значение n_i , соответствующее невозмущенной ионосфере, был описан метод, основанный на использовании точки полного торможения «тепловых» атмосферных ионов. Выше, в разделе 3, было показано, что n_i можно определить, пользуясь соотношением (15), если известна крутизна $\frac{dI_k}{dU}$ линейной части ионной вольтамперной характеристики. Именно этот способ, позволяющий определить n_i независимо от наличия или отсутствия на характеристике точки полного торможения ионов, был принят в качестве основного для обработки использованных в настоящей статье первичных материалов.

Очевидно, что на полной характеристике точка торможения ионов должна быть выражена тем более отчетливо, чем ниже температура ионов; чем выше температура ионов, тем правее лежит точка торможения. Это, в частности, видно из рис. 7. При использовании метода определения n_i по точке торможения, для того чтобы исключить влияние связанного с тепловым движением ионов загиба характеристики вблизи точки торможения, следует принимать за точку торможения точку пересечения линейного участка характеристики с прямой, параллельной оси абсцисс, имеющей ординату I_0 (равную коллекторному току при полном торможении).

Для проверки соответствия результатов, получаемых при использовании метода определения n_i по точке торможения и по крутизне характеристики $\frac{dI_K}{dU}$, были использованы характеристики, на которых наблюдались точки торможения. Эти характеристики обрабатывались обоими методами.

При использовании метода определения n_i по точке торможения для нахождения точки $\varphi = 0$ по оси абсцисс влево от точки торможения откладывалась величина $\varphi_T = \frac{m_i V_{сп}^2}{2e}$. Для определения φ_T использовалось значение $m_i = 16 a. e. m.$ и значение $V_{сп}$, соответствующее скорости спутника в момент снятия характеристики. Затем из точки $\varphi = 0$ восстанавливался перпендикуляр до пересечения с характеристикой и определялось значение I_K при $\varphi = 0$; после этого определялась величина $I_{K, i}(\varphi = 0) = I_K(\varphi = 0) - I_0$ и считалось, что $I_{K, i}(\varphi = 0) = \pi r_{дл}^2 n_i e V_{сп}$, откуда определялась величина n_i .

Согласно другому методу, определялась только крутизна линейного участка характеристики $\frac{dI_K}{dU}$, а по ней, согласно (15), величина n_i

Ниже для сравнения приведены некоторые значения n_i , определенные по точке торможения ($n_{i, I}$) и по крутизне ($n_{i, II}$) (использованы характеристики, полученные на 5-м, 42-м и 243-м витках).

$n_{i, I}$, 10^5 ион·см ⁻³	3,2	0,9	2,76	2,24	3,46	2,33	1,98	2,33	1,55	1,47
$n_{i, II}$, 10^5 ион·см ⁻³	3,2	0,9	2,76	2,25	3,5	2,34	1,94	2,34	1,54	1,48

Совпадение результатов дает основание уверенно применять метод определения n_i по крутизне характеристик $\frac{dI_K}{dU}$ как для ионных вольтамперных характеристик 1-й группы, так и для характеристик 2-й группы.

Таким образом, было получено большое количество значений n_i , соответствующих высотам от $H \approx 225$ км до $H \approx 1000$ км. Все использованные в настоящей статье данные относятся к области ионосферы, лежащей над частью поверхности Земли, ограниченной координатами от 30 до 175° В и от 25 до 65° С, и к дневным часам (от 5 до 17 час. московского времени).

Как указывалось в [1—3], анализируя ионные вольтамперные характеристики, можно получить данные об электрическом потенциале спутника. В период описываемых измерений потенциал спутника был отрицателен и не превышал единиц вольт.

Вследствие того, что вертикальная скорость спутника существенно меньше горизонтальной, из полученных распределений концентрации положительных ионов вдоль орбиты спутника не удается выделить высотную зависимость в чистом виде. Так как вблизи перигея вертикальная

скорость спутника особенно мала (на 1000 км, пройденных вдоль орбиты, изменение высоты составляет примерно 15 км), то в этом случае полученные результаты измерений хорошо характеризуют горизонтальное распределение n_i . На рис. 36 показано распределение n_i на протяжении более 1000 км вдоль проекции орбиты спутника на поверхность Земли; начало участка соответствует высоте 227 км, а конец — 238 км. Из графика можно видеть, что на рассматриваемом участке колебания концентрации n_i

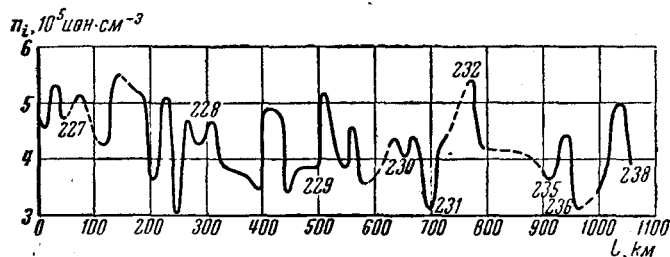


Рис. 36. Распределение концентрации положительных ионов вдоль проекции орбиты спутника на поверхность Земли (18 мая 1958 г., 10—11 час. моск. времени, виток 42). Числа вдоль кривой обозначают высоту (в км) над поверхностью Земли.

достигают примерно 25% от средней величины; линейные размеры неоднородностей на высоте $H \sim 230$ км лежат в пределах от 15 до 100 км. Несмотря на горизонтальные вариации n_i , в дальнейшем мы будем представлять полученные результаты в виде графиков в системе координат (H, n_i) , т. е. изображать высотный ход концентрации. Хотя на высотный ход наложены существенные горизонтальные вариации, можно считать, что такие графики все же должны (при некотором сглаживании их) правильно отражать высотный ход n_i , ибо при изменениях высоты на сотни километров концентрация n_i меняется на порядок, тогда как вариации по горизонтали существенно меньше. Что касается небольших вариаций n_i по высоте, то разделить такого рода вертикальные и горизонтальные вариации на основе описываемых измерений, очевидно, нельзя.

Следует отметить, что так как потенциал оболочек ловушек при отсутствии импульсов напряжения был, согласно сказанному выше, отрицателен, то эффективное сечение собирания ионов ловушкой при этом превышало ее геометрическое сечение πr_{\perp}^2 . Отношение коллекторного тока ловушки при отсутствии импульсов напряжения $I_K(U=0)$ к ионному току на коллектор $I_{K,i}(\varphi=0)$ при $\varphi=0$ соответствует примерно отношению эффективного сечения при $U=0$ $S_{\text{эфф}}(U=0)$ к $S = \pi r_{\perp}^2$.

По данным 200 ионных вольтамперных характеристик, относящихся к 42 витку, было построено распределение значений

$$K = \frac{I_K(U=0)}{I_{K,i}(\varphi=0)} \approx \frac{S_{\text{эфф}}(U=0)}{S},$$

приведенное на рис. 37. Из этого распределения видно, что максимальное зарегистрированное значение $K = 3,7$, и, следовательно, K может иметь значения от 1 до 3,7 (при положительных потенциалах спутника

$K < 1$). Поэтому определяя n_i как

$$n_i = \frac{I_K(U=0)}{1,9\alpha\pi r_D^2 e V_{\text{сп}}},$$

мы ошиблись бы менее чем в 2 раза. Такая ошибка для области внешней ионосферы ($H > 500$ км), где n_i ранее не были известны даже по

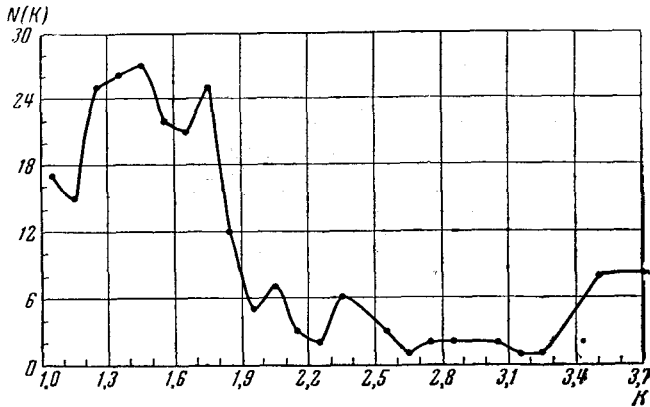


Рис. 37. Распределение значений $K = \frac{I_K(U=0)}{I_{K,i}(\Phi=0)}$.

порядку величины, может считаться допустимой. Поэтому часть первичных материалов с целью значительного уменьшения затраты труда была обработана указанным упрощенным способом.

На рис. 38—43 приведены результаты измерений n_i , проведенных на различных оборотах спутника. Пунктирные линии означают отсутствие достоверных замеров n_i (например, из-за одновременного попадания обеих ловушек в ионную тень, аномального вида ионных вольтамперных характеристик, а также вследствие ухудшения радиосвязи со спутником).

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Так как до настоящего времени, насколько нам известно, не опубликовано каких-либо результатов прямых измерений концентрации заряженных частиц в области высот 600—1000 км, то значение приведенных выше экспериментально определенных величин n_i для построения правильной модели ионосферы не нуждается в комментариях.

Следует остановиться на вопросе о степени надежности найденных величин n_i . В разделе 4 были приведены данные, характеризующие работу аппаратуры во время полета, и было показано, что с точки зрения степени полноты собирания на коллектор всех ионов, попавших в ловушку, и стабильности коэффициентов усиления коллекторных токов результаты опыта не могут вызывать сомнения. Там же было показано, что случаи попадания ловушки в разреженную область позади спутника всегда легко различимы и сопоставление записей коллекторных токов обеих ловушек позволяет выделить время пребывания данной ловушки в потоке с тем, чтобы использовать соответствующие участки записи для определения n_i .

Основным методом определения n_i , как указывалось, был метод, основанный на определении $\frac{dI_K}{dU}$ — крутизны линейного участка ионной

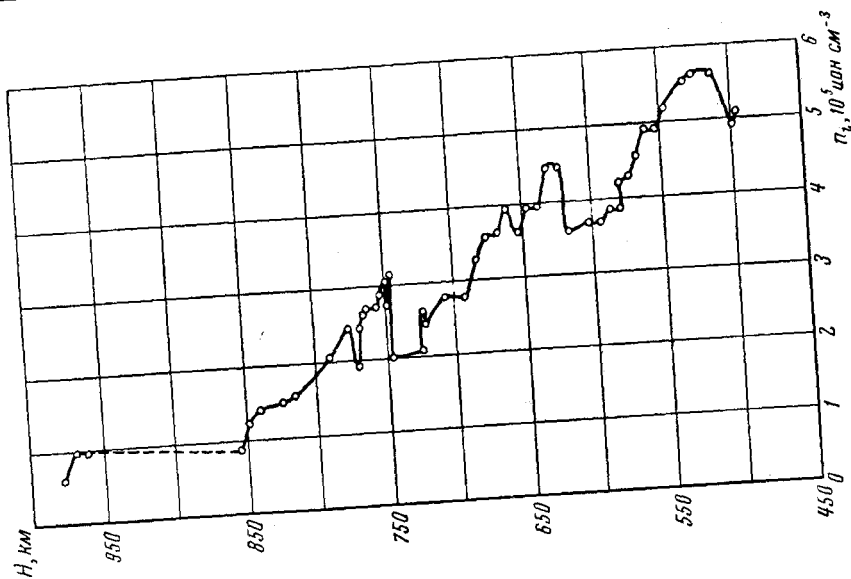


Рис. 40. То же, что на рис. 38.
Виток 56, 19 мая 1958 г., 11 час.

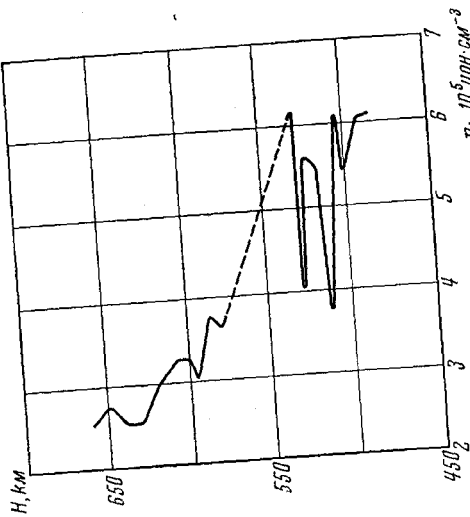


Рис. 39. То же, что на рис. 38.
Виток 42, 18 мая 1958 г., 11 час.

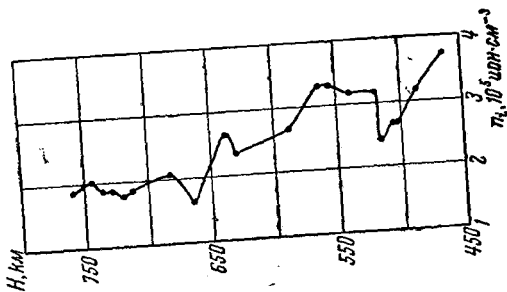


Рис. 38. Распределение концентрации положительных ионов по высоте.
Виток 5, 15 мая 1958 г., 17 час.

вольтамперной характеристики. Величина $\frac{dI_K}{dU}$ определяется с некоторой погрешностью, связанной с тем, что совокупность точек, лежащих на линейном участке характеристики, имеет какой-то разброс (например, из-за погрешности при дешифровке телеметрических пленок). Вследствие

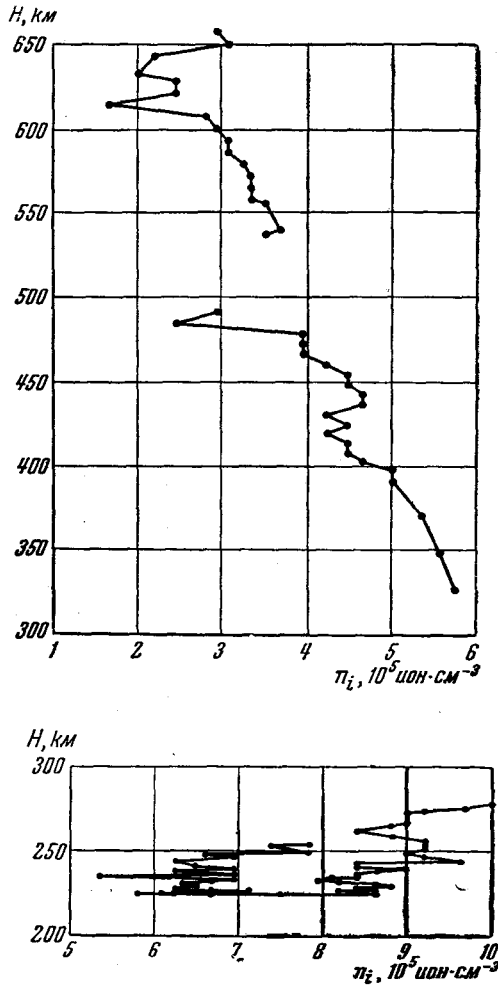


Рис. 41. То же, что на рис. 38.

Виток 68, 20 мая 1958 г., 8—9 час.

этого прямая, проходящая через эти точки, определяется не однозначно, а с некоторым разбросом в величине наклона относительно координатных осей. Как правило, возможная ошибка в определении $\frac{dI_K}{dU}$ по этой причине не превышает 8 ÷ 10%.

Выше указывалось, что оценка толщины слоя объемного заряда, окружающего корпус спутника, в рассматриваемой области высот дает величину, не превышающую 15 см. При длине штанг, на которых были укреплены ловушки, равной $l \sim 65$ см, они заведомо находились вне области

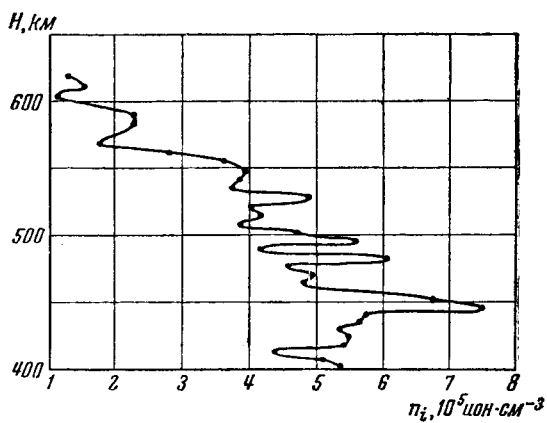


Рис. 42. То же, что на рис. 38.

Виток 82, 21 мая 1958 г., 9 час.

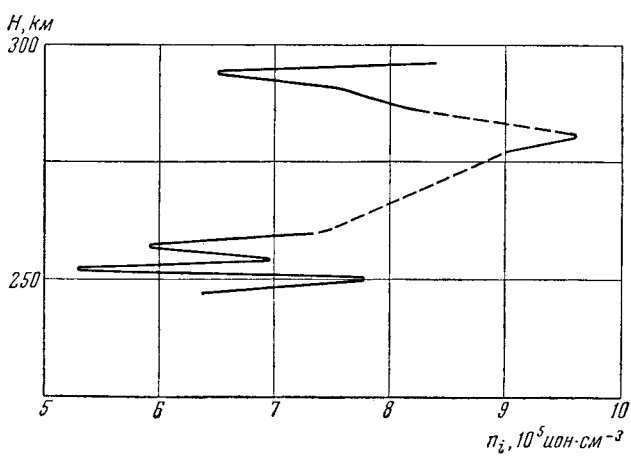
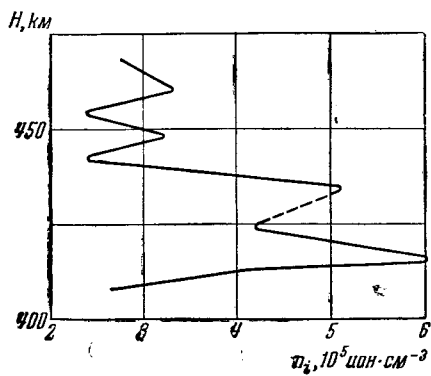


Рис. 43. То же, что на рис. 38.

Виток 243, 2 июня 1958 г., 5 час.

объемного заряда корпуса. Для того чтобы сопоставить концентрацию ионов в набегающем на ловушку потоке ионов с электронной концентрацией в невозмущенной ионосфере, можно воспользоваться результатами непосредственных измерений n_i при прохождении спутника в области главного максимума ионизации ионосферы (в «слое F ») и одновременных измерений критических частот наземными ионосферными станциями, расположенными вблизи трассы спутника. В качестве примера проведены такие сопоставления для четырех случаев. Данные о критических частотах слоя F во время прохождения третьего спутника в районе высот около 300 км сообщены нам сотрудниками ИЗМИРАН Е. В. Медниковой и Р. В. Кононовой. Критические частоты для северных положений спутника определялись интерполяцией данных ионосферных станций в Мурманске, Салехарде, бухте Тикси и бухте Провидения, а для положений спутника южнее 40°C — экстраполяцией данных ионосферной станции в Апхабаде (самой южной в СССР) и станций мировой сети.

Взятые нами для примера результаты измерений максимальных величин электронной концентрации при помощи ионосферных станций и максимальных величин концентрации положительных ионов по данным ионных ловушек на третьем спутнике сведены в табл. 2.

Таблица 2

Число (май 1958 г.)	Время (моск. в.) час. мин.	Координаты спутника			Критическая частота* $f_{кр}$, Мгц	Электронная концентрация* n_e , см ⁻³	Концентрация положительных ионов** n_i , см ⁻³
		высота над землей, км	широта, град	долгота, град			
15	10 12	288	64,5	107,6	7,8	$7,5 \cdot 10^5$	$9,6 \cdot 10^5$
18	10 39	356	65,1	114,6	8,3	$8,5 \cdot 10^5$	$7,5 \cdot 10^5$
19	7 41	226	36,6	78,0	12,5	$1,9 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^6$
21	9 00	311	27,5	43,9	12,2	$1,8 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^6$

* По данным ионосферной службы.

** По данным ионных ловушек на спутнике.

Рассмотрение приведенной таблицы показывает, что в трех из четырех указанных случаев величина n_i в ионосфере, определенная по данным измерений ионных ловушек на спутнике, близка (с точностью до 25%) к величине n_e , определенной по данным проводившихся в то же время наблюдений ионосферы ионосферными станциями в данном географическом районе. В четвертом случае (19 мая 1958 г.) отклонение n_i от n_e превышает 25%, однако в этом случае спутник находился существенно ниже области максимума ионизации ($H = 226$ км). Если учесть, что при помощи ловушек определяются локальные концентрации, а при помощи ионосферных станций концентрации, усредненные по значительным областям ионосферы (по первым зонам Френеля для длины волны, соответствующей $f_{кр}$), то согласие результатов следует считать вполне удовлетворительным. Это позволяет сделать следующие выводы.

1. Отрицательные ионы в области F ионосферы если и присутствуют, то лишь в незначительных количествах, так как измеренные электронные концентрации примерно равны концентрациям положительных ионов.

2. Ионизация нейтральных частиц воздуха вследствие движения спутника не оказывает заметного влияния на результаты измерений n_i при по-

мощи ионных ловушек. Отсутствие значительных количеств отрицательных ионов во внешней ионосфере означает, что полученные значения концентрации положительных ионов могут одновременно рассматриваться как значения электронной концентрации.

Из графиков высотных распределений n_i видно, что на высотах больше 400 км наблюдается довольно медленный спад концентрации положительных ионов. Темп убывания n_i с высотой хорошо согласуется с данными измерений электронных концентраций, проведенных при вертикальных пусках геофизических ракет АН СССР до высот 470 км [13, 14].

Особый интерес представляет график, приведенный на рис. 40; в этом случае высота достигала почти 1000 км. Одна из точек, отмеченных в верхней части кривой, определена по крутизне ионной вольтамперной характеристики, приведенной на рис. 35. Из кривой видно, что при $H \approx 1000$ км $n_i \approx 5,7 \cdot 10^4$ см⁻³.

Наличие отчетливо выраженных линейных участков у подавляющего большинства ионных вольтамперных характеристик на высотах порядка 300 км свидетельствует о том, что на этих высотах концентрация ионов некоторой определенной массы существенно выше концентрации всех ионов с другими массами. Это хорошо согласуется с данными измерений спектра масс ионов [16], согласно которым ионосфера на этих высотах состоит в основном из ионов атомарного кислорода.

Изложенный выше материал показывает, что эксперимент по изучению концентрации положительных ионов при помощи ловушек, размещенных на третьем советском искусственном спутнике, позволил получить данные о концентрации заряженных частиц в ранее совершенно неизученной прямыми методами обширной области ионосферы, простирающейся от высот $H \approx 500$ км до $H \approx 1000$ км, и дал, таким образом, весьма важные сведения для построения модели ионосферы.

* * *

В заключение целесообразно остановиться на возможностях использования аппаратуры, подобной примененной на третьем спутнике, для изучения концентрации заряженных частиц на больших удалениях от Земли. С увеличением высоты концентрация ионов падает; уменьшается

и отношение $\frac{I_{K,i}}{I_0}$ ($I_{K,i}$ — компонента коллекторного тока I_K , создаваемая «тепловыми» ионами, а I_0 — компонента I_K , определяемая воздействием на коллектор солнечного ультрафиолета и энергичных заряженных частиц). По мере приближения величины $I_{K,i}$ к I_0 определение n_i будет затрудняться, а при достаточно малых $I_{K,i}$ станет невозможным.

Поэтому для измерения малых n_i (например, $n_i < 10^3$ см⁻³) необходимо применять ловушки иной конструкции — с третьим электродом, предназначенным для подавления эмиссии электронов с коллектора. Таким электродом может служить устанавливаемая между коллектором и внешней сеткой дополнительная сетка, на которую подается относительно коллектора достаточно большой отрицательный потенциал. В этом случае величина I_0 падает и появляется возможность измерения малых концентраций «тепловых» ионов в окружающей среде. Подобные ловушки были применены авторами настоящей статьи и Р. Е. Рыбчинским на первой, второй и третьей советских космических ракетах [18].

ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Грингауз, М. Х. Зеллиман. УФН, 63, вып. 16, 239, 1957.
2. В. П. Красовский. Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 2, изд-во АН СССР, 1959, стр. 36.
3. V. I. Krasovskiy. Proc. IRE, 47, 289, 1959.
4. W. W. Berning. Proc. IRE, 47, 280, 1959.
5. W. C. Hoffman. Planetary and Space Science, 1, 238, 1959.
6. J. W. Townsend. J. Geophys. Res., 64, 1779, 1959.
7. E. C. Whipple. Proc. IRE, 47, 2023, 1959.
8. W. W. Berning. J. Meteorol., 8, 175, 1951.
9. J. V. Evans. J. Atm. Terr. Phys., 11, 249, 1957.
10. А. Н. Казанцев, Г. С. Романова, А. Я. Касменченко. Радиотехника и электроника, 3, 1107, 1958.
11. Я. Л. Альперт, Э. Ф. Чудесенко, Б. С. Шапиро. УФН, 65, 161, 1958.
12. The Mullard Radio Astronomy Observatory. Nature, 180, 683, 1957.
13. К. И. Грингауз. Докл. АН СССР, 120, 1234, 1958; Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 1, изд-во АН СССР, 1958, стр. 62.
14. К. И. Грингауз, В. А. Рудаков. Докл. АН СССР, 132, 1311, 1960.
15. R. L. Boyd. Proc. Royal Soc., 201, 1066, 329, 1950.
16. В. Г. Истомин. Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 2, изд-во АН СССР, 1959, стр. 32.
17. И. С. Шкловский, В. Г. Курт. Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 3, изд-во АН СССР, 1959, стр. 66.
18. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, В. Д. Озеров, Р. Е. Рыбчинский. Докл. АН СССР, 131, 1301, 1960; сб. «Искусственные спутники Земли» настоящий выпуск, стр. 101.

Дата поступления
22 марта 1960 г.