

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ

Н.Т. 7465 -129

МОСКВА

533.951:550.388

В.Д.Озеров

УКАЗАНИЯ НА НАЛИЧИЕ КОЛЕБАНИЙ ПЛАЗМЫ В ИОНОСФЕРЕ ПО ДАННЫМ ИОННЫХ ЛОВУШЕК *

Приводятся часть экспериментальных данных, полученных в опыте с ионными ловушками на третьем искусственном спутнике, которые имеют характерные особенности (несинфазность колебаний скоростей изменения коллекторных токов, квазипериодические аномальные изменения длины линейного участка ионных вольт-амперных характеристик ловушек и др.). Эти особенности истолковываются как результат влияния довольно энергичных низкочастотных колебаний плазмы. Оцениваются возможные частоты и характер этих колебаний, глубина колебаний концентрации и скорости ионов, намечаются пути их исследования.

Основные результаты измерений, проведенных при помощи сферических ионных ловушек на третьем советском спутнике Земли, опубликованы в работе [1]. В этой работе указано, что, помимо подавляющего большинства вольт-амперных характеристик ловушек с отчетливо выраженным линейным участком в правой части (что соответствует

* Доложено 23 февраля 1965 г. на научном семинаре в Радиотехническом институте АН СССР.

низкотемпературной плазме, однородной вблизи спутника, содержащей ионы одного сорта, скорости которых относительно ловушки при обработке первичных данных можно принять равными скорости спутника), были получены также аномальные характеристики с нелинейной правой частью. Напомним, что линейный участок нормальной вольт-амперной характеристики, расположенный справа, в области торможения положительных ионов (то есть при $\psi > 0$, где ψ - потенциал ловушки относительно окружающей ее плазмы), занимает интервал напряжений ΔU_A на сетке ловушки, несколько превышающий величину

$$\psi_T = \frac{m_i V_{сп}^2}{2e},$$

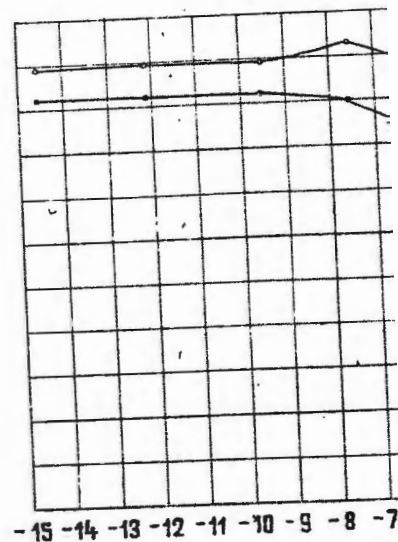
где e и m_i - заряд и масса иона;
 $V_{сп}$ - скорость спутника.

Изучение особенностей аномальных вольт-амперных характеристик, полученных на третьем искусственном спутнике, привело автора к выводу, что наиболее вероятной причиной нелинейности их правой части являются колебания плотности потока заряженных частиц, набегающего на спутник; в том числе в ряде случаев обнаруживаются явные признаки колебаний положительных ионов, имевших место во время регистрации этих характеристик.

Заметим, что интерес к колебаниям частиц в ионосфере вызывается, в частности, гипотезой о колебательном механизме существования ионосферных неоднородностей [2-12].

Рассматривая аномальные ионные вольт-амперные характеристики сферических ионных ловушек третьего спутника Земли, можно заметить различные формы нелинейности, присутствующие порознь или одновременно на одной и той же характеристике. По наиболее выраженным формам нелинейности большинство аномальных характеристик можно разделить на характеристики с множественной нелинейностью, имеющей вид изгибов (колебаний), квазипериодически повторяющихся (фиг.1), и на характеристики с единичной нелинейностью (фиг.2, а, б, г, д, а также [1] - рис.27), то есть с нормальным числом изгибов, но с ненормально укороченным или полностью отсутствующим линейным участком в правой части.

Сопоставляя характеристики с множественной нелинейностью, полученные при одновременной работе двух ловушек



Фиг. 1. Пример аномальной нелинейностью (18/V 1958)

(расположенных у противника [1]), можно выделить характеристик, у которых скорости токов I_k во времени, по мере подобия кривые периодического) характера, но имеющих фаз одна относительно другой обнаружить и непосредственно характеристиках. На фиг. 3 колебаний $\frac{dI_k}{dt}$ в соответствии с изменениями величин I_k .

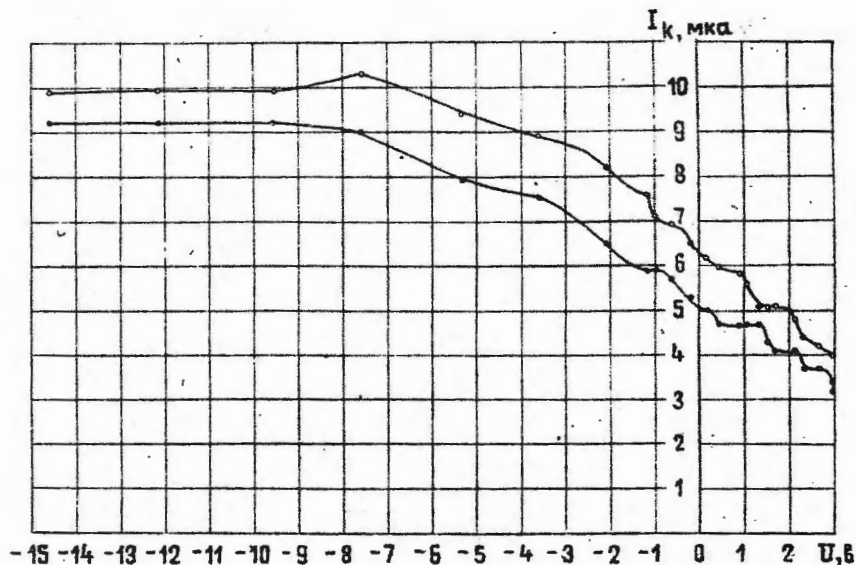
Точность определения нетрудно оценить, учитывая, что подавалось одновременно и генератора, а несовпадения параллельных отсчетов двух усилителями и др., не только интервала между двумя $\sim 8 \cdot 10^{-3}$ сек). Во время на фиг.3, радиотелеметрической потере информации, и мом

родной вблизи спутника, скорости которых относительные первичных данных можно (ка), были получены также эллиптической правой частью. нормальной вольт-амперной справа, в области торможения при $\psi > 0$, где ψ - окружающей ее плазмы), U_A на сетке ловушки,

на;
а.
х вольт-амперных характеристик искусственном спутнике, более вероятной причиной являются колебания плотности набегающего на спутник; живаются явные признаки имевших место во время

иям частиц в ионосфере о колебательном мере неоднородностей [2-12]. вольт-амперные характеристики третьего спутника формы нелинейности, одновременно на одной и той же форме нелинейности, характеристик можно нелинейностью, квазипериодически повторяется с единичной нелинейности [1] - рис. 27), то есть ненормально укороченным участком в правой

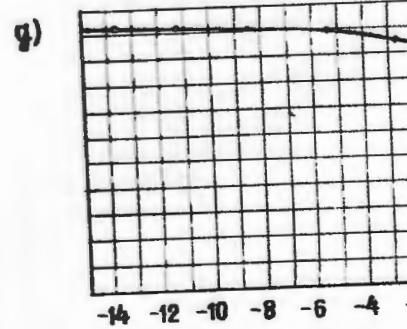
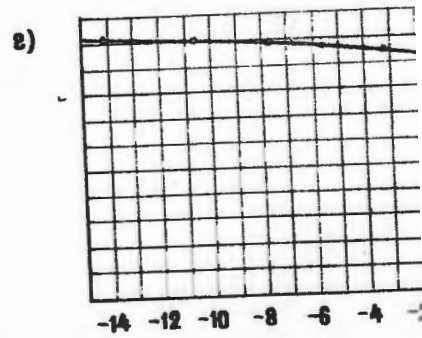
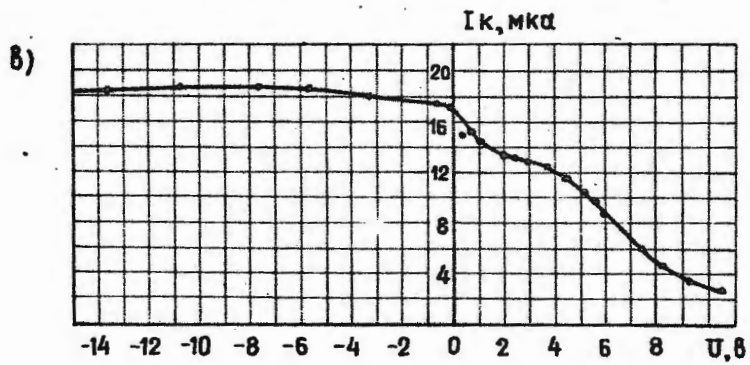
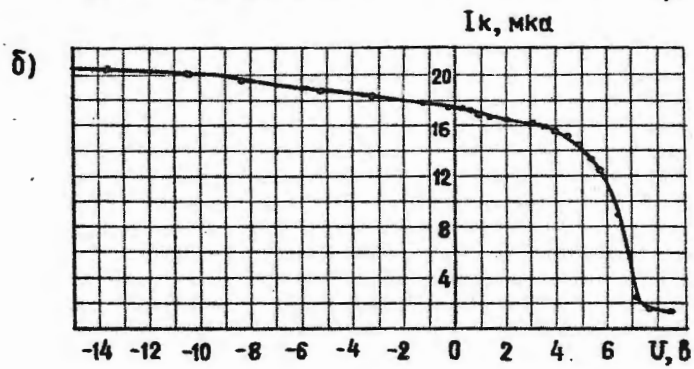
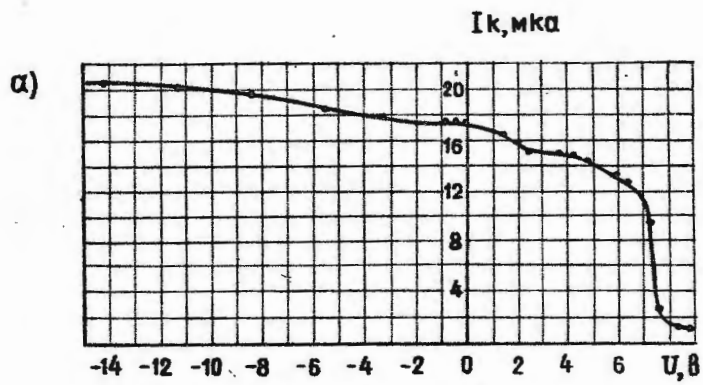
множественной нелинейной работе двух ловушек



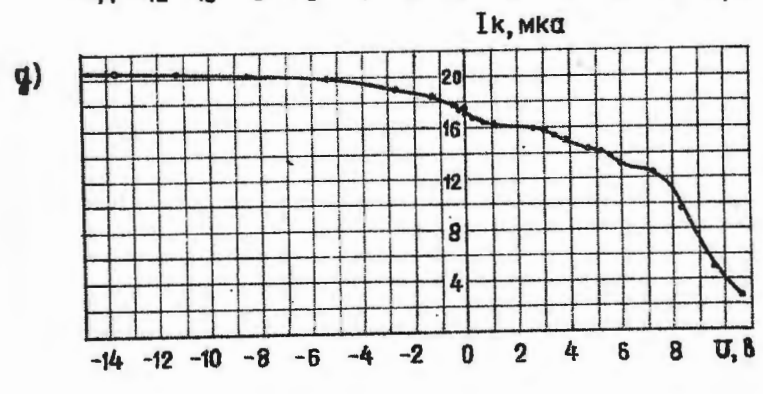
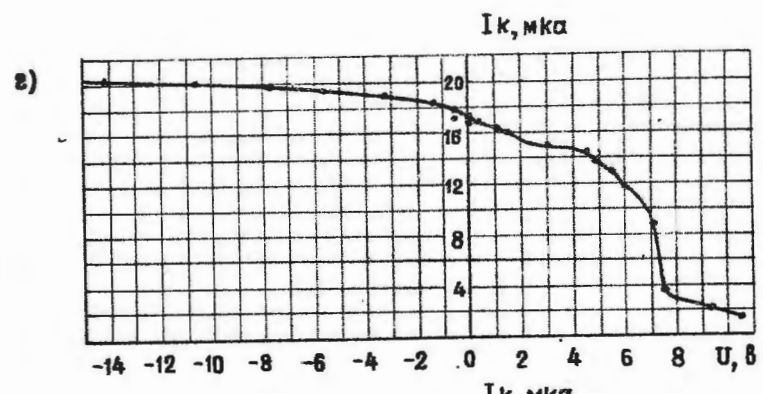
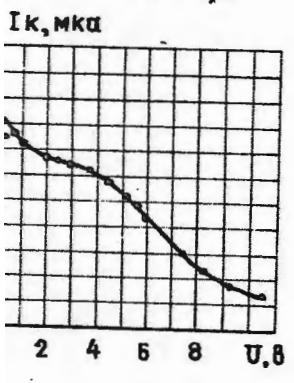
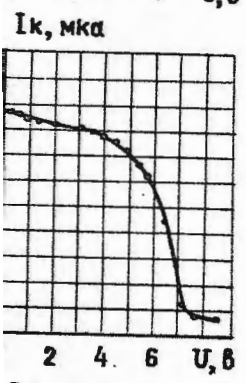
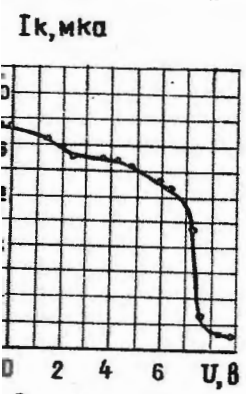
Фиг. 1. Пример аномальных характеристик с множественной нелинейностью (16/V 1958 г., виток 15, H = 230 км)

(расположенных у противоположных сторон корпуса спутника [1]), можно выделить целый ряд таких пар характеристик, у которых скорости изменения $\frac{dI_k}{dt}$ коллекторных токов I_k во времени, представляют собой в достаточной мере подобные кривые периодического (или квазипериодического) характера, но имеющие больший или меньший сдвиг фаз одна относительно другой. Эту особенность не трудно обнаружить и непосредственно на ионных вольт-амперных характеристиках. На фиг. 3 показан пример противофазных колебаний $\frac{dI_k}{dt}$ в сопоставлении с соответствующими изменениями величин I_k .

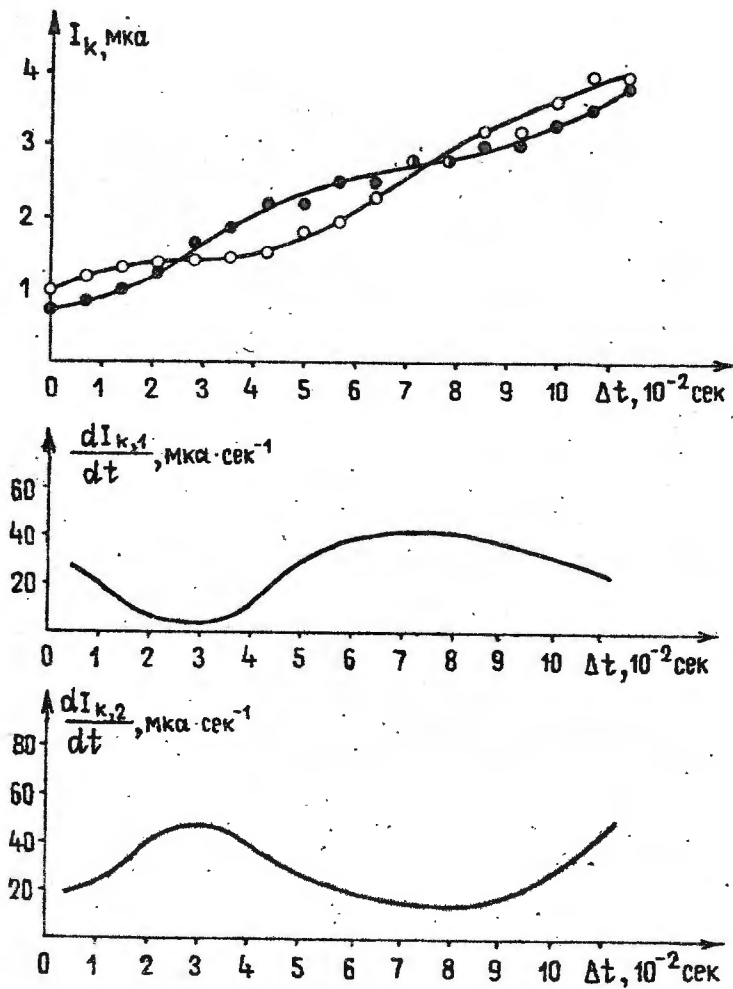
Точность определения указанной разности фаз здесь нетрудно оценить, учитывая, что пилообразное напряжение U подавалось одновременно на сетки обеих ловушек от одного генератора, а несовпадение во времени соответствующих параллельных отсчетов двух коллекторных токов, вносимое их усилителями и др., не могло превышать величины временного интервала между двумя соседними отсчетами (равной $\sim 8 \cdot 10^{-3}$ сек). Во время регистрации данных, изображенных на фиг. 3, радиотелеметрическая система работала без потерь информации, и момент возникновения положительно-



Фиг. 2. Примеры аномальной нелинейностью (все характеры данной последовательности)



Фиг. 2. Примеры аномальных характеристик с единичной нелинейностью (все характеристики зарегистрированы в данной последовательности с интервалом 2 сек)



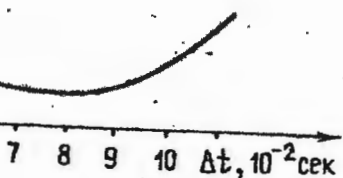
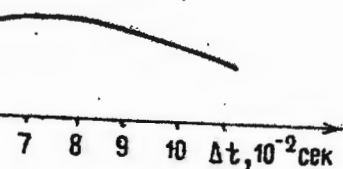
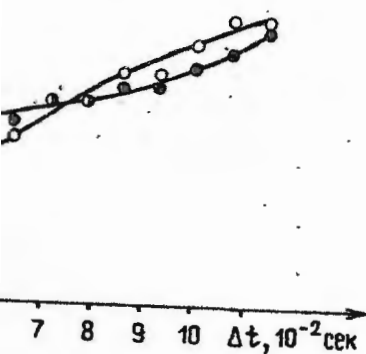
Фиг. 3. Сопоставление противофазных колебаний скоростей $\frac{dI_k}{dt}$ при одновременном изменении двух коллекторных токов с соответствующими изменениями величин этих токов (3/VI 1958 г., виток 257, $H = 290$ км):

○ - $I_{k,1}$; ● - $I_{k,2}$; ○ - $I_{k,1} = I_{k,2}$

го импульса напряжен соответствующего одноков I_k , что обеспечившей постоянной временалов ($\sim 10^{-2}$ сек). Тдо $\sim 1\%$, токов - при больших значениях до характеристик измерителения коллекторных тоДанная в работе [1] $\frac{dI_k}{dU}$ - наклона линейная $\sim 8 - 10\%$, включаположений точек от участка характеристики ваться, в частности, ниями тока I_k (неаптического характера). ко, настолько мала, еще не теряет формы, п

Подобие указанных личи определенной, колебаний $\frac{dI_k}{dt}$, а с характере воздействия токи ловушек, приводялебательных составля

Рассмотрим вкрат колебаний коллекторного искусственного спга между этими коллекторных отклонениях от нормальной формы ристик. Рассматриваем не являются внутренни тому, что их параметрменялись во время (например, амплитуданию к средней велиединиц герц до ~ 40 до ступенчатообразной туры и программа



Гивофазных колебаний
временном изменении
с соответствующими
токов (3/VI 1958 г.,
= 290 км):

$$I_{k,1} = I_{k,2}$$

го импульса напряжения U регистрировался в виде соответствующего одновременного резкого падения токов I_k , что обеспечивалось достаточно малой величиной постоянной времени измерительно-передающих каналов ($\sim 10^{-2}$ сек). Точность измерения напряжений - до $\sim 1\%$, токов - при малых значениях до $\sim 1\%$, при больших значениях до $\sim 5 - 7\%$ (благодаря нелинейности характеристик измерительных усилителей предел измерения коллекторных токов имел величину 25-30 мка). Данная в работе [1] величина погрешности вычисления $\frac{dI_k}{dU}$ - наклона линейного участка характеристики, равная $\sim 8 - 10\%$, включает в себя отклонения истинных положений точек от графической прямой линейного участка характеристики $I_k(U)$, которые могут вызываться, в частности, рассматриваемыми здесь колебаниями тока I_k (неаппаратурного происхождения и нестатического характера). Амплитуда этих колебаний, однако, настолько мала, что усредненная зависимость $I_k(U)$ еще не теряет формы, присущей нормальной характеристике.

Подобие указанных кривых свидетельствует о наличии определенной, общей для обеих ловушек причины колебаний $\frac{dI_k}{dt}$, а сдвиг фаз - о разновременном характере воздействия этой причины на коллекторные токи ловушек, приводящем к несинфазности изменений колебательных составляющих этих токов.

Рассмотрим вкратце возможные причины быстрых колебаний коллекторных токов ионных ловушек третьего искусственного спутника и появления фазового сдвига между этими колебаниями. Речь пойдет о немонотонных отклонениях экспериментальных зависимостей $I_k(U)$ от нормальной формы ионных вольт-амперных характеристик. Рассматриваемые колебания коллекторных токов не являются внутренними аппаратурными эффектами уже потому, что их параметры (частота, амплитуда, форма и т.д.) менялись во время эксперимента в широких пределах (например, амплитуда - от ~ 0 до ~ 3 мка, а по отношению к средней величине I_k - до $\sim 70\%$; частота - от единиц герц до $\sim 40-50$ гц, форма - от квазипериодической до ступенчатообразной), тогда как параметры аппаратуры и программа ее работы не менялись.

Влияние внешних факторов на величину коллекторного тока описывается уравнением ионной вольт-амперной характеристики двухэлектродной сферической ионной ловушки

$$I_k = \alpha n_i |\bar{v}_i| \sigma S F [n_i, |\bar{v}_i|, T_i, \varphi(U, \varphi_k), \sigma] + I_0,$$

- где F - некоторая функция;
 φ_k - потенциал спутника;
 U - напряжение на сетке ловушки (относительно корпуса спутника),
 I_0 - составляющая коллекторного тока, практически не зависящая от осуществляемых в опыте малых изменений потенциала φ сетки ловушки [1];
 α и S - "прозрачность" и поперечное сечение сетки ловушки;
 n_i и T_i - концентрация и температура ионов;
 σ - фактор расположения ловушки по отношению к системе плазма-движущийся спутник: $\sigma = 1$, когда ловушка находится в свободном потоке ионов, и $\sigma < 1$, если ловушка загорожена от потока ионов корпусом спутника, частично или полностью.

Причем в отсутствие полей в плазме между слоями объемных зарядов вокруг ловушки и корпуса спутника, создающих на сетках ловушек дополнительные напряжения,

$$\varphi = U + \varphi_k. \quad (1)$$

Очевидно, что наличие немонотонной составляющей коллекторного тока в области положительных потенциалов φ нельзя объяснить, допуская постоянство во времени или пространстве всех параметров, входящих в это уравнение, и предполагая изменение только U и φ при условии (1) (и $\varphi_k = \text{const}$), поскольку такое постоянство привело бы к монотонности производных

$$\frac{dI_k}{d\varphi} = \frac{dI_k}{dU} \quad \text{и} \quad \frac{d^2 I_k}{d\varphi^2} = \frac{d^2 I_k}{dU^2}$$

(ср. форму зависимости $I_k(\varphi)$, [1], рис. 7). В соответствии с результатами работы [13], наибольшая частота обращения спутника вокруг своей оси $\lesssim 0,01 \text{ сек}^{-1}$ (период

прецессии $T_p \approx 2$ мин, $T_s \approx 16$ мин). В то же время величины коллекторного тока ~ 30 гн и более (величины коллекторных токов не отличаются одна от другой, вращением спутника рассматриваемые колебания

Очевидна неприемлемость колебаний I_k быстрыми периодами T_i за время действия $\sim 0,1$ сек. Зачастую нельзя объяснить колебания, влияющие на ход характерного объяснения, поэтому большие величины колебаний неоднородностей каждой из которых образуют сорта, отличного от сорта также маловероятно. Это потому, что падение напруги R_i генератора приливает к полному току I обеих ловушек, а при тройной, компоненте этой с тем же периодом, что

* Вследствие малости скорости масс практически незначительна, приобретаемого спутника (а следовательно, и на эту величину определяются электронного тока на и тока фотоэлектронов больших (несколько вольт) потенциалов, характерную скорость ионов масс ионов, а функция имеет логарифмический ха

на величину коллекторного
 и вольт-амперной харак-
 теристики ионной ловушки

$$I_k = \psi(U, \varphi_k, \sigma) + I_0,$$

ловушки (относительно

тока, практически
 вводимых в опыте малых
 сетки ловушки [1];
 сечение сетки ло-

ура ионов;
 ловушки по отношению к си-
 спутник: $\sigma = 1$, когда
 бодном потоке ионов, и
 орожена от потока ионов
 чно или полностью.
 е между слоями объем-
 рупуса спутника, создаю-
 ные напряжения,

(1)

ной составляющей кол-
 ельных потенциалов φ
 инство во времени или
 дящих в это уравнение,
 φ при условии (1)
 остоянство привело бы к

$$\frac{d^2 I_k}{dU^2}$$

, рис. 7). В соответ-
 наибольшая частота
 $\leq 0,01 \text{ сек}^{-1}$ (период

прецессии $T_p \approx 2$ мин, период собственного вращения
 $T_s \approx 16$ мин). В то же время частота колебаний изме-
 ренной величины коллекторного тока в ряде случаев дости-
 гает ~ 30 гц и более (ср., например, фиг. 1); при этом
 величины коллекторных токов обеих ловушек зачастую почти
 не отличаются одна от другой, а это означает, что обе
 ловушки находятся в свободном потоке ионов. Следова-
 тельно, вращением спутника (колебанием σ) нельзя объяснить
 рассматриваемые колебания I_k .

Очевидна неприемлемость объяснения рассматриваемых
 колебаний I_k быстрыми колебаниями массы m_i или темпера-
 туры T_i за время действия положительного импульса $U \sim 0,1$
 сек. Зачастую довольно глубокие колебания I_k
 нельзя объяснить колебаниями T_i уже потому, что T_i
 влияет на ход характеристики довольно слабо [1] и для
 такого объяснения потребовалось бы привлечь несообразно
 большие величины колебаний T_i . Предположение о наличии
 групп неоднородностей размером $\delta L < \delta t (U \geq 0) V_{сп} \approx 800$ м,
 каждая из которых образована совокупностью ионов одного
 сорта, отличного от сорта ионов соседней совокупности,
 также маловероятно. Это предположение отпадает еще и
 потому, что падение напряжения на внутреннем сопротивле-
 нии R_i генератора пилообразного напряжения, пропорцио-
 нальное полному току I заряженных частиц на поверхность
 обеих ловушек, а при $U > 0$ практически основной, элек-
 тронной, компоненте этого тока [1], испытывает колебания
 с тем же периодом, что и ионный ток*.

* Вследствие малости тепловых скоростей ионов по срав-
 нению со скоростью спутника их различие для ионов раз-
 ных масс практически не сказалось бы на величине потенциа-
 ла, приобретаемого спутником при его движении в ионосфере
 (а следовательно, и на потенциале ловушки φ), так как
 эта величина определяется из условия баланса ионного и
 электронного токов на поверхность спутника. (в том числе
 и тока фотоэлектронов с этой поверхности), и при довольно
 больших (несколько вольт) отрицательных притягивающих
 ионы потенциалах, характерных для ИСЗ-3 [1], ионный
 ток, согласно теории зонда [14], с поправкой на направ-
 ленную скорость ионов $V_{сп}$, практически не зависит от
 масс ионов, а функция потенциала φ от ионного тока име-
 ет логарифмический характер.

Колебания I_k могут вызываться, например, колебаниями величины n_i на пути движения спутника, обусловленными пространственными неоднородностями или временными изменениями концентрации плазмы. Однако одновременные изменения n_i (как и m_i и T_i) вокруг спутника не могут обусловить относительный сдвиг фаз колебаний токов I_k . Наличие пространственных неоднородностей среды по этим параметрам принципиально может вызвать некоторую несинфазность колебаний I_k , вследствие неодновременности δt_n попадания ловушек в точки с одинаковыми величинами этих параметров, однако величина δt_n в рассматриваемых условиях слишком ничтожна: расстояние, соответствующее разности координат ловушек $\Delta \bar{x}_\lambda$, спутник проходит за время

$$\delta t_n = \frac{\Delta \bar{x}_\lambda \cdot \bar{v}_{сп}}{v_{сп}^2} \leq \frac{\Delta x_\lambda}{v_{сп}} \sim 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ сек.},$$

тогда как наименьший промежуток времени между двумя замерами коллекторного тока равен $\delta t_I \approx 8 \cdot 10^{-3}$ сек. Следовательно, временные и пространственные зависимости таких параметров, как n_i , m_i и T_i , в данных условиях изменения не могут порождать несинфазных колебаний I_k .

Для появления несинфазных колебаний I_k достаточно наличия временных или пространственных колебаний скорости ионов относительно ловушки. Скорость частиц \bar{v}_i является вектором (и притом единственным среди всех остальных параметров характеристики), и знакопеременность ее флуктуаций означает знакопеременность их направлений в пространстве. Если в какой-то момент скорость ионов направлена по линии, соединяющей две ловушки, то увеличение потока заряженных частиц на одну ловушку, вызванное увеличением скорости частиц в направлении к этой ловушке, неизбежно должно быть связано с уменьшением потока на другую ловушку, отгороженную от увеличивающегося потока корпусом спутника, и наоборот, то есть появится сдвиг фаз между колебаниями токов I_k таких ловушек. Величина этого сдвига будет зависеть от соотношения величин и направлений скоростей колебаний частиц и движения спутника.

На основании определенных особенностей результатов измерений при помощи ловушек третьего искусственного спутника (линейная форма участков характеристик с полным

торможением ионов) и метных колебаний I_0 . Если предположить наличие колебаний I_0 , то при воздействии на ловушки частиц переменного направления скорости

Наличие немоноотонности фаз также порождает колебания I_k , обусловленные эмиссией электронов. Временные изменения фаз упомянутое выше постоянное значение могут плазмы $n_e \approx n_i$ и ее на величину колебаний U посредством ловушки; электронная температура определяет величину

Для несинфазности изменений ϕ , когда относительно плазмы или монотонно меняются параметры ловушек, вызванные $\bar{v}_{сп}$ свободных зарядов этих сеток, в магнитном поле существенно меняются характеристики постсвязи сеток ловушек, разностей потенциалов и вращение переменных в пространстве, в которых ловушки. Стационарные пространственной несинфазности колебаний распределения n_i , точной величины с периодичностью-временной структурой периода может быть по наличию такого вращательного колебания

изываться, например, колеба-
 движения спутника, обусловлен-
 неоднородностями или временными
 азма. Однако одновременные
) вокруг спутника не могут
 зиг фаз колебаний токов I_k .
 однородностей среды по этим
 кет вызвать некоторую несин-
 ствие неодновременности δt_n
 одинаковыми величинами этих
 δt_n в рассматриваемых усло-
 гоание, соответствующее раз-
 , спутник проходит за время

$$\frac{\Delta x_{\lambda}}{V_{сп}} \sim 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ сек,}$$

куток времени между двумя
 а равен $\delta t_1 \approx 8 \cdot 10^{-3}$ сек.
 остранственные зависимости
 T_i , в данных условиях изме-
 нифазных колебаний I_k .
 ых колебаний I_k достаточно
 ранственных колебаний ско-
 шки. Скорость частиц \bar{V}_i
 единственным среди всех
 истики), и знакопеременность
 еременность их направлений
 то момент скорость ионов
 шей две ловушки, то увели-
 ц на одну ловушку, вызван-
 тиз в направлении к этой
 ьт связано с уменьшением
 тгороженную от увеличиваю-
 тника, и наоборот, то есть
 лебаниями токов I_k таких
 будет зависеть от соотно-
 скоростей колебаний частиц

особенностей результатов
 ек третьего искусственного
 ков характеристик с полным

торможением ионов) можно заключить, что признаков за-
 метных колебаний I_0 за время $\delta t < 0,1$ сек не имеется.
 Если предположить наличие значительных несинфазных ко-
 лебаний I_0 , то при этом необходимо допустить вероятность
 воздействия на ловушки потоков положительно заряженных
 частиц переменного направления, то есть колебаний на-
 правленной скорости этих частиц.

Наличие немонотонной составляющей в величине потен-
 циала Φ также порождает колебания I_k , однако измене-
 ния I_k , обусловленные колебаниями потоков, вызывающих
 эмиссию электронов с поверхности спутника, и соответст-
 вующие изменения Φ_k , по-видимому, отсутствуют (ср.
 упомянутое выше постоянство величин I_0); однако сущест-
 венное значение могут иметь колебания концентрации
 плазмы $n_e \approx n_i$ и электронной температуры T_e , влияющие
 на величину колебательной составляющей $\bar{U} \approx -I_e R_i$ напря-
 жения U посредством вариаций электронного тока I_e на ло-
 вушки; электронная температура T_e , кроме того, в основ-
 ном, определяет величину Φ_k .

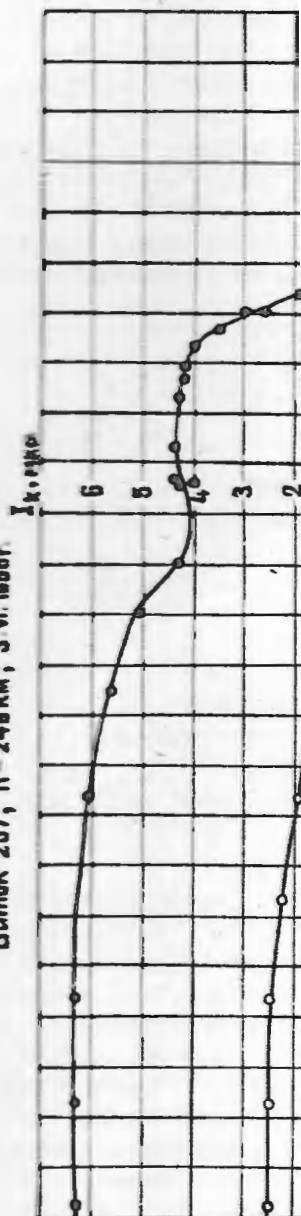
Для несинфазности колебаний I_k недостаточно таких
 изменений Φ , когда разность потенциалов сеток ловушек
 относительно плазмы отсутствует, остается постоянной
 или монотонно меняется. Разность потенциалов между сет-
 ками ловушек, вызванная движением со скоростью спутника
 $V_{сп}$ свободных зарядов, находящихся на поверхностях
 этих сеток, в магнитном поле Земли, практически может
 существенно меняться лишь под влиянием вращения спутника
 и, следовательно, на протяжении времени регистрации
 характеристики постоянна. Непосредственная электрическая
 связь сеток ловушек препятствует образованию других
 разностей потенциалов между ними, но возможно существо-
 вание переменных разностей потенциалов между точками
 пространства, в которых в данный момент находятся
 ловушки. Стационарное электрическое поле с неоднородной
 пространственной структурой не могло бы вызвать заметно
 несинфазных колебаний I_k , аналогично неоднородностям
 распределения n_i , m_i и T_i (см. выше); переменное поле доста-
 точной величины с периодической временной или пространст-
 венно-временной структурой и соответствующей величиной
 периода может быть причиной несинфазности колебаний I_k ,
 но наличие такого поля есть недостаточное условие сущест-
 вования колебаний свободных заряженных частиц, в част-

ности, ионов, регистрируемых в виде токов I_k . Так как колебания n_i , V_i , T_i и T_e , а также связанные с ними немотонные изменения Φ приводят к колебаниям величины потока заряженных частиц, попадающего на ловушки, и свидетельствуют о колебаниях плотности потока заряженных частиц, встречаемого спутником, то, очевидно, это и было наиболее вероятной причиной рассматриваемых колебаний токов I_k ионных ловушек. Однако проведенное здесь обсуждение возможных причин колебаний коллекторных токов позволяет заключить, что вариации любых параметров потока частиц, не связанные с колебаниями направленной скорости регистрируемых частиц и не вызывающие последних, не могут быть причиной несинфазности столь быстрых колебаний коллекторных токов. В силу относительного постоянства скорости спутника случаи колебаний скорости частиц относительно ловушек соответствуют колебаниям этих частиц в среде. Поэтому единственно приемлемым объяснением рассматриваемого явления — сдвига фаз колебаний I_k — следует считать колебания регистрируемых частиц (положительных ионов) вдоль линии, проходящей через обе ловушки и пересекающей корпус спутника (или в направлении, близком к этой линии).

Наличие характеристик с единичной нелинейностью, по-видимому, следует объяснять более низкочастотными колебаниями потока. На фиг. 4 сопоставлена экспериментально полученная характеристика с множественной нелинейностью, довольно близкой в данном случае к единичной нелинейности, с характеристикой, рассчитанной для случая воздействия на работу ловушки, движущейся со скоростью

$V_{сп} = 8,17 \cdot 10^5$ см/сек, синусоидальных колебаний скорости ионов с частотой $f \sim 11,5$ гц и амплитудой $V_0 \sim 500$ м/сек. Дальнейшее уменьшение частоты колебаний приведет к тому, что длительность регистрации всей характеристики составит лишь незначительную долю периода колебаний, вследствие чего такая характеристика будет соответствовать квазистационарному состоянию плазмы, но с измененными параметрами потока частиц на ловушки (например, с иной направленной скоростью ионов), величины которых будут определяться, прежде всего, фазой колебаний. На упомянутой выше фиг. 2 изображено пять характеристик, зарегистрированных в той же последовательности через двухсекундные интервалы времени; основные различия

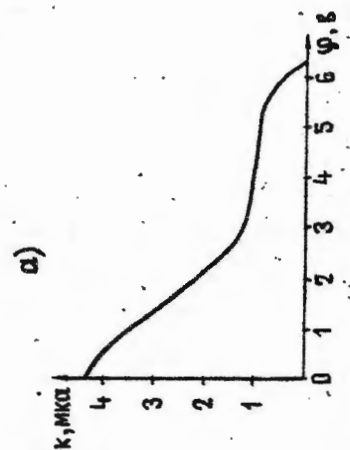
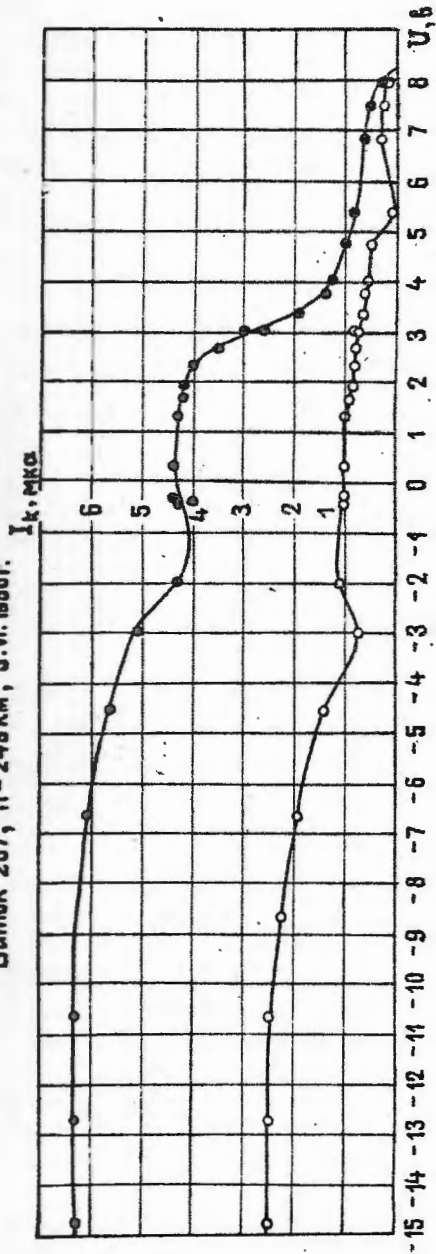
Высок 257, H = 249 км, 3. VI. 1958 г.



виде токов I_k . Так как связанные с ними немо- колебаниям величины по- него на ловушки, и свиде- сти потока заряженных то, очевидно, это и было матрируемых колебаний о проведенное здесь баний коллекторных токов и любых параметров по- колебаниями направленной не вызывающие послед- фазности столь быстрых силу относительного по- учая колебаний скорости метствуют колебаниям этих нетственно приемлемым объясне- сдвига фаз колебаний I_k - руемых частиц (положи- ншей через обе ловушки (или в направлении,

единичной нелинейностью, более низкочастотными гавлена эксперименталь- множественной нелиней- ом случае к единичной ассчитанной для случая вижущейся со скоростью альных колебаний ско- 1,5 гц и амплитудой ение частоты колебаний регистрации всей харак- льную долю периода коле- характеристика будет соот- стоянию плазмы, но с астиц на ловушки (на- остью ионов), величины е всего, фазой колеба- збразено пять характе- же последовательности мени; основные различия

Высок 257, H=248 км, S.VI.1850 г.



Фиг. 4. Сопоставление экспериментально полученной аномальной характеристики с результатом расчета ионной вольт-амперной характеристики (а) ионной ловушки по формуле

$$I_k = \alpha e n_i v_i S \left(1 - \frac{2e\varphi}{m_i v_i^2}\right)$$

- $\varphi(\delta) = -63,1 \tau(\text{сек}) + 6,31$;
- $v_0 = 0,6 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$;
- $v_i = v_{сп} + v_0 \sin \omega (\tau - 0,078)$;
- $\omega = 72 \text{ сек}^{-1}$;
- $m_i = 6,15 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$;
- $\alpha = 0,625$;
- $v_{сп} = 8,17 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$;
- $S = 78,5 \text{ см}^2$

между ними — разная длина области линейности ΔU_λ и резко различный наклон линейной части, — по всей вероятности, обусловлены попеременным увеличением и уменьшением скорости и концентрации ионов, то есть весьма низко-частотными (в системе движущегося спутника) колебаниями ионов. На этом основании, учитывая, что наклон $\frac{dI_k}{dU}$ линейного участка характеристики пропорционален концентрации и обратно пропорционален скорости ионов относительно ловушки, а протяженность ΔU_λ этого участка в области тормозящих потенциалов пропорциональна квадрату той же скорости (ср. [1]), можно оценить величины концентрации и скорости, соответствующие указанным характеристикам.

Действительно, из соотношений

$$\frac{dI_k}{dU} = - \frac{2\alpha Se^2}{m_i v_i} n_i \quad (2)$$

и

$$\Delta U_\lambda = \frac{m_i v_i^2}{2e}$$

(ср. [1]) следует, что

$$n_i = - \frac{1}{\alpha e S} \sqrt{\frac{\Delta U_\lambda \cdot m_i}{2e}} \frac{dI_k}{dU} = n_i^x \sqrt{\frac{\Delta U_\lambda}{\varphi_T}},$$

$$v_i = \sqrt{\frac{2e \Delta U_\lambda}{m_i}} = v_{сп} \sqrt{\frac{\Delta U_\lambda}{\varphi_T}}, \quad (3)$$

где $n_i^x = - \frac{m_i v_{сп}}{2\alpha Se^2} \frac{dI_k}{dU}$ — величина, вычисляемая по формуле для концентрации ионов n_i в случае стационарной плазмы, то есть при $v_i = v_{сп}$. Измерение ΔU_λ на практике осложнено, во-первых, тем, что на характеристике сферической ионной ловушки, движущейся со сверхзвуковой скоростью, граница тормозящих ионы потенциалов (точка $\varphi=0$) обычно не отмечена какими-либо внешними признаками, так как линейный участок характеристики имеет продолжение и в области притягивающих потенциалов, ограниченное слоем объемного заряда вокруг ловушки [1] и увеличивающееся при утолщении этого слоя. Кроме того, вследствие недостаточного большого изменения напряжения U в положительной

области [1] характерна (на них отсутствует участок, поэтому величина постоянного тока, обусловленного током, а следовательно, не протяженность проекции характеристики на ось пересечения с этой осью системы уравнений, ана

$$n_1 n_i = n_i$$

$$\mu_2 v_i = v_i$$

где $\mu_1 = \mu_2$ — некоторые параметры при работе ловушки в у

$$\mu_1 = \mu_2 = \mu$$

Примерный результат вычисления характеристик с одной из фиг. 5, отображающей n_i и $\mu_2 v_i$. Работает (точка 0). Как показали измерения по сравнению с измерениями, по крайней мере, для толщины слоя, то разницы концентрации ионов относительно ловушки $\sim 1-3$ (при увеличении n_i и μ , уменьшается).

Наличие ионов со скоростью ионов относительно разброса скоростей уменьшилось, так как при отклонении от области и монотонности участка характеристики ионов. Кроме того, слой

области линейности ΔU_A и
ной части, — по всей вероят-
ным увеличением и уменьше-
ионов, то есть весьма низко-
егося спутника) колебаниями
тывая, что наклон $\frac{dI_k}{dU}$ ли-
и пропорционален concentra-
скорости ионов относительно
этого участка в области
пропорциональна квадрату той же
нить величины концентрации
указанным характеристикам.
лений

$$\frac{e^2}{U_i} n_i \quad (2)$$

$$\frac{dI_k}{dU} = n_i^x \sqrt{\frac{\Delta U_A}{\Phi_T}}, \quad (3)$$

— величина, вычисляемая по
ионов n_i в случае стационарной
. Измерение ΔU_A на практике
о на характеристике сфери-
цейся со сверхзвуковой ско-
рости потенциалов (точка $\Phi=0$)
либо внешними признаками, так
характеристики имеет продолжение и
и потенциалов, ограниченное слоем
и [1] и увеличивающееся
ме того, вследствие недоста-
ржения U в положительной

области [1] характеристики регистрируются не полностью
(за них отсутствует участок с полным торможением ионов);
поэтому величина постоянной составляющей I_0 коллекторного
тока, не обусловленной ионами среды, остается неизвест-
ной, а следовательно, неучтенной. Используя вместо ΔU_A
протяженность проекции $\Delta U_{A, \text{изм}}$ всего линейного участка
характеристики на ось напряжений U , продолженного до
пересечения с этой осью, получаем в результате решения
системы уравнений, аналогичной (1),

$$\mu_1 n_i = n_i^x \sqrt{\frac{\Delta U_{A, \text{изм}}}{\Phi_T}} \quad (3')$$

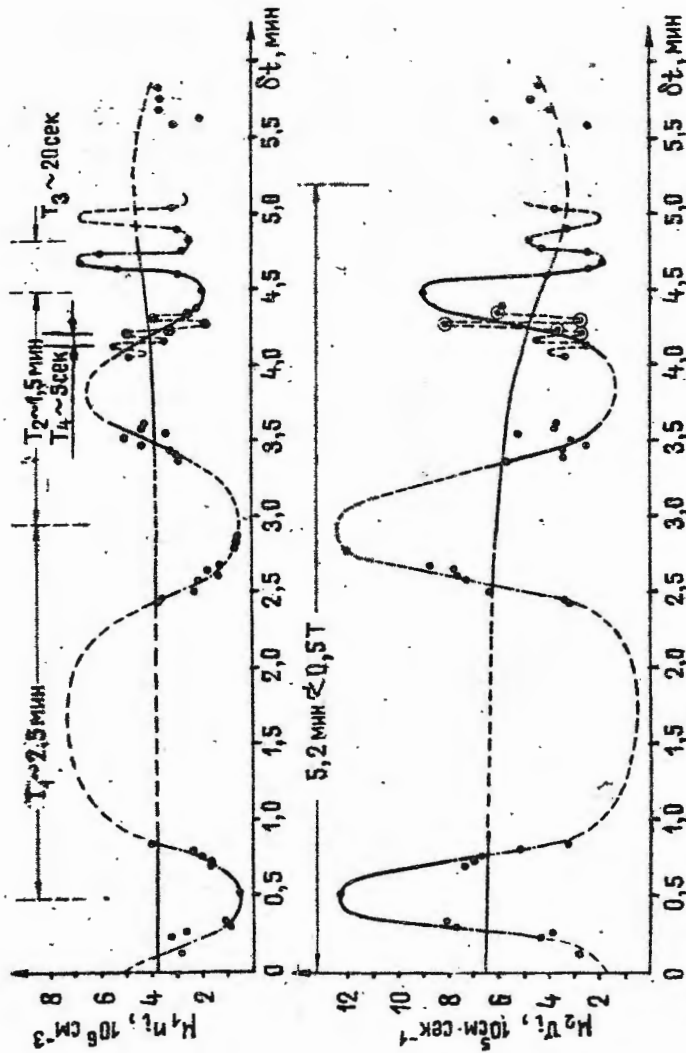
$$\mu_2 U_i = V_{\text{сп}} \sqrt{\frac{\Delta U_{A, \text{изм}}}{\Phi_T}},$$

где μ_1 и μ_2 — некоторые поправочные коэффициенты, равные
при работе ловушки в условиях свободного потока

$$\mu_1 = \mu_2 = \mu = \sqrt{\frac{\Delta U_{A, \text{изм}}}{\Delta U_A}} > 1. \quad (4)$$

Примерный результат вычислений по формуле (3') на осно-
вании характеристик с единичной нелинейностью представлен
на фиг.5, отображающей колебательный характер изменений
 $\mu_1 n_i$ и $\mu_2 U_i$. Расчет производился при $M_i = 18$ а. е. м.
(ионы O^+). Как показали наблюдения, величина I_0 довольно
мала по сравнению с ионным током $I_{i,k}$; поэтому, если
учесть, по крайней мере ориентировочно, диапазон возмож-
ных толщин слоя, то разброс величин μ в зависимости от
величины концентрации n_i в ионосфере, при скорости ионов
относительно ловушки $U_i \sim V_{\text{сп}}$ можно грубо оценить как
 $\sim 1-3$ (при увеличении n_i и U_i толщина слоя, а следователь-
но и μ , уменьшается).

Наличие ионов со скоростями, меньшими средней ско-
рости ионов относительно ловушки, вследствие теплового
разброса скоростей уменьшает линейный участок характе-
ристики, так как при одном и том же размере собирающей
области и моноскоростном потоке ионов длина линейного
участка характеристики пропорциональна квадрату скорости
ионов. Кроме того, слой вокруг движущейся ловушки при $\Phi < 0$



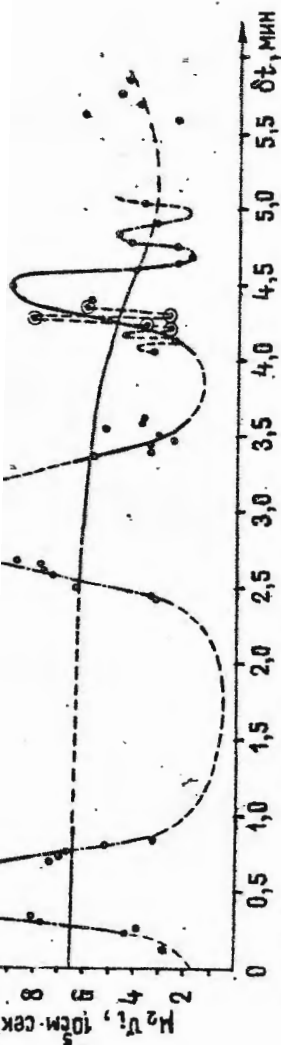
Фиг. 5. Результаты пробной обработки аномальных характеристик с естественной нелинейностью, зарегистрированных 18 мая 1968 г. в 14-15 час. по моск.вр.: δt — отсчетное время движения спутника; T — возможная величина периода наиболее низкочастотных колебаний N_1 и N_2 ; T_1, T_2, T_3, T_4 — последовательные величины периода основных (наиболее глубоких) колебаний N_1 и N_2 ; T_1, T_2 — возможная величина периода дополнительных колебаний N_1 и N_2 , наложенных на основные

имеет существенную асимметрию, так как образование электронов велика на поверхности (при $\psi > 0$ слой э... как образован в основном... не условиях практически... (зона скоростей). Асимметрия от эквипотенциально... направления, противополож... задней части слоя; ее роль... область собирания ионов... часть слоя. Поэтому эффект отрицательного потенциал... ионизации возникла и падае... роста $|\psi|$, что уменьшае... тана ψ . Следовательно, из... этих данных физическим... этих пределах, будут пред...

Ориентировочные оценки... изменяться пропорциональ... части слоя и при концентр... $N \approx 1.2$. Толщина слоя с... убывающая функция N_1 и... этих, во противоположных... имеют графики фиг. 5, если... величинах N_1, N_2 и $N_2 V_1$... меняется весьма незначи...

* Это подтверждается... стовиством коллекторных... тельных напряжениях, на бл... с глубокой множественно... ** Влияние указанной за... сказывается, например, в... множественной нелинейно... зах ψ за линейным участк... как правило, очень малы... ветствии с [1]. при $\psi < \psi_{кр}$ топ ограничивается толщ...

$I_{i,k}(\psi < \psi_{кр})$
при этом изменения N_1 ил... изменениям $\psi_{ср}$, а в резу...



Фиг. 5. Результаты пробной обработки аномальных характеристик с единичной нелинейностью, зарегистрированных 16 мая 1958 г. в 14-15 час. по моск.вр.: δt — относительное время движения спутника; T — возможная величина периода наиболее низкочастотных колебаний V_i и V_i' ; T_1 — T_3 — последовательные величины периода основных (наиболее глубоких) колебаний V_i и V_i' ; T_4 — возможная величина периода дополнительных колебаний V_i и V_i' , наложенных на основные

имеет существенную асимметрию относительно центра лобулки, так как образован ионами, у которых, в отличие от электронов велика направленная скорость относительно спутника (при $\psi > 0$ слой значительно более симметричен, так как образован в основном электронами, обладающими в тех же условиях практически симметричной функцией распределения скоростей). Асимметрия возрастает по мере удаления от эквипотенциальной поверхности ловушки, а также в направлении, противоположном движению спутника, то есть в задней части слоя; ее роль тем значительнее, что при $\psi < 0$ область собирания ионов распространяется и на заднюю часть слоя. Поэтому эффективность воздействия увеличения отрицательного потенциала сетки на количество собираемых ионов понижена и падает практически до нуля по мере роста $|\psi|$, что уменьшает линейный участок характеристики*. Следовательно, из всех значений μ , соответствующих данным физическим условиям и лежащих в указанных пределах, будут предпочтительнее меньшие значения μ . Ориентировочные оценки показывают, что ΔU_A , изм. должна изменяться пропорционально квадрату толщины передней части слоя и при концентрации $n_i \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$, по-видимому, $\mu \approx 1,2$. Толщина слоя — слабая (степени меньше единицы) убывающая функция n_i и V_i (ср. [14]) и при одновременных, но противоположных изменениях n_i и V_i (на что указывают графики фиг. 5, если учесть, что при столь больших величинах $\mu_1 n_i$ и $\mu_2 V_i$ μ должен быть близок к единице) меняется весьма незначительно**. Поэтому μ , как и

* Это подтверждается, например, приблизительным постоянством коллекторных токов при максимальных отрицательных напряжениях, наблюдаемым даже на характеристиках с глубокой множественной нелинейностью.

** Влияние указанной зависимости толщины слоя от n_i и V_i сказывается, например, в том, что на характеристиках с множественной нелинейностью при отрицательных потенциалах ψ за линейным участком колебания коллекторного тока, как правило, очень малы или вообще отсутствуют. В соответствии с [1] при $\psi < \psi_{кр}$ ионный ток $I_{i,k}$ на коллектор ограничивается толщиной слоя $\chi_{сл}$:

$$I_{i,k} (\psi < \psi_{кр}) \leq \alpha e n_i V_i \pi \chi_{сл}^2;$$

при этом изменения n_i или V_i приводят к противоположным изменениям $\chi_{сл}$, а в результате колебания $I_{i,k}$ сглаживаются.

толщина слоя, для конкретных величин параметров среды должен быть приблизительно постоянен.

Итак, на фиг.5, изображающей результаты указанной обработки ряда характеристик, виден колебательный характер изменений n_i и U_i ; на основные колебания с периодом $\sim 2,5-1,5$ мин, по-видимому, наложены дополнительные, гораздо меньшей амплитуды, с периодом ~ 5 сек или меньше - на участке $\delta t \approx 4,0-4,5$ мин они представлены пунктирной линией, соединяющей точки, выделенные двойным кружком (эти точки получены в результате подобной обработки упомянутых выше пяти характеристик фиг.2). Остальные пунктирные участки построены по оценочным данным; штрих-пунктиром отмечены области значений $\mu_1 n_i$ и $\mu_2 U_i$, относящиеся к моментам попадания соответствующей ловушки в частичную "ионную тень" ("полутень") от спутника (данные на участке $\delta t = 3,3-4,7$ мин свободны от этого недостатка); вторая ловушка в эти моменты также была в частичной "тени" (или ее данные вообще отсутствовали); в случаях работы ловушек в "полутеневой" области (как и в "теневой") возможны нарушения равенства $\mu_1 = \mu_2$ и более глубокие вариации этих величин*.

Соответствующие фиг.5 довольно большие значения n_i , как мгновенные, так и средние, согласуются с общим необычно повышенным уровнем коллекторного тока и, вероятно, обуславливаются высоким уровнем концентрации заряженных частиц в данной области ионосферы, а также несколько к востоку от нее. Так, согласно работам [15-18], несмотря на позднее местное время в пунктах, наиболее близких к рассматриваемому участку траектории третьего искусственного спутника (22-23 час в Южно-Сахалинске, 21-22 час в Якутске, 20-21 час в Чите, 18-19 час в Томске), соответствующие критические частоты были довольно

* Следует заметить, что рассматриваемые изменения величины ΔU_A на основании уравнения характеристики сферической ионной ловушки [1] можно было бы попытаться приписать и вариациям параметра m_i регистрируемого потока ионов, если бы эти изменения ΔU_A не были постепенными, не имели бы колебательного характера и не приводили бы в результате подобной обработки к строго противофазным колебаниям вычисленных параметров n_i и m_i (что было бы трудно объяснить).

велика, а в Южно-Сахалинске
своего волнового значения
22 час местного времени

тогда как там же в
 $f_o F_2 = 10,0$ МГц). В
много западнее того же
два ранее местного вре
и не превышала своих
магнитном поле 12-18/3

Фиг.5 соответствует
той же частотой. Характ
лика в противофазе; воз
пространстве в виде п
ность свойственна. Дл
наиболее медленных ко
зависит от ~ 150 до ~ 20 с
поле в гидромагнитных
моментах совместных изм
а у земной поверхности
 ~ 180 сек [21]. Источ
жизни частиц в плазме
поток солнечных корпу
рушевного равновесие в
ри. Возникшее возбужде
вглубь, последовательно
ние различные слои зем
вероятных электромагнит
стражаться до поверхн
сечения корпускулярно
скорость их нередко д
траектории заряженных ча
восток в кубическо
направленного движени
стигать величины P_c
колебательному движени
соответствует средняя

$\bar{P}_k =$

(при $\mu \sim 1,5$), а упомя
что область, захваченн
ограниченной. Источни

ных величин параметров среды но постоянны. ажающей результаты указанной стик, виден колебательный харак- основные колебания с периодом у, наложены дополнительные, го- с периодом ~5 сек или меньше - ин они представлены пунктирной и, выделенные двойным кружком зультате подобной обработки упо- характеристик фиг. 2). Остальные роены по оценочным данным; и области значений $\mu_1 n_i$ и $\mu_2 U_i$, попадания соответствующей ло- ю тень" ("полутень") от спутни- =3,3-4,7 мин свободны от этого ка в эти моменты также была в данные вообще отсутствовали); в "полутеневой" области (как и в ушения равенства $\mu_1 = \mu_2$ и тых величин *.

довольно большие значения n_i , дние, согласуются с общим не- ем коллекторного тока и, вероят- им уровнем концентрации заряжен- ти ионосферы, а также несколько ласно работам [15-18], несмо- время в пунктах, наиболее близ- участку траектории третьего (22-23 час в Южно-Сахалинске, 1 час в Чите, 18-19 час в Том- критические частоты были довольно

рассматриваемые изменения ве- урзнения характеристики сфери- можно было бы попытаться при- тра m_i регистрируемого потока ния ΔU_A не были постепенными, о характера и не приводили бы работки к строго противофазным параметров n_i и m_i (что было бы

велики, а в Южно-Сахалинске, Якутске и Томске превышали свои полуденные значения (например, в Южно-Сахалинске в 22 час поясного времени 16/У 1958 г. $f_o F2 = 10,6$ МГц, тогда как там же в 12-13 час поясного времени $f_o F2 = 10,0$ МГц). В Свердловске, расположенном не- много западнее того же участка траектории спутника, в бо- лее раннее местное время критические частоты были ниже и не превышали своих полуденных значений [19]. В гео- магнитном поле 12-16/У 1958 г. была отмечена буря [20].

Фиг. 5 соответствует колебаниям n_i и U_i с увеличиваю- щейся частотой. Характерно, что колебания n_i и U_i соверша- лись в противофазе; возможно, что они распространялись в пространстве в виде простых волн, которым эта особен- ность свойственна. Для сравнения отметим, что период наиболее медленных колебаний $\mu_1 n_i$ и $\mu_2 U_i$ изме- нялся от ~150 до ~20 сек, а колебания вектора магнитного поля в гидромагнитных волнах, обнаруженных в одновре- менных совместных измерениях на спутнике "Эксплорер-12" в у земной поверхности, имели период от ~120 до ~180 сек [21]. Источником возбуждения колебаний заря- женных частиц в плазменной оболочке Земли могут служить потоки солнечных корпускул (см., например, [22-24]), на- рушающих равновесие внешней области земной магнитосфе- ры. Возникшее возбуждение волнообразно распространяется вглубь, последовательно вовлекая в колебательное движе- ние различные слои земной атмосферы, причем в виде по- перечных электромагнитных колебаний оно может распро- страняться до поверхности Земли. Как известно, в своем тчении корпускулярные потоки имеют глобальные размеры, скорость их нередко достигает 1-2 тыс. км/сек, а концен- трация заряженных частиц (протонов) может исчисляться десятками в кубическом сантиметре. Плотность энергии направленного движения частиц в таких потоках может до- стигать величины $p_c \sim 10^6$ эв/см³. В то же время ко- лебательному движению плазмы, изображенному на фиг. 5, соответствует средняя плотность энергии

$$\bar{p}_k = n_i \frac{m_i U_i^2}{2} \approx 10^6 \text{ эв/см}^3$$

(при $\mu \sim 1,5$), а упомянутые выше данные указывают на то, что область, захваченная колебательным движением, была ограниченной. Источником соответствующей потенциальной

энергии для образования в ионосфере такой колебательной системы, вероятно, является магнитное поле Земли - плотность его энергии $p_m = \frac{HB}{8\pi}$ на высотах 300-400 км ($H \sim 0,4$ э, $B \sim 0,4$ гс) составляет $p_m \sim 4 \cdot 10^9$ эв/см³, тогда как плотность энергии теплового движения газа (газокинетическое давление) на тех же высотах имеет величину $p_g \sim 10^7$ эв/см³ $\ll p_m$ [24] и гораздо быстрее падает с высотой*. Простые волны сжатия - разрежения в плазме ионосферы, по-видимому, могут играть роль ионосферных неоднородностей, перемещающихся в пространстве. Чтобы определить параметры таких неоднородностей, необходимо знать характеристики соответствующих волн колебаний частиц. Однако вследствие эффекта Доплера, угловая частота ω колебаний частиц относительно среды отличается от угловой частоты $\Omega_0 = \frac{2\pi}{T}$ колебаний n_i и v_i в системе спутника на величину скалярного произведения волнового вектора \vec{k} на постоянную составляющую направленной скорости ионов относительно спутника. На этом основании, принимая в качестве наибольшей частоты колебаний $\mu_1 n_i$ и $\mu_2 v_i$ величину 0,2 гц и предполагая, что длины волн

* По некоторым современным воззрениям (см., например, [25]), генерация гидромагнитных волн в магнитосфере Земли происходит и в спокойной магнитной обстановке и лишь усиливается во время магнитных бурь. Это представление связывается с предполагаемым механизмом так называемого "вязкого взаимодействия" солнечного ветра с магнитосферой, порождающего круговые движения плазмы; при возмущениях скорости этих движений генерируются гидромагнитные волны. Поэтому возможно, что запасенная энергия таких движений является источником как довольно мощных, но ограниченных в пространстве и времени всплесков волн, так и гораздо более слабых, но весьма продолжительно действующих возмущений в плазме ионосферы. В подтверждение этого следует заметить, что характеристики с единичной нелинейностью составляют сравнительно небольшую долю всех экспериментальных данных опыта с ионными ловушками, а преобладают характеристики с множественной нелинейностью, сохраняющие в среднем линейный участок в правой части.

могут быть довольно м...
но могут достигать и...
ров (ср. [5]), ориенти...
рассмотренному случаю...
ной плазмы - от весь...
колебаний $\mu_1 n_i$ и...
ской лобанке к частоте...
более* - в диапазон во...
странения этих волн (ил...
ленина для неоднородн...
порядку величины это см...
ного звука). В этой св...
бракенные на фиг.5 кол...
слишком высокую для т...
сферного радиозондиро...
или зарегистрировали л...
или концентрации заряд...
максимальных значений

Следует отметить,
подобные рассмотренн...
Ботте нормальных хара...
наиболее заметные пер...
полученных обычным с...
се, что они лежат в пр...
наиболее часто встре...
что столь малые пе...
частота следования да...
является, но не выяв...
гистограмма величин и...
полученных в результа...
ионными ловушками на...
Она может служить...
время данного экспе...
подобие колебания колл...
довольно малые перио...

Когда ловушки по...
иную тень от спутни...
коллекторных токов, из...

* В ионосфере на вы...
ионная циклотронная ч...
ионная плазменная час...

в ионосфере такой колебательной
ся магнитное поле Земли - плот-
$$= \frac{NB}{8\pi}$$
 на высотах 300-400 км

составляет $p_m \sim 4 \cdot 10^9$ эв/см³,
энергии теплового движения газа
е) на тех же высотах имеет ве-
 $< p_m$ [24] и гораздо быстрее па-
е волны сжатия - разрежения в
имому, могут играть роль ионо-
перемещающихся в пространстве.
гры таких неоднородностей, необ-
ики соответствующих волн колеба-
ствие эффекта Допплера, угловая
гид относительно среды отличает-
$$= \frac{2\pi}{T}$$
 колебаний n_i и U_i в систе-

скалярного произведения волно-
зную составляющую направленной
ю спутника. На этом основании,
ольшей частоты колебаний $\mu_1 n_i$
и предполагая, что длины волн
енным воззрениям (см., напри-
идромагнитных волн в магнито-
и в спокойной магнитной обста-
и во время магнитных бурь. Это
я с предполагаемым механизмом
взаимодействия" солнечного ветра
ишего круговые движения плазмы;
и этих движений генерируются
э этому возможно, что запасенная
звляется источником как доволь-
ных в пространстве и времени
езде более слабых, но весьма
их возмущений в плазме ионосфе-
го следует заметить, что харак-
пнейностью составляют сравни-
всех экспериментальных данных
и, а преобладают характеристики
ностью, сохраняющие в среднем
части.

могут быть довольно малыми, например, $\lambda \sim 10$ м и менее,
во могут достигать и полуторатысячи километровых разме-
ров (ср. [5]), ориентировочно оценим соответствующий
рассмотренному случаю диапазон возможных частот колеба-
ний плазмы - от весьма малых долей герца (когда частота
колебаний $\mu_1 n_i$ и $\mu_2 U_i$ практически равна доплеров-
ской поправке к частоте колебаний плазмы) до $\sim 10^3$ гц и
более* - и диапазон возможных величин скоростей распро-
странения этих волн (или скоростей перемещения представ-
ляемых ими неоднородностей) - от ~ 0 до ~ 300 км/сек (по
порядку величины это скорость альфвеновских волн и магнит-
ного звука). В этой связи можно предположить, что изо-
браженные на фиг.5 колебания имели собственную частоту,
слишком высокую для того, чтобы наземные пункты ионо-
сферного радиозондирования могли их обнаружить - послед-
ние зарегистрировали лишь некоторые усредненные величи-
ны концентрации заряженных частиц, существенно меньшие
максимальных значений n_i в этих колебаниях.

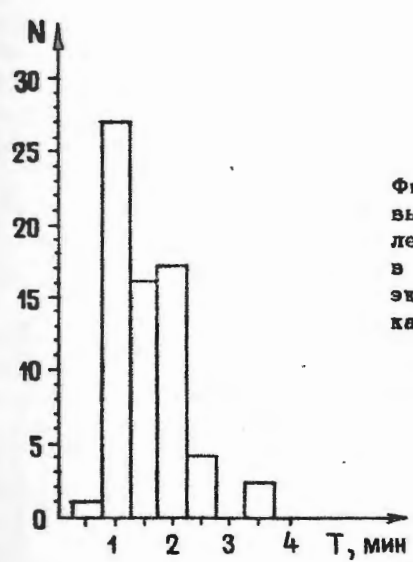
Следует отметить, что колебания концентрации ионов,
подобные рассмотренным, заметны и на результатах обра-
ботки нормальных характеристик (фиг.6). Если выделить
наиболее заметные периоды T_{n_i} колебаний значений n_i ,
полученных обычным способом, согласно [1], то окажется,
что они лежат в пределах от $\sim 3,5$ до $\sim 0,5$ мин, причем
наиболее часто встречается $T_{n_i} \sim 1$ мин, несмотря на то,
что столь малые периоды выявить труднее - мала
частота следования данных (периоды $T_{n_i} < 0,5$ мин, вероятно,
имеются, но не выявляются). Так, на фиг.7 приведена
гистограмма величин квазипериодов колебаний значений n_i ,
полученных в результате обработки данных эксперимента с
ионными ловушками на третьем искусственном спутнике.
Она может служить косвенным указанием на то, что во
время данного эксперимента колебания значений n_i (или
вообще колебания коллекторного тока ловушек) чаще имели
довольно малые периоды - длительностью до 1 мин и менее.

Когда ловушки попадают в более или менее полную
ионную тень от спутника, на графиках временных изменений
коллекторных токов, измеренных в отсутствие пилообразных

* В ионосфере на высотах полета третьего спутника
ионная циклотронная частота имеет порядок десятков герц,
ионная плазменная частота - 10^3 - 10^5 гц.

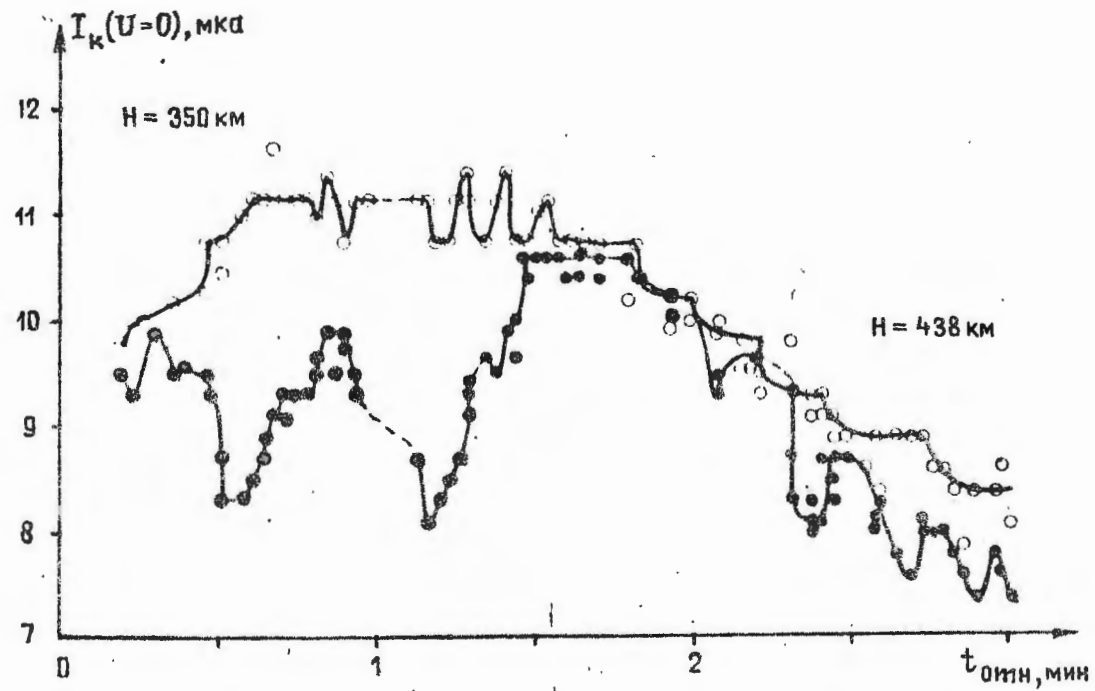
5
0 100 300 500 700 900 1100 1300 1500 1700 1900 2100 2300 L, км

Фиг. 6. Распределение концентрации положительных ионов N_1 в ионосфере вдоль пути L орбитального движения спутника на 16 обороте вокруг Земли (L отсчитывается от точки траектории спутника, которой принадлежит первое значение N_1 , полученное на данном обороте ИСЗ-3; числа вдоль кривой обозначают высоту над поверхностью Земли в км).



Фиг. 7. Гистограмма величин выявленных квазипериодов T колебаний значений N_1 , полученных в результате обработки данных эксперимента с ионными ловушками на ИСЗ-3. N - абсолютное число случаев

импульсов напряжения U на сетках ловушек, обычно отмечается соответствующее падение уровня коллекторного тока [1]. Однако естественно предположить, что указанный эффект может быть связан не только с вращением спутника, но и с низкочастотными колебаниями ионов достаточно большой амплитуды, благодаря чему сама "ионная тень" от спутника может менять свое расположение относительно направления вектора $\vec{V}_{сп}$. В результате рассмотрения данных некоторых измерений на спутнике было установлено [13], что спутник имел наименьшие периоды собственного вращения ~16 мин и прецессии ~2 мин на первых витках (ср. [1], рис.9), все более увеличивавшиеся на последующих витках. В то же время нередко квазипериоды временных изменений одного из коллекторных токов, часто имеющих вид довольно глубоких и резких отрицательных выбросов, выделяются необычной длительностью и при этом весьма быстро и сильно изменяются, например, с 3,5 до 2,5 мин, а затем до 1 и 1,5 мин на 82 витке, с ~0,5 мин до 10-15 сек и менее на 124 витке (см.фиг.8), с 1,5 до 3,5 мин на 162 витке и т.д. Если учесть, что вращение спутника не обязательно должно вызывать попадание ловушек в ионную тень (например, если ось вращения

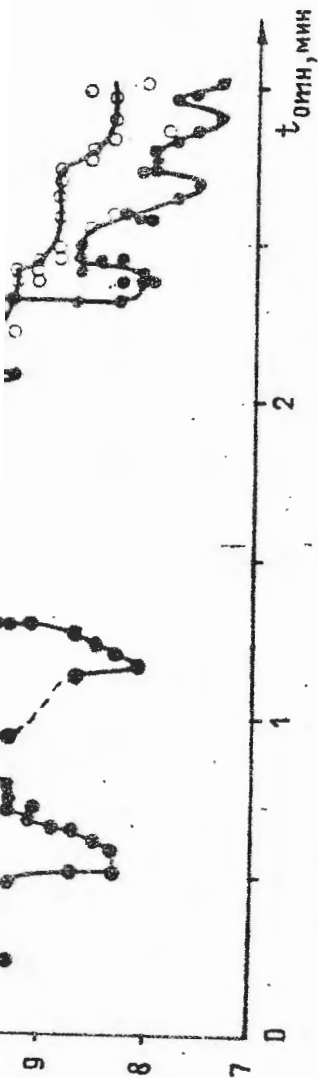


Фиг. 8. Изменения коллекторных токов ионных ловушек (24/V 1968 г., виток 124, 11-12 час) t_0 - относительное время движения ИСЗ-3, отсчитываемое от некоторого момента, предшествующего первому замеру коллекторных токов на данном обороте спутника

t_0	I_k	$\Phi_{\text{эф}}$
0-150	2.8	$6^{\circ} 24' - 6^{\circ} 30'$
40-100	4.4	

В этой таблице приведены значения $\Phi_{\text{эф}}$ - эффективного угла обзора спутника от поверхности Земли. Достоверность данных в этих случаях основана на анализе колебаний амплитуды сигнала, связанного с изменением альбедо поверхности Земли. В некоторых случаях амплитуда сигнала может быть связана с изменением альбедо поверхности Земли. В таблице приведены значения $\Phi_{\text{эф}}$ - эффективного угла обзора спутника от поверхности Земли.

спутника перпендикулярно вектору скорости движения спутника. В некоторых случаях амплитуда сигнала может быть связана с изменением альбедо поверхности Земли. В таблице приведены значения $\Phi_{\text{эф}}$ - эффективного угла обзора спутника от поверхности Земли.



Фиг. 8. Изменения коллекторных токов ионных ловушек (24/V 1968 г., виток 124, 11-12 час) относительно времени движения ИСЗ-3, отсчитываемое от некоторого момента, предшествующего первому замеру коллекторных токов на данном обороте спутника

спутника перпендикулярна линии центров ловушек и направлена по вектору скорости спутника), то причиной указанных эффектов может быть нестационарное состояние плазмы, окружающей спутник, из-за чего вектор полной скорости ионов относительно ловушки может испытывать резкие изменения как по величине, так и по направлению.

В некоторых случаях быстрых колебаний коллекторного тока допустимо предположение о влиянии таких продольных квазигармонических волн сжатия-разрежения, в которых ионы колеблются вдоль вектора скорости спутника. Исходя из этого, сделана попытка оценить при этом предположении величины параметров соответствующих волн (обоснование этих оценок выходит за рамки данного изложения). В таблице приведены результаты вычислений.

Таблица

α	λ , м	V_{ϕ} , 10^5 см·сек $^{-1}$	U_0 , 10^5 см·сек $^{-1}$	α , м	$\frac{\Delta n_+}{n_0}$	$\frac{\Delta n_-}{n_0}$	n_0 , 10^5 см $^{-3}$	\bar{p}_k , 10^{-2} эв·см $^{-3}$
~20	~150	2,8	0,5	4	0,22	-0,15	6,5	~1
~40	~100	4,4	0,8	3	0,22	-0,15	6,5	~3

В этой таблице приняты следующие обозначения: λ - длина волны; V_{ϕ} - фазовая скорость волны; U_0 - амплитуда колебательной скорости ионов; α - амплитуда отклонения ионов от положения равновесия; $\frac{\Delta n_{+,-}}{n_0}$ - максимальные

относительные отклонения концентрации ионов от равновесного значения n_0 ($\Delta n_+ = \text{макс } n - n_0$, $\Delta n_- = \text{мин } n - n_0$).

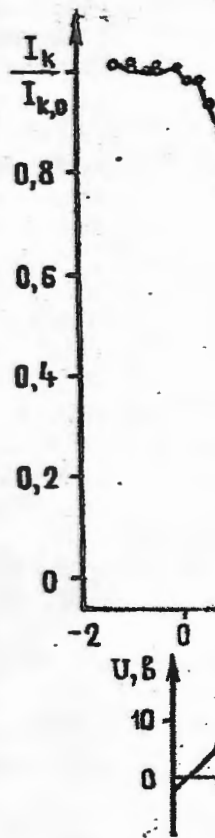
Достоверность результатов таких оценок зависит от лежащего в их основе предположения, справедливость которого обоснована лишь частично - наличием одновременных синфазных колебаний скоростей изменений коллекторных токов, свидетельствующих об отсутствии колебаний ионов под значительным углом к вектору скорости спутника. Явная негармоничность, квазициклоидальность формы колебаний коллекторных токов находится в согласии с особенностями влияния гармонических колебаний частиц в волнах сжатия-разрежения и является основой для оценки величин параметров этих колебаний. Тем не менее любопытно отметить,

что полученные в результате расчета длины волны близки к размеру обычной мелкомасштабной неоднородности (см., например, [6,26]), а фазовые скорости в 10-20 раз превышают наибольшую, по наблюдениям [3], скорость движения неоднородностей в области F_2 , равную 280 м/сек, то есть приблизительно во столько же раз, во сколько величины частот f в таблице превышают наибольшую из частот колебаний сигнала, которые, по-видимому, могли наблюдаться в измерениях [3] (~ 2 гц). Это соответствует соотношению $V_{\phi} = \lambda f$ при $\lambda = \text{const}$, $V_{\phi_1}/V_{\phi_2} = f_1/f_2$ и приводит к предположению о том, что как в рассматриваемом примере измерений на третьем спутнике, так и в измерениях [3], колебания сигналов, возможно, были обусловлены не чем иным, как волнами колебаний плазмы одной длины λ , но с разными частотами (движение волны со скоростью, намного превышающей тепловую скорость частиц, характерно, например, для магнитного звука).

Быстрые колебания коллекторного тока заметны также на вольт-амперной характеристике плоской ионной ловушки, работавшей на американском спутнике "Эксплорер-8" (фиг.9). Частота видимых пульсаций коллекторного тока $\sim 50-100$ гц. Любопытно, что эти пульсации имеют ту же особую квазипериодическую форму, которая характерна и для колебаний коллекторных токов ловушек на третьем искусственном спутнике и, возможно, была вызвана теми же причинами; несмотря на отсутствие на фиг.9 ряда отсчетов коллекторного тока, имеющиеся соседние отсчеты также обнаруживают признаки указанной особенности, что позволяет построить недостающие части кривой на фиг.9. Следует подчеркнуть, что, говоря об этой особенности, не отмечавшейся ранее, автор не касается вопроса об обнаружении ионов гелия [27], так как в данном случае речь идет о быстрых колебаниях I_k , усредняемых авторами опыта на спутнике "Эксплорер-8" и поэтому не составляющих предмета их рассмотрения.

Еще одним подтверждением существования колебаний плазмы в ионосфере является обнаружение ионных плазменных волн при измерении низкочастотных колебаний электрического поля на спутнике "Локхид-Аэроспейс". [28].

Итак, как показано выше, результаты некоторых исследований плазмы при помощи ловушек заряженных частиц позволяют выявить и измерить колебания концентрации и

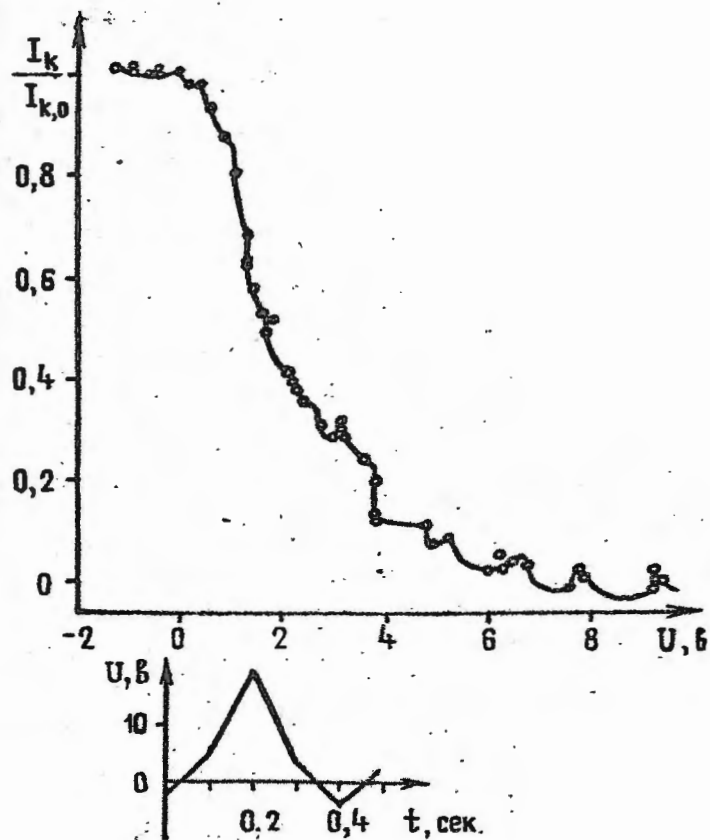


Фиг. 9. Волны ионной ловушки "Эксплорер-8". $I_{k,0} \sim \bar{n}_i$ (соответствует...)

ате расчета длины волн близки к масштабной неоднородности (см., вые скорости в 10-20 раз превы- юдениям [3], скорость движения V_2 , равную 280 м/сек, то есть ко же раз, во сколько величины шают наибольшую из частот коле- о-видимому, могли наблюдаться в Это соответствует соотношению $V_{\phi_1}/V_{\phi_2} = f_1/f_2$ и приводит к как в рассматриваемом при- гьем спутнике, так и в измере- алов, возможно, были обусловле- ми колебаний плазмы одной дли- тами (движение волны со скоро- ей тепловую скорость частиц, магнитного звука).

плекторного тока заметны также ристике плоской ионной ловушки, м спутнике "Эксплорер-8" (фиг.9). коллекторного тока $\sim 50-100$ гц. щии имеют ту же особую квази- рая характерна и для колебаний шек на третьем искусственном а вызвана теми же причинами; фиг.9 ряда отсчетов коллектор- дние отсчеты также обнаружива- обенности, что позволяет по- ти кривой на фиг.9. Следует под- той особенности, не отмечавшей- ется вопроса об обнаружении в данном случае речь идет о усредняемых авторами опыта на поэтому не составляющих пред-

ен. эм существования колебаний ся обнаружение ионных плазмен- вкочастотных колебаний электри- Локхид-Аэроспейс". [28]. е, результаты некоторых иссле- оши ловушек заряженных частиц ить колебания концентрации и



Фиг. 9. Вольт-амперная характеристика плоской ионной ловушки, работавшей на спутнике "Эксплорер-8" (построена по данным [27]):

$I_{k,0} \sim \bar{n}_i V_{cp}$ - номинальная величина коллекторного тока I_k при нулевом потенциале сетки ловушки (\bar{n}_i - средняя концентрация ионов, соответствующая данной характеристике)

скорости заряженных частиц. Применяя систему разнонаправленных плоских ловушек заряженных частиц, расположенных у разных частей поверхности спутника, можно выявить направление колебаний частиц, а в определенных условиях — измерить частоту и волновой вектор. Более подробно ряд затронутых вопросов будет освещен в последующих публикациях.

Автор весьма признателен К.И.Грингаузу, Г.Л.Гдалевичу и Г.Н.Застенкеру за полезную дискуссию и ценные замечания.

Литература

1. Грингауз К.И., Безруких В.В., Озеров В.Д. В сб.: "Искусственные спутники Земли", вып.6, 1961, стр.63.
2. Месса Х.С., Бойд Р.Л. Верхняя атмосфера, Л., Гидрометеиздат, 1962, стр.139.
3. Кушнеревский Ю.В., Заярная Е.С. В сб.: "Дрейфы и неоднородности в ионосфере", № 1, серия "Результаты МГГ". М., Изд-во АН СССР, 1959, стр.22.
4. Гусев В.Д., Кушнеревский Ю.В., Миркотан С.Ф. В сб.: "100 лет со дня рождения А.С.Попова". М., Изд-во АН СССР, 1960, стр.211.
5. Самарджиев Д.Т., Кушнеревский Ю.В. В сб.: "Исследования неоднородностей в ионосфере", № 4, серия "Результаты МГГ". М., Изд-во АН СССР, 1960, стр.38.
6. Кушнеревский Ю.В., Миркотан С.Ф. Геомагнетизм и аэрономия, 1, 453 (1961).
7. Боеикова Н.М., Кушнеревский Ю.В. В сб.: "Ионосферные исследования", № 9, серия "Результаты МГГ", М., Изд-во АН СССР, 1961, стр.63.
8. L e r e s h i n s k y D., R o l l a n d P. J. *Atm. and Terr. Phys.*, 24, 813 (1962).
9. Миркотан С.Ф., Кушнеревский Ю.В. Неоднородная структура и движения в ионосфере. Вып. "Ионосферные исследования", № 12, серия "Результаты МГГ". М., Изд-во АН СССР, 1964.
10. Гришкевич Л.В. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук, НИРФИ, Горький, 1963.

11. Новиков Е.А. Автор ученой степени кандидата физ.-мат. наук, НИРФИ, Горький, 1963.
12. Новиков Е.А. В сб. "Механика и динамика плазмы", вып. 1, 1963.
13. Белецкий В.В., Золотухин В.И. "Спутники Земли", вып. 1, 1963.
14. Леб Л. Основные проблемы ионосферной физики. М.-Л., ГИТТЛ, 1958.
15. Материалы ионосферной физики. Май-август 1958 г., М., 1958.
16. Материалы ионосферной физики. Август 1958 г. М., 1958.
17. Материалы ионосферной физики. Декабрь 1958 г. М., 1958.
18. Материалы ионосферной физики. 1958 г. М., 1962 (И).
19. Материалы ионосферной физики. Июнь 1958 г. М., 1958.
20. Космические данные. 1958.
21. Patel V.L., *Contrib. Plasma Phys.*, 12, 9, 213 (1964).
22. Dessler A. *J. Geophys. Res.*, 66, 485 (1961).
23. L e r e s h i n s k y D., *J. Atm. and Terr. Phys.*, 24, 813 (1962).
24. Кондратьев К.Я. Физика верхних слоев атмосферы. М., 1960.
25. Patel V.L., *J. Geophys. Res.*, 66, 485 (1961).
26. Чеча В.А. Труды НИИ физики атмосферы, вып. 1, 1963.
27. Bourdeau R., Donley J.L., *J. Geophys. Res.*, 67, 2, 467 (1962).
28. Searf F.L., *J. Geophys. Res.*, 67, 2, 467 (1962).
29. Searf F.L., *J. Geophys. Res.*, 67, 2, 467 (1962).
30. Searf F.L., *J. Geophys. Res.*, 67, 2, 467 (1962).
31. Searf F.L., *J. Geophys. Res.*, 67, 2, 467 (1962).
32. Searf F.L., *J. Geophys. Res.*, 67, 2, 467 (1962).
33. Searf F.L., *J. Geophys. Res.*, 67, 2, 467 (1962).
34. Searf F.L., *J. Geophys. Res.*, 67, 2, 467 (1962).
35. Searf F.L., *J. Geophys. Res.*, 67, 2, 467 (1962).
36. Searf F.L., *J. Geophys. Res.*, 67, 2, 467 (1962).
37. Searf F.L., *J. Geophys. Res.*, 67, 2, 467 (1962).
38. Searf F.L., *J. Geophys. Res.*, 67, 2, 467 (1962).
39. Searf F.L., *J. Geophys. Res.*, 67, 2, 467 (1962).
40. Searf F.L., *J. Geophys. Res.*, 67, 2, 467 (1962).

частиц. Применяя систему разно-
ловушек заряженных частиц, располо-
й поверхности спутника, можно выявить
частиц, а в определенных условиях
олновой вектор. Более подробно ряд
будет освещен в последующих

знателей К.И.Грингаузу, Г.Л.Гдале-
за полезную дискуссию и ценные

Литература

Безруких В.В., Озеров В.Д.
ные спутники Земли", вып.6, 1961,

д Р.Л. Верхняя атмосфера, Л., Гидро-
стр.139.

Ю.В., Заярная Е.С. В сб.: "Дрейфы
в ионосфере", № 1, серия "Результаты
во AN СССР, 1959, стр.22.

Кушнеревский Ю.В., Миркотан С.Ф.
дня рождения А.С.Попова". М.,
1960, стр.211.

., Кушнеревский Ю.В. В сб.: "Ис-
одностей в ионосфере", № 4, серия
М., Изд-во AN СССР, 1960, стр.38.

Ю.В., Миркотан С.Ф. Геомагнетизм
3 (1961).

Кушнеревский Ю.В. В сб.: "Ионо-
ния", № 9, серия "Результаты МГГ",
СР, 1961, стр.63.

ку D., Rolland P. J. *Atm.*
813 (1962).

Кушнеревский Ю.В. Неоднородная
ия в ионосфере. Вып. "Ионосферные
2, серия "Результаты МГГ". М.,
1964.

Автореферат диссертации на соиска-
кандидата физ.-мат. наук, НИРФИ,

11. Новиков Е.А. Автореферат диссертации на соискание
ученой степени кандидата физ.-мат. наук, 1961.
12. Новиков Е.А. В сб.: "Вопросы магнитной гидродина-
мики и динамики плазмы". Рига, 1962, стр. 179.
13. Белецкий В.В., Зонов Ю.В. В сб.: "Искусственные
спутники Земли", вып.7, 1961, стр.32.
14. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в
газах. М.-Л., ГИТТЛ, 1950.
15. Материалы ионосферных исследований. Южно-Сахалинск.
Май-август 1958 г., М., 1960 (ИЗМИР AN СССР).
16. Материалы ионосферных исследований. Якутск. Май-
август 1958 г. М., 1960 (ИЗМИР AN СССР).
17. Материалы ионосферных исследований. Чита. Июль 1957-
декабрь 1958 г. М., 1960 (ИЗМИР AN СССР).
18. Материалы ионосферных исследований. Томск. Май-июнь
1958 г. М., 1962 (ИЗМИР AN СССР).
19. Материалы ионосферных исследований. Свердловск. Май-
июнь 1958 г. М., 1962 (ИЗМИР AN СССР).
20. Космические данные. Вып. 5 (27). Л., Гидрометеиздат,
1958.
21. Patel V.L., Cahill L.J., *J. Phys. Rev. Let-
ters*, 12, 9, 213 (1964).
22. Deslier A. *J. Geophys. Res.*, 63, 2, 405 (1958).
23. Lepeshinsky D. and Rolland P.
J. Atm. and Terr. Phys., 26, 1, 31 (1964).
24. Кондратьев К.Я., Филиппович О.П. Тепловой ре-
жим верхних слоев атмосферы, Л., Гидрометеиздат,
1960.
25. Patel V.L. *Planet. and Space Science*, 13, 6,
485 (1965).
26. Чеча В.А. Труды СФТИ, 1964, вып. 45, стр.3.
27. Bourdeau R.E., Whipple E.C., Jr.,
Donley J.L., Bauer S.J. *J. Geophys. Res.*,
67, 2, 467 (1962).
28. Searf F.L., Crook G.M. and Freder-
icks R.W. *J. Geophys. Res.*, 70, 13, 3045 (1965).