

УДК 629.196.68:523.152.3

Е. И. Всаков, Г. Н. Застенкер, В. Ф. Копылов,
А. И. Ремизов, М. З. Хохлов

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИЗУЧЕНИЯ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ЛОВУШЕК И АНАЛИЗАТОРОВ

1. МОДУЛЯЦИОННЫЕ ЛОВУШКИ

Приводятся результаты расчета и экспериментального изучения характеристик модуляционных ловушек заряженных частиц. Существенная особенность характеристик — их вытянутость в сторону высоких энергий, связанная с искривлением траекторий частиц полем модуляционной сетки. При достаточном диафрагмировании входного окна ловушки, устраняющем краевые эффекты, расчетные характеристики хорошо совпадают с измеренными для ионов. Характеристики для электронов заметно искажены вторичной эмиссией с модуляционной сетки.

Показывается, что при регистрации спектров ионов солнечного ветра из-за указанных особенностей характеристик отсчеты в энергетических каналах, расположенных со стороны меньших энергий относительно максимума спектра, могут быть во много раз завышены.

1. При изучении потоков сравнительно малоэнергичных заряженных частиц (до 10—20 *кэв*) в магнитосфере Земли и в межпланетном пространстве широко используются приборы зондового типа — электростатические анализаторы и ловушки заряженных частиц (см., например, обзор [1]).

В модуляционных ловушках поток попадающих в них заряженных частиц модулируется путем изменения задерживающего потенциала модуляционной сетки и регистрируется переменная часть коллекторного тока, что позволяет измерять сравнительно малые потоки заряженных частиц на фоне больших фотоэлектрических токов в цепи коллектора, возникающих при облучении датчика ультрафиолетовым излучением Солнца. Ловушки модуляционного типа применялись в основном для изучения поперечной компоненты солнечного ветра [2—11]. Они могут использоваться и в ряде других случаев, например при измерении потоков ионов низких энергий на фоне гораздо больших потоков энергичных частиц [12, 13].

В настоящей работе рассмотрены результаты расчета и экспериментального изучения основных характеристик модуляционных ловушек и их влияние на измерения на примере энергетических спектров солнечного ветра.

2. Устройство модуляционных ловушек, применявшихся в работах [5, 8], показано схематически на рис. 1. Их конструкция аналогична ис-

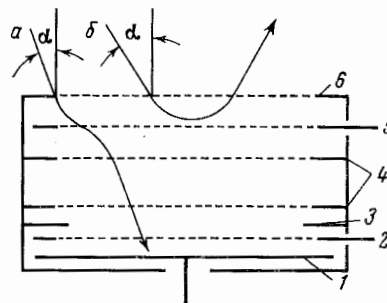


Рис. 1. Устройство модуляционной ловушки (схематическое).

1 — коллектор, 2, 4 — сетки, 3 — диафрагма. Стрелками показаны траектории частиц, для которых условие (1): а — выполнено, б — не выполнено

пользовавшимся в других работах. Сетка 2, имеющая небольшой отрицательный потенциал относительно коллектора 1, предназначена для подавления тока вторичных электронов с коллектора. К модуляционной сетке 5 приложено напряжение U_m , положительное относительно корпуса при изучении потоков ионов и отрицательное для электронов. При этом $U_m = U + U_a$, где U — постоянное напряжение, а U_a — переменное, обычно звуковой частоты. Система экранных сеток 4 с суммарной прозрачностью $\sim 0,8$ обеспечивает снижение наводки переменного напряжения на коллектор примерно в 10^9 раз.

Далее рассматривается случай, когда переменное напряжение представляет собой последовательность прямоугольных импульсов с амплитудой U_a и скважностью, равной единице. В этом случае интерпретация измерений наиболее проста, а чувствительность метода максимальна.

При данном значении U_m частица может достигнуть коллектора при условии

$$E > ZeU_m / \cos^2 \alpha, \quad (1)$$

где α — угол падения (рис. 1), E — энергия, Ze — заряд частицы. Из-за конечного диаметра ловушки попадание частиц на коллектор существенно зависит также от геометрии ловушки и места входа частиц в ловушку.

Рассмотрим характеристики модуляционной ловушки, предполагая, что поле модуляционной сетки плоское. В этом случае траектория заряженной частицы в ловушке состоит из отрезков прямых и парабол (см. рис. 1), и характеристики ловушки легко рассчитываются. Величина переменной составляющей коллекторного тока определяется выражением

$$X_a(E, \alpha) = \gamma(I_1 - I_2), \quad (2)$$

где γ — коэффициент пропорциональности, I_1 и I_2 — постоянные коллекторные токи при потенциалах модуляционной сетки $U_m = U$ и $U_m = U + U_a$ соответственно. Зависимость $I_{1,2}$ от ZeU_m/E и α будем называть статическими характеристиками ловушки, а выражение (2) — ее динамическими характеристиками или просто характеристиками модуляционной ловушки.

В рассматриваемом приближении $I_{1,2}$ определяются выражениями

$$I_{1,2} = (1/2\pi)I_0 \cos \alpha [(2\varphi - \sin 2\varphi) + \eta^2(2\psi - \sin 2\psi)], \quad (3)$$

где

$$\varphi = \arccos \{ [\xi^2(1 + \eta) + (1 - \eta)] / 2\xi \},$$

$$\psi = \arccos \{ [\xi^2(1 + \eta) - (1 - \eta)] / 2\xi\eta \},$$

$$\xi = q\eta \operatorname{tg} \alpha [2\beta(K_{1,2} - \sqrt{K_{1,2}^2 + K_{1,2}}) + 1 + \beta] / (1 + \eta),$$

$$K_1 = E \cos^2 \alpha / ZeU - 1, \quad K_2 = E \cos^2 \alpha / Ze(U + U_a) - 1,$$

$$I_0 = \pi \delta R_1^2 Zej.$$

Здесь j — плотность потока заряженных частиц, δ — множитель, учитывающий эффективную прозрачность сеток ловушки и несколько зависящий от угла падения; q , β , η — безразмерные параметры, описывающие конфигурацию ловушки:

$$q = l / R_2, \quad \beta = (l_1 + l_2) / R_2, \quad \eta = R_2 / R_1, \quad (4)$$

где l — расстояние между сеткой 6 и диафрагмой 3 (рис. 1), R_1 и R_2 — их радиусы, l_1 и l_2 — соответственно расстояния от внешней сетки до модуляционной и от модуляционной до верхней из пакета экранных сеток. Аналогичная формула приведена в [14] для частного случая притягивающего потенциала сеток, $l = l_1 + l_2$ и $R_1 = R_2$.

Характеристики, рассчитанные по формулам (2)–(4), показаны на рис. 2 в виде линий равной чувствительности ловушки в координатах E / ZeU_a , α . Как видно, они сильно отличаются от характеристик, рассчитанных в предположении и

танных в предположении и [11]. В последнем случае хторой замкнутой области у рис. 2 штрихами). При учете стики отличны от нуля для ченнем узкой полосы углов что при $\eta = 1$ ($\alpha_0 = 0$).

С уменьшением расстояния ствительность ловушки к ч примерно пропорционально

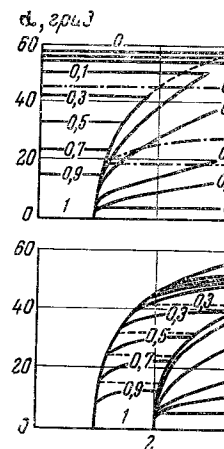


Рис. 2. Чувствительности от у.

Сплошные линии — рас $\beta = 0,56$, $\eta = 0,86$; штри линии -- расчет для до полем модуляционной кривых указана чув

Искривление траекторий модуляционной сеткой (напр ченной для регистрации полож дополнительной переменной которой тем больше, чем мень на ловушку [12, 15].

3. Электрическое поле в л однородного плоского поля гл волочек модуляционной сетки для ионов и электронов при в то время как различные вто зависят от рода регистрируемы поверхности.

Для выявления относитель дены эксперименты по опреде шек при облучении их электр сот эв до нескольких кэв.

Экспериментальная устано мещались ловушка и источник рения проводились при давле Ловушка помещалась на пово кусированные, так и широкие хуже 1—2% и расходимостью При использовании сфокусиро

таных в предположении прямолинейного движения частиц в ловушке [11]. В последнем случае характеристики отличны от нуля только в некоторой замкнутой области углов и энергий (слева от линии, показанной на рис. 2 штрихами). При учете искривления траекторий частиц характеристики отличны от нуля для любых значений $E > Ze(U + U_a)$, за исключением узкой полосы углов шириной $2\alpha_0$ (рис. 2) вблизи $\alpha = 0$ (отметим, что при $\eta = 1$ $\alpha_0 = 0$).

С уменьшением расстояния между внешней и экранной сетками чувствительность ловушки к частицам с энергией $E > Ze(U + U_a)$ падает примерно пропорционально изменению параметра β .

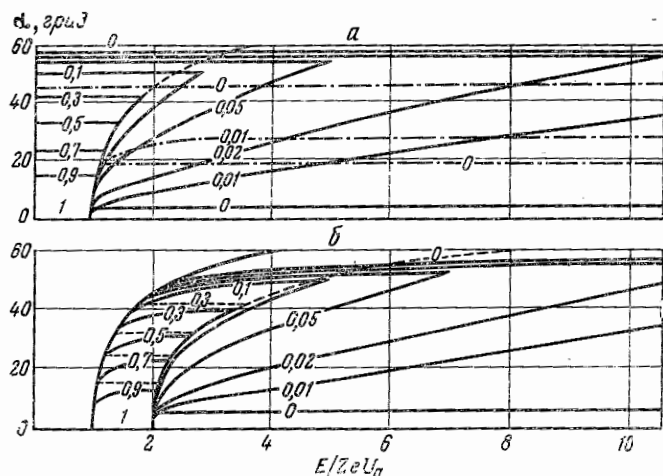


Рис. 2. Чувствительность модуляционной ловушки в зависимости от угла падения и энергии частиц.

Сплошные линии — расчет по (2), (3) для ловушки [5, 8] с $q = 1,3$, $\beta = 0,56$, $\eta = 0,86$; штрих-пунктир — то же для $\eta = 3$; штриховые линии — расчет для ловушки [5, 8] без учета искривления частиц полем модуляционной сетки; а — $U = 0$, б — $U = U_a$. Цифрами у кривых указана чувствительность в относительных единицах

Искривление траекторий имеет место и для частиц, притягивающихся модуляционной сеткой (например, для электронов в ловушке, предназначенной для регистрации положительных ионов), что приводит к появлению дополнительной переменной составляющей коллекторного тока, величина которой тем больше, чем меньше энергия частиц и больше угол их падения на ловушку [12, 15].

3. Электрическое поле в ловушке отличается от принятого при расчете однородного плоского поля главным образом вблизи краев ловушки и проволочек модуляционной сетки. Влияние неоднородности поля одинаково для ионов и электронов при одинаковых значениях отношения ZeU_m / E , в то время как различные вторичные эффекты на поверхности электродов зависят от рода регистрируемых частиц, их энергии, угла падения и свойств поверхности.

Для выявления относительной роли отмеченных эффектов были проведены эксперименты по определению характеристик модуляционных ловушек при облучении их электронами и ионами с энергиями от нескольких сот эв до нескольких кэв.

Экспериментальная установка имела вакуумную камеру, в которой размещались ловушка и источник электронов или ионов (H^+ или Ar^+). Измерения проводились при давлении остаточных газов $10^{-7} - 10^{-8}$ мм рт. ст. Ловушка помещалась на поворотном устройстве. Использовались как сфокусированные, так и широкие (с однородностью по сечению ловушки не хуже 1—2% и расходимостью не более $0,5^\circ$) пучки электронов и ионов. При использовании сфокусированного пучка его можно было направлять

в любую точку входного окна ловушки или превратить в широкий путем сканирования в двух взаимно перпендикулярных направлениях с частотами, отличающимися в 30—50 раз. Коллекторный ток измерялся электрометрическим усилителем, постоянная времени которого была значительно

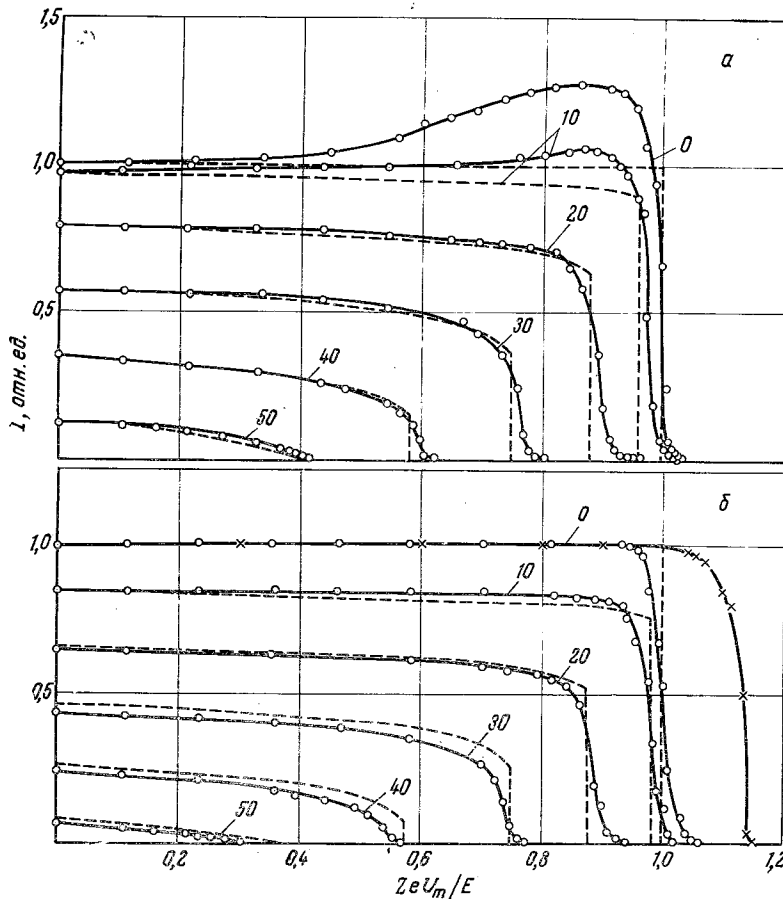


Рис. 3. Статические характеристики модуляционной ловушки при облучении ее потоком ионов.

Кружки и крестики — эксперимент; штриховые линии — расчет по (3). Цифры на кривых указаны значения угла α в градусах

больше периода сканирования пучка. Разброс по энергиям частиц в пучке не превышал $\sim 1\%$ для электронов и $\sim 3\%$ для ионов (источник с ионизацией электронами в магнитном поле). Максимальная плотность пучка составляла 10^{-10} а/см². Так как энергии частиц достаточно велики, влиянием объемного заряда пучка можно было пренебречь. Принимались также меры для уменьшения фона частиц, отраженных стенками камеры.

Вследствие некоторого «провисания» поля между проволочками модуляционной сетки поток частиц на коллектор запирается при потенциале сетки U_m , заметно превосходящем потенциал E/e . В случае одинарной сетки из проволочек диаметром 0,02 мм с шагом 1 мм отношение $(U_m - E/e)/U_m$ составляет 0,15—0,2 (кривая с крестиками на рис. 3, б, полученная с помощью сфокусированного пучка, направленного в центр ловушки, что исключало влияние краевых эффектов). Значительное уменьшение величины $U_m - E/e$ с сохранением высокой прозрачности сеток достигается при использовании модуляционной сетки из двух однорядных сеток с расстоянием между ними примерно равным расстоянию между проволочками. Для

единицах (за единицу в колонке 1 приведены для ловушки с характерными с экспериментальными I , вычисленные с учетом модуляционной сетки, и значений для идеальной ловушки десятков процентов для сумм спектра, и для с гораздо большим, до несимметрично со сторон

v_0 , км/сек	E_0 , кэв	T , °К
450	1,05	$1 \cdot 10^5$
500	1,3	$1 \cdot 10^5$
510	1,35	$3 \cdot 10^5$

Роль краевых эффектов может быть значительной в каналах со стороны менисков (2) — (5) в несколько раз (таблица, колонки 2) — (5). Отметим, что при увеличении движения заряженных частиц в ловушке, вводимой конструкции ловушки при углах $\alpha > 20^\circ$, тогда как для модуляционной сетки

1. Б. И. Савин. Труды п. зике. Апатиты, 1968, стр.
2. H. S. Bridge, A. J. L. Res., 3, 1133, 1963.
3. K. I. Gringauz, V. V. S. M. Shergova. Sp.
4. H. Bridge, A. Egidi. 5, 969, 1965.
5. В. В. Безруких, К. И. М. З. Хохлов. Докл. А.
6. A. J. Lazarus, H. S. V.
7. A. J. Lazarus, H. S. J. 1296, 1967.

такой модуляционной сетки при прозрачности 0,96 отношение $(U_m - E/e) / U_m$ не превышает 0,03—0,05 (рис. 3).

На рис. 3 приведены полученные в широком параллельном пучке ионов с энергией ~ 1 кэв статические характеристики, соответствующие двум различным диаметрам входного окна ловушки. В первом случае (рис. 3, а) диаметр входного окна на 15% больше диаметра диафрагмы 3 (см. рис. 1), прикрывающей края коллектора и детали крепления ближайшей к нему сетки 2. Для ловушки такого типа, использовавшейся в [5, 8], характерно наличие вблизи потенциала запертия максимума коллекторного тока при малых углах падения α , вызванного неоднородностью поля у краев ловушки. Конфигурация поля вблизи краев такова, что при увеличении U_m ионы, попадавшие при меньших значениях U_m на диафрагму 3, отклоняются теперь полем модуляционной сетки к центру ловушки и достигают коллектора. Как показано ниже, наличие максимума существенно влияет на характер получаемых с помощью модуляционной ловушки данных.

Во втором случае (рис. 3, б) диаметр входного окна уменьшен до диаметра диафрагмы 3, составляющего 0,65 от диаметра модуляционной сетки. Как видно, это изменение устраняет связанный с краевым эффектом максимум коллекторного тока, после чего измеренные характеристики достаточно хорошо согласуются с рассчитанными по формулам (3), (4), отличаясь от них главным образом при потенциале, близком к запертию, что связано с небольшим «провисанием» поля модуляционной сетки.

Абсолютная градуировка ловушки показала, что при измерении потоков протонов с энергиями 0,5—3 кэв доля упруго отраженных от коллектора ионов не превышала 10%.

4. Характеристики модуляционных ловушек для электронов заметно отличаются от характеристик для ионов из-за вторичных эффектов. Вторичные эффекты на коллекторе почти полностью подавляются в обоих случаях, если потенциал ближайшей к коллектору сетки на несколько десятков вольт ниже потенциала коллектора (число вторичных ионов мало, а энергия вторичных электронов не более 10—30 эв [16]). Основное различие связано с ролью модуляционной сетки. При измерении потоков протонов сетка положительна и выбитые из нее вторичные электроны возвращаются на нее же. При измерении потоков электронов модуляционная сетка отрицательна и вторичные электроны могут достигать коллектора.

Статические характеристики модуляционной ловушки, полученные в широком электронном пучке (энергия электронов ~ 2 кэв), приведены на рис. 4 (им соответствуют ионные характеристики, показанные на рис. 3, а). При потенциале модуляционной сетки, примерно равном потенциалу ближайшей к коллектору сетки (-70 в), наблюдается скачкообразное увеличение коллекторного тока, связанное с тем, что при меньших значениях U_m вторичные электроны с модуляционной сетки не могут достичь коллектора. Как видно, при $\alpha = 0$ ток вторичных электронов составляет около 15% коллекторного тока (для сетки с прозрачностью 0,96). Относительная величина этого тока заметно увеличивается с ростом угла падения, дости-

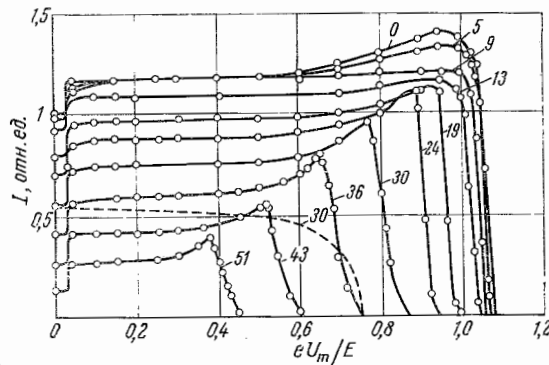


Рис. 4. Статические характеристики модуляционной ловушки при облучении ее потоком электронов.

Штриховая линия — расчет (по 3) для $\alpha = 30^\circ$. Кружки — эксперимент

гая примерно 100% при $eU \cos^2 \alpha \approx E$. Таким образом, коэффициент вторичной эмиссии на проволочках сетки очень велик, что связано, вероятно, с большой ролью касательных к поверхности ударов первичных электронов [16]. Максимумы на характеристиках вблизи потенциала запираения связаны, по-видимому, с тем, что искривление траекторий частиц, которое вблизи потенциала запираения максимально, приводит к увеличению числа касательных ударов по части поверхности проволочек сетки, обращенной в сторону коллектора.

Заметим, что коэффициент вторичной эмиссии может зависеть от степени обезгаженности поверхности проволочек, так что лабораторная градуировка модуляционных ловушек, предназначенных для регистрации электронов, может оказаться недостаточной.

Отметим также, что в лабораторном эксперименте наблюдается модуляция тока фотоэлектронов с проволочек модуляционной сетки, возникающая вследствие зависимости эффективной работы выхода от приложенного к сетке напряжения и перераспределения тока фотоэлектронов между электродами ловушки в зависимости от модуляционного напряжения. По-видимому, это обстоятельство привело в условиях космического эксперимента [17] к невозможности измерения потоков электронов в угловом секторе $\pm 20^\circ$ от направления на Солнце.

5. Рассмотренные выше особенности характеристик модуляционных ловушек (их сильная вытянутость в сторону высоких энергий и наличие максимума вблизи потенциала запираения) заметно сказываются на величине регистрируемого ловушкой тока. Покажем это на примере расчета нескольких типичных «энергетических» спектров протонов солнечного ветра для ловушки, использовавшейся в [5, 8].

Коллекторный ток определяется выражением

$$I = A \int_{\mathbf{v}} v f X_a dv, \quad (5)$$

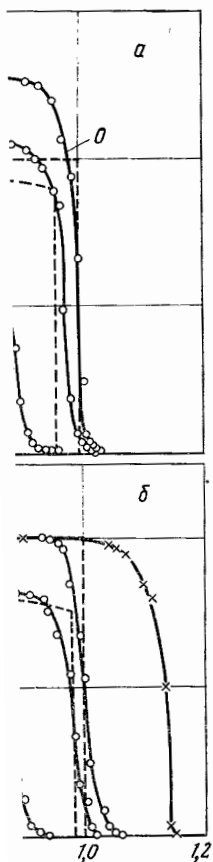
где \mathbf{v} — скорость протона, $f(\mathbf{v})$ — функция распределения протонов по скоростям в системе координат, связанной с космическим аппаратом, $X_a(\mathbf{v}, \alpha, U, U_a)$ — характеристика ловушки, A — численный коэффициент. Отметим, что «полуширины» функций f и X_a обычно сравнимы между собой.

Интеграл (5) вычислялся численно на ЭВМ с относительной точностью $\leq 10\%$. В качестве функции распределения в этих расчетах было выбрано изотропное максвелловское распределение скоростей в системе координат, неподвижной относительно солнечного ветра. Расчет проводился с использованием как экспериментально измеренных, так и расчетных характеристик, что позволяет выявить влияние краевых эффектов. Для выявления роли искривления траекторий частиц полем модуляционной сетки были вычислены такие же спектры для «идеальной» модуляционной ловушки, характеристики которой таковы: $X_a = \gamma \cos \alpha$ для ионов, энергия которых лежит в пределах $eU \leq E \leq e(U + U_a)$ и $X_a = 0$, если это условие не выполняется.

Отметим, что предположение об идеальности ловушки неявно положено в основу рассмотрения энергетических спектров в работах [2, 5, 8, 9, 15] и, возможно, в работах [4, 6, 7]. Из такого же предположения исходят авторы работы [10], проводя обработку спектров с целью определения температуры солнечного ветра. Сделанные в [2, 11] при расчете характеристик допущения также приводят к характеристикам, близким к характеристикам идеальной ловушки.

Результаты расчетов для случая нормального падения потока на ловушку при типичных для солнечного ветра значениях температур протонов T и скорости ветра v_0 (соответствует энергии E_0) приведены в таблице. Для каждого энергетического канала приведены значения U_m (равные или близкие к использованным в [5, 8]) и коллекторного тока I в относительных

ить в широкий путем
управления с частота-
ок измерялся электро-
ро была значительно



вухки при облуче-

ет по (3). Цифрами
сах

огиям частиц в пучке
ов (источник с пони-
ная плотность пучка
точно велики, влия-
. Принимались также
амп камеры.
роволочками модуля-
при потенциале сет-
чае одинарной сетки
ние $(U_m - E/e)/U_m$
, б, полученная с по-
центр ловушки, что
уменьшение величи-
еток достигается при
ных сеток с расстоя-
у проволочками. Для

единицах (за единицу принято максимальное значение тока в колонке 3); в колонке 1 приведены значения I для идеальной ловушки, в колонке 2 — для ловушки с характеристиками по (2) — (4), в колонке 3 — для ловушки с экспериментальными характеристиками (рис. 3, а). Как видно, значения I , вычисленные с учетом искривления траекторий частиц в ловушке полем модуляционной сетки, могут заметно отличаться от соответствующих значений для идеальной ловушки. Это отличие может достигать нескольких десятков процентов для энергетических каналов, в которых находится максимум спектра, и для соседних с ним со стороны больших энергий и быть гораздо большим, до нескольких порядков величины, для каналов соседних с максимумом со стороны меньших энергий.

v_0 , км/сек	E_0 , кэв	T , °К	U_m , кэв		I (отн. ед.)		
			U	$U+U_a$	(1)	(2)	(3)
450	1,05	$1 \cdot 10^5$	0,2	0,4	$3,0 \cdot 10^{-10}$	$4,3 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$
			0,4	0,8	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$9,2 \cdot 10^{-2}$
			0,8	1,5	0,96	0,95	1
			1,5	2,5	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$
			2,5	3,5	$4,0 \cdot 10^{-17}$	$3,0 \cdot 10^{-17}$	$2,0 \cdot 10^{-17}$
500	1,3	$1 \cdot 10^5$	0,0	0,45	$1,4 \cdot 10^{-13}$	$5,3 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^{-2}$
			0,45	0,9	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$3,7 \cdot 10^{-3}$	0,18
			0,9	1,35	0,83	0,94	1
			1,35	1,8	0,57	0,53	0,62
			1,8	2,25	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$
510	1,35	$3 \cdot 10^5$	0,2	0,4	$5,3 \cdot 10^{-7}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$
			0,4	0,8	$6,7 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$5,0 \cdot 10^{-2}$
			0,8	1,5	0,93	0,95	1
			1,5	2,5	0,56	0,49	0,46
			2,5	3,5	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$

Роль краевых эффектов для ловушки, использовавшейся в [5, 8], также может быть значительной. Так, значения тока в соседних с максимумом каналах со стороны меньших энергий могут превосходить вычисленные по (2) — (5) в несколько раз, а при малых температурах и в несколько десятков раз (таблица, колонки 2 и 3).

Отметим, что при увеличении угла между осью ловушки и направлением движения заряженных частиц влияние краевого эффекта в рассматриваемой конструкции ловушки резко уменьшается и практически исчезает при углах $\alpha > 20^\circ$, тогда как влияние искривления траекторий частиц полем модуляционной сетки, наоборот, растет.

Дата поступления
24 июня 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

- Б. И. Савин. Труды пятой всесоюзной ежегодной зимней школы по космофизике. Апатиты, 1968, стр. 262.
- H. S. Bridge, A. J. Lazarus, E. F. Lyon, B. Rossi, F. Scherb. Space Res., 3, 1133, 1963.
- K. I. Gringauz, V. V. Bezrukich, L. S. Musatov, R. E. Rybchinsky, S. M. Sheronova. Space Res., 4, 621, 1964.
- H. Bridge, A. Egidi, A. Lazarus, E. Lyon, L. Jacobson. Space Res., 5, 969, 1965.
- В. В. Безруких, К. И. Грингауз, Л. С. Мусатов, Р. Е. Рыбчинский, М. З. Хохлов. Докл. АН СССР, 163, № 4, 873, 1965.
- A. J. Lazarus, H. S. Bridge, J. Davis. J. Geophys. Res., 71, No. 15, 3787, 1966.
- A. J. Lazarus, H. S. Bridge, J. M. Davis, C. W. Snyder. Space Res., 7, 1296, 1967.

8. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, Л. С. Мусатов. Космич. исслед., 5, № 2, 251, 1967.
 9. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, Л. С. Мусатов, Э. К. Соломатина. Космич. исслед., 5, № 2, 310, 1967.
 10. Т. К. Бреус, К. И. Грингауз. Космич. исслед., 5, № 6, 948, 1967.
 11. F. Scherb. Space Res., 4, 797, 1964.
 12. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, М. З. Хохлов, Г. Н. Застенкер, А. П. Ремизов, Л. С. Мусатов. Космич. исслед., 4, № 6, 851, 1967.
 13. J. W. Freeman. J. Geophys. Res., 73, No. 13, 4151, 1968.
 14. К. А. Пирс. Сб. «Распределение электронной концентрации в ионосфере и экзосфере». «Мир», 1964, стр. 238.
 15. Е. Ф. Лайон. Сб. «Солнечный ветер». «Мир», 1968, стр. 334.
 16. Г. Месси, Е. Бархон. Электронные и ионные столкновения. Изд-во иностр. лит., 1958.
 17. A. J. Lazarus, G. L. Siscoe, N. F. Ness. J. Geophys. Res., 73, No. 7, 2399, 1968.
-