

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

РАДИОТЕХНИКА
И
ЭЛЕКТРОНИКА

Том XVIII

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

9

МОСКВА · 1973

УДК 621.385.831

К ВОПРОСУ О НЕЛИНЕЙНОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК КАНАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ

Л. П. Смирнова, Н. М. Шютте

На основании анализа кривых зависимостей коэффициента усиления от сопротивления и входного тока канальных электронных умножителей (КЭУ) разобраны два механизма, ответственные за нелинейность характеристик умножителя.

Показано, что величина поверхностного заряда, эффективность и экранирующий характер его воздействия на процесс умножения зависят от сопротивления материала стенок КЭУ, а также от величины пространственного заряда. Дана картина распределения поверхностного заряда по длине трубки.

1. Суммируя существующие экспериментальные данные об основных характеристиках канальных электронных умножителей (КЭУ) [1-7], можно сказать, что в лавинообразном процессе формирования потока вторичных электронов существенную роль играет нелинейный эффект, обусловленный действием поверхностного и пространственного зарядов. Поверхностный заряд образуется в результате обеднения стенок эмиттера электронами под действием электронной бомбардировки. Пространственный заряд представляет собой избыток электронов в самой лавине при высоких коэффициентах усиления. В результате наблюдается эффект насыщения выходного тока $I_{вых}$ КЭУ, т. е. его независимость от приложенной к концам трубки разности потенциалов. При эксплуатации КЭУ в зависимости от режима работы насыщение может иметь как нежелательный, так и полезный эффект: при работе в аналоговом режиме сужается динамический диапазон прибора, в импульсном режиме наблюдается сужение амплитудного распределения выходных импульсов, что облегчает их регистрацию. Поэтому практическое использование КЭУ выдвигает необходимость более подробного исследования физической природы нелинейного эффекта.

2. Проведенный нами ранее [7] анализ семейства зависимостей тока коллектора $I_{вых}$ от сопротивления токонесущего слоя R и напряжения питания U КЭУ показал, что при увеличении R и U граница линейного участка характеристики наблюдается при меньших входных токах. Так, при увеличении R от 10^7 до 10^{11} ом $I_{вых}$ уменьшается от величины 10^{-3} до 10^{-9} а.

Для выяснения физической природы эффекта насыщения прежде всего необходимо установить связь между сопротивлением эмиттирующего слоя и поверхностным зарядом, а также определить роль, которую играют сопротивление и градиент потенциала в процессе формирования пространственного заряда в лавине. Были получены зависимости коэффициента усиления K от сопротивления при постоянном напряжении питания $U = 2700$ в (рис. 1, сплошные линии) для щелевых КЭУ, представляющих со-

бой две параллельные пластины, изогнутые по дуге. Эти кривые иллюстрируют влияние R и входного тока $I_{вх}$ на процесс умножения вторичных электронов. Из рисунка видим, что при увеличении входного тока крутизна характеристик $K = f(R)$ падает и при $I_{вх} = 10^{-9}$ коэффициент усиления уже практически не зависит от R . По зависимостям $K/K_{лин}$ (штриховые линии), где $K_{лин}$ — коэффициент усиления в линейном режиме, можно судить о степени возрастания нелинейности с ростом $I_{вх}$. При изменении $I_{вх}$ на четыре порядка отношение $K/K_{лин}$ изменяется на три порядка для $R = 30$ Мом и менее, чем на один порядок для $R = 15$ Мом. Такое разное влияние величины входного тока на нелинейность характеристик КЭУ с разными сопротивлениями эмиттера, вероятно, может быть связано с разными условиями образования пространственного и поверхностного зарядов. Величина и распределение этих зарядов по длине трубки l должны зависеть от интенсивности потока электронов, бомбардирующих поверхность стенок, т. е. в конечном счете от эмиссионной способности стенок, сопротивления слоя и абсолютного значения коэффициента усиления КЭУ как функции l .

Как известно, коэффициент усиления КЭУ в случае отсутствия поверхностного и пространственного зарядов описывается выражением [3]

$$K = \sigma^n = [A \nu^2 V_0 / (l/r)^2]^n,$$

где n — число столкновений вторичных электронов со стенками; σ — коэффициент вторичной эмиссии; r — радиус кривизны пластин; V_0 — начальная энергия электрона, э; A — коэффициент пропорциональности.

Так как для всех исследованных КЭУ отношение l/r было одинаково ($\sim 1,5$), то можно полагать, что одной из причин увеличения K с ростом R является увеличение эмиссионной способности материала эмиттера. Действительно, электрон решетки полупроводника, возбужденный первичным электроном в зону проводимости из заполненной основной зоны, двигаясь к поверхности, теряет свою энергию на упругие и неупругие столкновения как с атомами решетки, так и с электронами проводимости. Вероятность выхода вторичного электрона с поверхности эмиттера, а отсюда и коэффициент вторичной эмиссии должны увеличиваться с уменьшением концентрации «свободных» электронов. Следовательно, можно считать, что коэффициент A зависит от R . Однако из рис. 1 следует, что с увеличением $I_{вх}$ эта зависимость начинает исчезать. Это должно, очевидно, означать, что хотя пространственный и поверхностный заряды и не изменяют условия движения электронов в толщине слоя эмиттера, т. е. его эмиссионную способность, тем не менее имеет место обратное влияние этих зарядов на условия движения вторичного электрона по его выходе с поверхности. Это приводит к уменьшению K и затуханию истинной картины зависимости коэффициента вторичной эмиссии от сопротивления при больших $I_{вх}$ за счет эффектов, имеющих место в самой лавине над поверхностью эмиттера. Поэтому правильно судить об изменении σ (или A) при изменении сопротивления КЭУ можно только для малых величин $I_{вх}$.

3. На основании изложенных выше экспериментальных фактов попытаемся дать качественную оценку как суммарного, так и раздельного влияния поверхностного и пространственного зарядов на эффект насыщения.

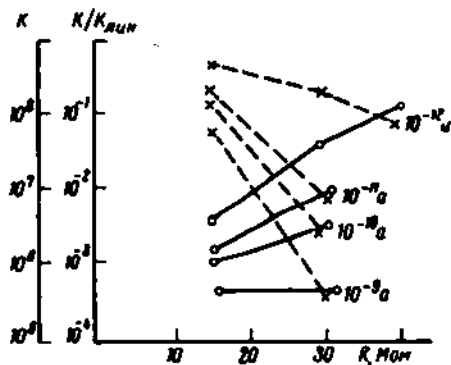


Рис. 1. Зависимость K и $K/K_{лин}$ от сопротивления КЭУ для разных величин $I_{вх}$

Ранее [7] было показано, что коэффициент усиления сильно возрастает с увеличением кривизны канала при прочих равных условиях. При этом кривизна линейного участка характеристики тоже увеличивается, а начальное рабочее напряжение уменьшается. На основании этих фактов предполагалось, что в КЭУ с малой кривизной облако пространственного заряда имеет большую протяженность по направлению к входному концы в результате действия обратной поперечной связи, а в КЭУ с большей кривизной оно локализуется вблизи выходного конца. Поэтому в первом случае имеет место равномерное искажение поля вдоль трубки, а во втором — поле искажается лишь вблизи выходного конца. Это приводит к реализации больших коэффициентов усиления КЭУ с большей кривизной и к, соответственно, меньшему потенциалу, при котором проявляется экранирующее действие пространственного заряда, возвращающего вторичные электроны на стенки канала.

Экранирующее действие пространственного заряда в свою очередь должно влиять на распределение поверхностного заряда, уменьшая его плотность и знак по мере продвижения к выходному концу. Таким образом, за счет суммарного действия поверхностного и объемного зарядов происходит искажение ускоряющего поля по длине канала. Обозначим через ΔU величину потенциала, характеризующего искажение ускоряющего поля за счет суммарного действия этих зарядов, а через ΔU_1 и ΔU_2 — потенциалы, обусловленные действием пространственного и поверхностного зарядов соответственно. Потенциал ΔU можно записать в виде суммы:

$$(1) \quad \Delta U = \Delta U_1 + \Delta U_2.$$

Для выяснения вопроса, какой из этих двух зарядов в основном ответствен за наблюдаемые в экспериментах зависимости, рассмотрим механизмы, связанные с их действием в отдельности.

Согласно уравнению Пуассона для поля пространственного заряда, равномерно распределенного на некотором участке трубки сечением S , получаем

$$(2) \quad \frac{\partial E}{\partial l} \approx \frac{\Delta U_1}{r} = 4\pi n_e e = 4\pi J_{ex} K / (S \bar{v}_e),$$

где $n_e = j / (e \bar{v}_e)$ — концентрация электронов в лавине; j — плотность выходного тока; \bar{v}_e — средняя скорость электронов в лавине. Так как в области действия пространственного заряда ускорения электронов не происходит, то за эту скорость можно принять среднеквадратичную скорость вторичных электронов, которая для свинцово-силикатных стекол равна $\sim 10^8$ эв [4].

На рис. 2, а величина ΔU_1 представлена как функция плотности пространственного заряда n_e — зависимость 1^* . На этом же рисунке приведены экспериментальные зависимости $\Delta U = f(n_e)$ для двух значений R (зависимости 2, 3). Для определения величины ΔU рассматривалось семейство зависимостей $K = f(U)$ для различных значений I_{ex} . Величина ΔU оценивалась как разность потенциалов, на которую необходимо поднять напряжение питания КЭУ, чтобы получить коэффициент усиления, равный коэффициенту усиления в отсутствие нелинейного искажения. Из рисунка видно, что по мере увеличения n_e величины ΔU и ΔU_1 растут линейно. Од-

* Величина ΔU_1 рассчитывалась в предположении, что пространственный заряд локализован у выходного конца КЭУ и распространяется на длину, равную четверти длины канала. Строго говоря, для определения размера области пространственного заряда следует решить самосогласованную задачу движения электронов лавины в поле собственного заряда и ускоряющем поле. Однако на результат данного качественного анализа произвольный выбор протяженности пространственного заряда существенного влияния не оказывает.

нако при малых n , значения ΔU_1 значительно меньше, а при больших n , — значительно больше падения потенциала ΔU , имеющего место в действительности. Принимая во внимание (1), можно считать, что в области $\Delta U > \Delta U_1$, потенциалы ΔU_1 и ΔU_2 имеют одинаковые знаки, а в области $\Delta U < \Delta U_1$, — противоположные. В точках пересечения расчетной и экспериментальной зависимостей падение потенциала за счет поверхностного заряда $\Delta U_2 = 0$. Сравнивая зависимости 2 и 3 между собой, видим, что для больших R рост градиента потенциала с увеличением n , становится более медленным, а условие $\Delta U = \Delta U_1$ выполняется при меньших значениях n . Следовательно, зависимость $\Delta U = f(n)$ для КЭУ с большим R в большей степени отличается от зависимости $\Delta U_1 = f(n)$, соответствующей решению уравнения Пуассона для поля пространственного заряда. Такое расхождение понятно, поскольку величина ΔU определяется суммарным действием пространственного и поверхностного зарядов (1). В свою очередь величина поверхностного заряда, эффективность и характер его воздействия на процесс умножения должны зависеть от сопротивления материала стенок, а также и от величины пространственного заряда.

Величину ΔU_2 можно оценить на основании следующих соображений. В условиях отсутствия пространственного заряда электроны в аксиальном поле эмиттера могут приобретать энергию до 100 эв [5], что значительно больше потенциала ионизации остаточного газа. Поэтому можно считать, что пространство внутри канала при давлении $\sim 10^{-3} - 10^{-5}$ мм рт. ст. заполнено плазмой. В непосредственной близости над положительно заряженной поверхностью стенки образуется двойной слой с повышенной концентрацией электронов. Поперечное электрическое поле E_1 в этом слое направлено от стенки. Ускоряющее поле E_2 действует в области над стенкой. Поле E_2 ускоряет первичные электроны по направлению к стенке и тормозит вторичные электроны и положительные ионы. Поэтому на стенку упадут только те ионы, а экранирующий двойной слой преодолеют те вторичные электроны, энергия которых больше потенциала двойного слоя ΔU_2 . В простейшем случае будем рассматривать нормальное падение первичных электронов на стенку. Если в грубом приближении считать стенку непроводящей, а за положительное направление принять направление на стенку, то граничные условия на стенке для плотности ионного и электронного токов можно записать в виде

$$(3) \quad \Sigma j_n = j_{e1} + j_{e2}' - j_{e2}'' + j_p = 0,$$

где $j_{e1} = \sigma j_{e2}$ — плотность первичного потока электронов;

$$(4a) \quad j_{e2}' = -en_e \int_0^{v_1} v_e f(v_e) dv_e, \quad \text{и} \quad j_{e2}'' = -en_e \int_{v_2}^{\infty} v_e f(v_e) dv_e,$$

— плотность тока вторичных электронов, отклоненных обратно на стенку и прошедших двойной слой соответственно;

$$(4b) \quad j_p = Zen_p \int_0^{v_2} v_p f(v_p) dv_p,$$

— плотность ионного тока по направлению к стенке. Здесь n_e , n_p , $f(v_e)$, $f(v_p)$, $v_1 = (2e\Delta U_1/m)^{1/2}$, $v_2 = (2e\Delta U_2/M)^{1/2}$, m , M — концентрации, функции распределения, граничные скорости, массы электронов и ионов соответственно; Z — заряд иона. Равновесное состояние двойного слоя разделенных зарядов определяется суммарным током через слой, т. е. граничными условиями. Используя выражения (4a), (4b), соотношение (3) для суммы то-

ков можно записать:

$$(5) \quad \int_{v_1}^{\infty} v_x f(v_x) dv_x = \frac{1+\sigma}{\sigma} \int_0^{\infty} v_x f(v_x) dv_x + \frac{1-\sigma}{\sigma} \int_{v_1}^{\infty} v_x f(v_x) dv_x.$$

После несложных преобразований для случая максвелловского распределения по скоростям получаем соотношение

$$(6) \quad \frac{m}{M} \frac{T_p}{T_c} e^{-e\Delta U_p/kT_c} = \frac{1+\sigma}{\sigma} - 2e^{-e\Delta U_p/kT_c}.$$

Если считать, что плазма изотермическая, $T_e \approx T_p \approx T_c$, то левой частью (6) можно пренебречь, $(m/M) \ll 1$. Окончательно имеем

$$(7) \quad \frac{e}{kT} \Delta U_p \approx \ln \frac{2\sigma}{1+\sigma}.$$

Из этого соотношения видно, что потенциал двойного слоя определяется эмиссионной способностью материала стенок. Возвращаясь к рис. 2, а,

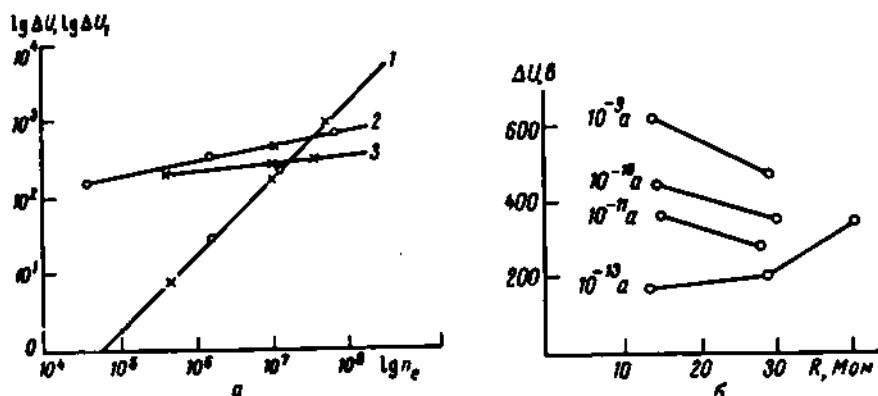


Рис. 2. Зависимость потенциала, создаваемого поверхностным и пространственными зарядами, в канале КЭУ:

a — от n_e (1 — расчетная зависимость для пространственного заряда; 2, 3 — экспериментальные кривые: 2 — $R = 15$ Мом, 3 — $R = 30$ Мом); b — от R при разных значениях γ_{22}

можно сказать, что при малых n_e поверхностный заряд будет играть определяющую роль в механизме, ответственном за искажение поля. По мере увеличения концентрации электронов в лавине нелинейное искажение ускоряющего поля за счет пространственного заряда начинает увеличиваться. Поскольку ΔU растет существенно медленнее, чем следовало бы ожидать из решения уравнения Пуассона, то это означает, что потенциал двойного слоя ΔU , начинает убывать и становится отрицательным. Это может быть только в том случае, когда σ уменьшается и становится меньше единицы. Действительно, σ уменьшается по мере увеличения плотности отрицательного пространственного заряда, так как снижается дополнительная энергия вторичных электронов, получаемая ими от ускоряющего поля. Поэтому поверхность трубки в области действия отрицательного пространственного заряда заряжается отрицательно, а поле двойного слоя над ней меняет направление на обратное и начинает ускорять вторичные электроны, компенсируя действие пространственного заряда. Это подтверждается тем фактом, что при малых величинах пространственного заряда (т. е. ма-

ных значениях $I_{\text{н}}$) величина $\Delta U \approx \Delta U_1$ растет с увеличением R , а при больших величинах $I_{\text{н}}$ — наоборот убывает (рис. 2, б). Действительно, на сказанного выше следует, что компенсирующая роль поверхностного заряда возрастает с ростом сопротивления слоя (см. соотношение (7)).

Можно дать следующую картину распределения плотности поверхностного заряда по длине трубки: на входном участке КЭУ стенки заряжаются положительно под действием бомбардировки сравнительно мало интенсивной электронной лавины. Затем плотность положительного заряда падает и к концу трубки приобретает противоположный знак. Двойной электрический слой характеризуется поперечным полем, направленным у входного конца трубки от стенки и у выходного конца — к стенке. Эквипотенциальные поверхности внутри канала с описанным выше распределением поверхностного заряда перестают быть перпендикулярными оси канала и искривляются. При этом вогнутость этих поверхностей обращена в сторону концов канала. Это значит, что на входном конце КЭУ происходит дефокусировка аксиального пучка первичных электронов, способствующая более эффективному попаданию его на стенки канала. На выходном же конце происходит, наоборот, фокусировка электронов лавины к оси канала, что в некоторой степени уменьшает поперечные размеры облака пространственного заряда.

4. В результате проведенного анализа установлено, что 1) поверхностный и пространственный заряды, являющиеся причиной нелинейности характеристик КЭУ, распределены вдоль оси канала неодинаково: на входном участке нелинейность обуславливается действием поверхностного заряда, на выходном — пространственного; 2) поле, создаваемое поверхностным зарядом, зависит от R , $I_{\text{н}}$ и $K(l)$ и может менять знак при больших величинах пространственного заряда. В этом случае поверхностный заряд компенсирует воздействие пространственного заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. S. Evans, Rev. Scient. Instrum., 1965, 36, 375.
2. R. D. Reed, E. G. Shelley, J. C. Bakke, T. C. Sandora, J. G. McDaniel, IEEE Trans. Nucl. Sci., 1969, NS-16, 359.
3. J. Adams, W. Manley, IEEE Trans. Nucl. Sci., 1966, NS-13, 3, 88.
4. И. М. Якобсон, Г. А. Чуйко, Радиотехника и электроника, 1968, 13, 1, 129.
5. K. C. Schmidt, C. F. Hendel, IEEE Trans. Nucl. Sci., 1966, NS-13, 3, 100.
6. М. Р. Айкбунд, В. Г. Коваленко, Ю. А. Колосов, Б. А. Полевов, Электронная техника, Сер. 4, 1970, 4.
7. Н. М. Шютте, Л. П. Смирнова, Л. А. Гречаник, В. И. Паковина, Ю. Н. Улько, И. И. Первушин, Приборы и техника эксперимента, 1972, 1.

Поступила в редакцию
27 III 1972

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Том VIII

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

6

МОСКВА · 1970

Б. И. Грингауз, Г. Н. Застенкер, М. З. Хожлов

СКОРОСТЬ И ТЕМПЕРАТУРА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА ПО ДАННЫМ МОДУЛЯЦИОННОЙ ЛОВУШКИ НА МЕЖПЛАНЕТНОЙ СТАНЦИИ «ВЕНЕРА-3»

На межпланетной автоматической станции «Венера-3» в ноябре 1965 — январе 1966 гг. с помощью модуляционной ловушки заряженных частиц были проведены многочисленные измерения энергетических спектров ионной составляющей солнечного ветра. Результаты этих измерений описаны в работах [1, 2]. Измерения проводились в диапазоне энергий 0—3600 эв, разбитом на 8 прилегающих друг к другу интервалов по 450 эв (описание прибора см. в [3]). Ловушка была направлена на Солнце с точностью не хуже $\pm 10^\circ$ [1]. Оценка температуры по этим данным была проведена в работе [4].

В настоящей работе указанные энергетические спектры были использованы для определения температуры ионов и скорости солнечного ветра путем сопоставления этих спектров с заранее рассчитанными на основе заданной модели ветра показаниями ловушки. В качестве модели использовалось изотропное максвелловское распределение скоростей ионов в системе координат, движущейся со скоростью солнечного ветра. Набор показаний ловушки в необходимом интервале скоростей и температур солнечного ветра был получен путем вычисления на ЭВМ потока попадающих в ловушку ионов с использованием функции распределения, вытекающей из принятой модели солнечного ветра, и характеристик ловушки, измеренных в [5].

На рис. 1 приведены примеры измеренных энергетических спектров. На оси абсцисс отмечены границы энергетических интервалов, а по оси ординат отложена величина I/eS , где I — ток в соответствующем интервале, e — заряд протона, S — эффективная площадь ловушки. Определение скорости ветра, концентрации и температуры протонов для спектров I—IV типов проводилось, как и в работах [6, 7], путем сравнения трех отсчетов для каждого спектра — максимального (канал б) и соседних с ним со стороны меньших (канал а) и больших (канал в) энергий — с расчетными значениями. Такая обработка возможна примерно для половины имеющихся спектров. Для спектров V типа один или оба отсчета в каналах а, в лежат ниже порога чувствительности, составлявшего в настоящем эксперименте $2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ [1], поэтому для таких спектров определялся только верхний предел температуры в предположении, что отсутствующие отсчеты лежат на уровне порога. Спектры VI типа, имевшие максимум в 1-м энергетическом интервале, не могли быть обработаны по указанной методике, поэтому рассматривались только спектры, соответствующие скорости солнечного ветра более 295 км/сек.

Полученные данные представлены на рис. 2 в виде зависимости температуры протонов T от скорости ветра U . Вследствие указанной неопределенности в ориентации ловушки измеренные значения тока сравнивались с рассчитанными как для нормального (кружки), так и для наклонного под углом 10° (крестики) падения потока протонов на ловушку. Кружки и крестики, относящиеся к одному и тому же спектру, соединены тонкими линиями. Соответствующие значения U почти совпадают, а значения T в большинстве случаев близки между собой и сильно расходятся только для значений U , близких к верхней границе канала б. Стрелками отмечены значения, для которых определен только верхний предел температуры.

Найденные таким образом значения температуры лежат в пределах $3 \cdot 10^4 - 8 \cdot 10^5$ °К, что согласуется с оценкой $(1 \div 5) \cdot 10^5$ °К в [4].

Однако при рассмотрении этих данных обращает на себя внимание тот факт, что наиболее высокие значения температуры получены вблизи значений скорости ветра, соответствующих границам энергетических интервалов, показанным на рис. 2 вертикальными линиями, тогда как в середине интервала температура не выше $(1 \div 2) \cdot 10^5$ °К. Указанное обстоятельство, несомненно, свидетельствует о наличии ряда эффектов, не учтенных при обработке и интерпретации данных, так как вы-

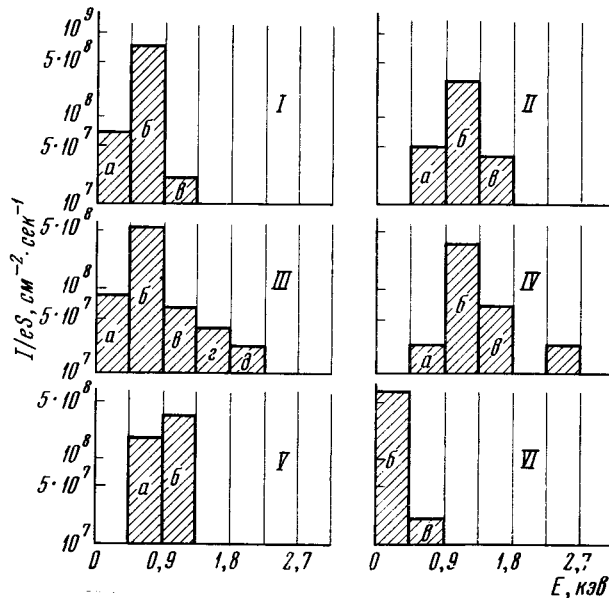


Рис. 1

бор границ интервалов никак не связан со свойствами солнечного ветра. Следует иметь в виду, что возможная неточность в определении T , связанная с ошибками измерений и не превышающая даже для малых температур примерно 1,5–2 раза, причем скорее в сторону завышения определяемых значений, заметно меньше наблюдаемых различий температур.

Рассмотрим прежде всего возможное влияние на определение температуры протонов наличия в солнечном ветре других ионов, в первую очередь ионов He^{++} . Как известно, ионы He^{++} при одинаковой с протонами направленной скорости и использовании приборов, показания которых определяются значением E/Z_e (E — энергия частиц, а Z_e — их заряд), дают в энергетическом спектре пик, соответствующий удвоенной энергии протонов. По величине этого пика в [6, 8] определялось содержание гелия в солнечном ветре.

В рассматриваемом эксперименте существенное влияние ионов гелия связано с относительно большой шириной 2-го и 3-го энергетических каналов ($\Delta E/E \sim 0,4 \div 0,7$). На рис. 2 сплошными линиями показаны результаты расчета измеряемой температуры протонов при скорости ветра во 2-м или в 3-м канале, истинной температуре $1 \cdot 10^5$ °К и содержании гелия 5 и 10%. Из этих данных видно, что измеряемая температура должна резко возрастать при приближении скорости ветра к нижней границе соответствующего канала. Действительно, при скорости ветра вблизи нижней границы канала b (если это 2-й или 3-й канал) гелиевый пик оказывается в канале a или вблизи него, увеличивая ток в этом канале, причем это увеличение тем больше, чем ближе к нижней границе канала b лежит значение скорости ветра.

При скорости солнечного ветра вблизи верхней границы канала b ловушка на «Венере-3» в ряде случаев регистрировала отдельные гелиевые пики (см. [2], а также спектр IV типа на рис. 1). В этом случае наличие He^{++} практически не сказывается на определяемой указанным образом величине T . Точно так же этот эффект будет пренебрежимо мал при больших скоростях ветра (U в 3-м, 4-м и т. д. каналах), поскольку в данном эксперименте относительная ширина каналов с ростом номера уменьшается и гелиевый пик не будет попадать в канал a .

Другой существенный фактор — возможное отклонение оси ловушки от направления солнечного ветра. Расчеты показывают, что при таком отклонении токи в каналах a и b значительно изменяются, что в рассматриваемом случае может

приводить к завышению определяемой температуры в несколько раз. Этот эффект тем больше, чем ниже температура протонов и чем ближе к верхней границе канала b лежит скорость ветра. На рис. 2 штриховыми линиями нанесены определяемые температуры, вычисленные также для истинной температуры $1 \cdot 10^5$ °K в предположении о наклоне потока в 5 и 10° к оси ловушки.

Как видно, при учете обоих указанных эффектов, вызывающих завышение T , температура протонов в рассматриваемом эксперименте с учетом точности измерения тока составляет, по-видимому, не более $(0,8 \div 1,2) \cdot 10^5$ °K, что хорошо согла-

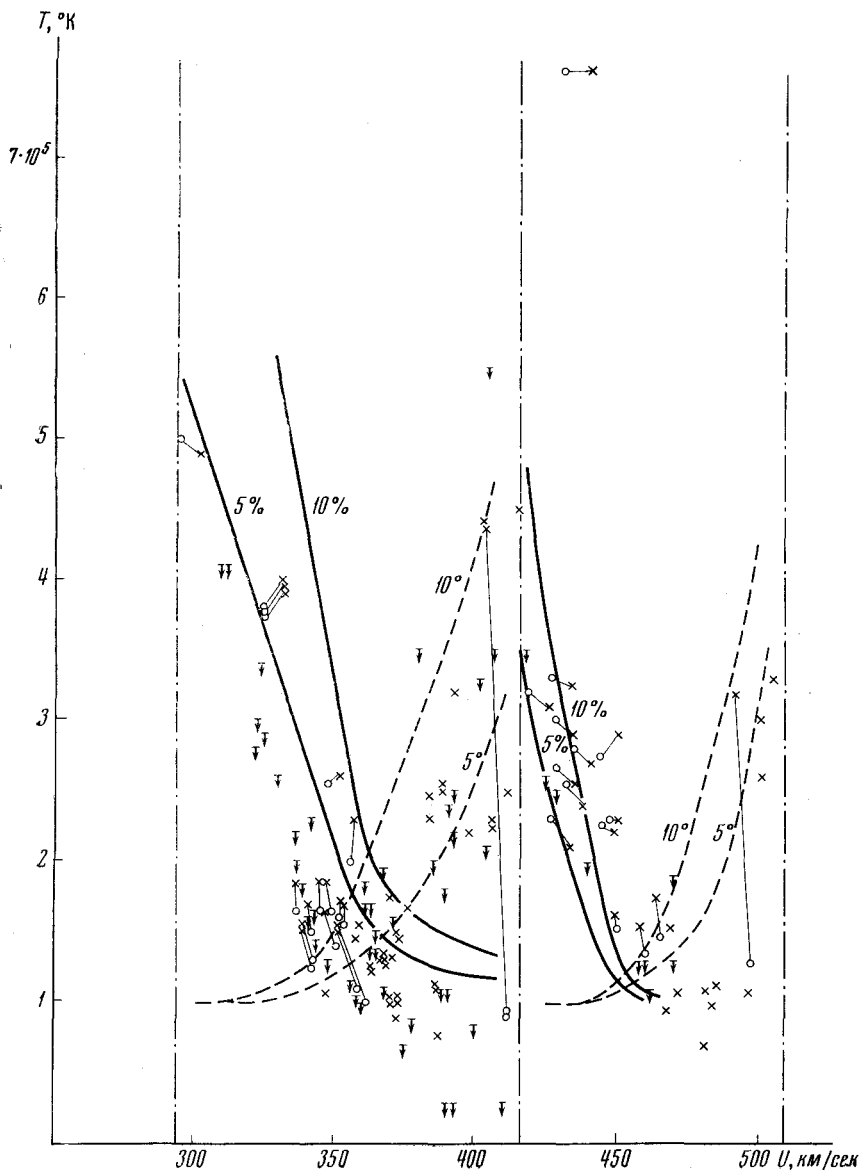


Рис. 2

суется с данными работ [7—9], в которых температура солнечного ветра определялась по показаниям электростатических анализаторов. Значения содержания He^{++} ($\sim 5 \div 10\%$) несколько превосходят другие имеющиеся определения [6, 8]. Это обстоятельство, возможно, следовало бы связать с различием периодов наблюдений. Однако оценка содержания гелия по имеющимся десяти спектрам IV типа (см. рис. 1), в которых пик гелия отчетливо выделен, дает в согласии с [6, 8] величину содержания $He^{++} \sim 2 \div 5\%$. Поэтому не исключено, что часть эффекта (увеличение определяемых температур при скорости в левой части канала b) может быть связана с наличием надтеплого хвоста функции распределения [6, 8, 9].

В ряде случаев наблюдались отсчеты в каналах *a*, *b*, *e* и т. д. (см., например, спектр III на рис. 1). В рамках рассматриваемой модели они могут быть в принципе использованы для проверки ее справедливости аналогично работе [6].

Отметим, что более низкие значения температур могут быть, в частности, следствием анизотропии ионных температур в солнечном ветре, проявляющейся в заметном уменьшении измеряемых температур при большем наклоне силовых линий магнитного поля к направлению солнечного ветра, как это наблюдалось, согласно [10], в эксперименте [11].

Рассмотренная возможность влияния примеси He^{++} и наклона оси ловушки существенно направления солнечного ветра на определение температуры протонов носит достаточно общий характер и ее необходимо учитывать во всех случаях применения модуляционных ловушек для изучения солнечного ветра.

Дата поступления
6 мая 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, Л. С. Мусатов, *Космич. исслед.*, 5, № 2, 251, 1967.
2. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, Л. С. Мусатов, Э. К. Соломатина, *Космич. исслед.*, 5, № 2, 310, 1967.
3. В. В. Безруких, К. И. Грингауз, Л. С. Мусатов, Р. Е. Рыбчинский, М. З. Хохлов, *Докл. АН СССР*, 163, № 4, 873, 1965.
4. Т. К. Бреус, К. И. Грингауз, *Космич. исслед.*, 5, № 6, 948, 1967.
5. Г. И. Волков, Г. Н. Застенкер, В. Ф. Копылов, А. П. Ремизов, М. З. Хохлов, *Космич. исслед.*, 8, № 3, 423, 1970.
6. М. Нейгебауэр, К. У. Снайдер, *Сб. «Солнечный ветер»*, «Мир», 1968.
7. A. J. Lazarus, H. S. Bridge, J. M. Davis, *J. Geophys. Res.*, 71, No. 15, 3787, 1966.
8. A. J. Hundhausen, J. R. Asbridge, S. J. Vame, H. E. Gilbert, I. B. Strong, *J. Geophys. Res.*, 72, No. 1, 87, 1967.
9. M. D. Montgomery, S. J. Vame, A. J. Hundhausen, *J. Geophys. Res.*, 73, No. 15, 4999, 1968.
10. М. З. Хохлов, Г. Н. Застенкер, *Космич. исслед.*, 7, № 3, 156, 1969.
11. L. F. Burlaga, *Solar Physics*, 4, No. 1, 67, 1968.