

считать распределение по множественности во взаимодействиях различных ядер с ядрами фотоэмульсии, т. е. величину  $W(n_s) = \sum_{n=1}^{n=A} W(n) W_n(n_s)$ . Полученные распределения по множественности

для различных групп ядер представлены на рис. 2.

В таблице приведены средние значения числа взаимодействующих нуклонов  $\langle n \rangle$ , множественности заряженных релятивистских частиц  $\langle n_s \rangle$  и величины  $\sqrt{D}/\langle n_s \rangle$ , где  $D$  — дисперсия распределения по множественности. Эти величины получены для ядер с энергией около 200 ГэВ на нуклон.

Средние значения	$\alpha_4$	$L_s$	$M_{14}$	$H_{28}$
$\langle n \rangle$	2,9	4,9	7,5	12,6
$\langle n_s \rangle$	40	68	103	175
$\frac{\sqrt{D}}{\langle n_s \rangle}$	0,58	0,63	0,72	0,80

Отметим, что результаты наших простых оценок удовлетворительно согласуются с результатами более точных теоретических расчетов, выполненных позднее другими авторами. Так, в работе [4] для  $\alpha$ -частиц и ядер с  $A=16$  при энергиях более 100 ГэВ на нуклон получены значения  $\langle n \rangle = 2,7$  и  $7,5$ ;  $\langle n_s \rangle = 38$  и  $86$  соответственно. В работе [5] рассчитана зависимость средней множественности на один взаимодействующий нуклон  $\langle n_s/n \rangle$  от атомного номера налетающих ядер с энергией несколько сотен ГэВ на нуклон. Согласно этой работе при взаимодействиях первичных ядер с  $A=4-28$  с ядрами атомов фотоэмульсии  $\langle n_s/n \rangle = 14$ , что совпадает с принятым на основании [3] в наших оценках значением  $\langle n_s/n \rangle = 13,8$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Шомоди А., Сугар С., Чадраа Б. и др. Ядерная физика, 1978, 28, 2, с. 445. [2] Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972. [3] Babecki J., Czachowska Z., Furmanska B. et al. Report N842/PH. Krakow, 1973. [4] Astafiev V. A., Grebovsky B. A. In: 16-th Int. Cosm. Ray Conf., 1979, v. 7, p. 378—384, Kyoto, Japan. [5] Nelipa N. F., Pukhov D. E. Ibid, p. 388.

Поступила в редакцию  
06.02.81

УДК 538.567.2

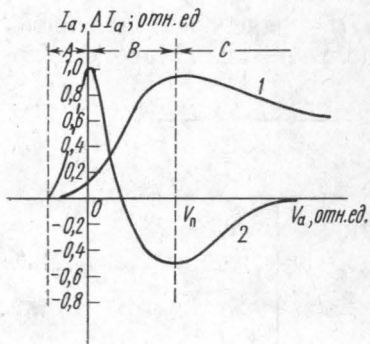
#### ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПОПЕРЕЧНОГО РАССЕЯНИЯ В ЭЛЕКТРОННЫХ ДЕТЕКТОРАХ С МАЛОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ТОКА В ПУЧКЕ

Р. В. Лебедев, Ю. А. Пирогов

(кафедра радиофизики СВЧ)

Ранее рассматривались в основном одномерные описания механизмов действия электронно-волновых преобразователей и детекторов. Если в случае систем с виртуальным катодом [1, 2] одномерные при-

близия были достаточны, то при отсутствии пространственного заряда [3] ряд эффектов не был объяснен (природа отрицательных токов детектирования, своеобразный характер вольт-амперной характеристики в области положительных анодных напряжений, величина детекторного тока и др.). Покажем, что подобного рода явления определяются поперечным рассеянием электронов потока при их прохождении через положительно заряженные сетчатые электроды (для определенности остановимся на электронных детекторах типа отражательного клистрона [3]).



Вольт-амперную характеристику (ВАХ) прибора с положительной сеткой можно представить при отсутствии пространственного заряда наиболее типичной экспериментальной кривой 1 на рисунке, взятом из работы [3]. На этой ВАХ выделяются область начальных токов (A), режим возврата электронов (B) и область влияния вторичной эмиссии (C). Начальные токи (A) образуются электронами, прошедшими без отклонения через срединные области ячеек сеток, а токи в режиме возврата

(B) — электронами, проходящими возле проволочек сетки и рассеянными в поперечном направлении с потерей продольной энергии. Таким образом, в режиме возврата требуется подать достаточный положительный потенциал на анод, чтобы электроны его достигали. Если считать эмиттированный электронный поток на катоде максвелловским, то ВАХ на участках A, B и C можно описать следующим образом:

$$I_a = \begin{cases} (A) & I_0 \exp\left(\frac{V_a}{V_T}\right), & V_a \leq 0; & (1) \\ (B) & I_0 + I_k \frac{V_a}{V_{\Pi}} (1 - \sigma_0 V_a), & V_a \in [0; V_{\Pi}]; & (2) \\ (C) & I_k (1 - \sigma_0 V_a), & V_a > V_{\Pi}, & (3) \end{cases}$$

где  $I_0 = I_a|_{V_a=0} = \beta I_k$ ;  $\beta$  — коэффициент токораспределения за счет «фонтанирования» электронов на сетках;  $V_T = k_0 T / e_0$ ;  $T$  — температура катода;  $V_{\Pi}$  — анодный потенциал, при котором достигается насыщение анодного тока  $I_a(V_{\Pi}) = I_k$ ;  $\sigma_0$  — параметр вторичной эмиссии материала анода.

На основе системы (1)–(3) можно найти выражения для детекторного тока  $\Delta I_a$  в режимах [3], если полагать, что СВЧ-возмущение  $V_{10} \sin \omega t$  в электронном потоке эквивалентно изменениям анодного потенциала  $\Delta V_a$  с той же амплитудой  $V_{10} = (1/2) M \xi$ . Здесь  $M = \frac{\sin(\varphi_0/2)}{\varphi_0/2} \simeq 1$ ;  $\xi = V_{10}^* / V_c$ ;  $V_{10}^*$  — амплитуда напряжения в зазоре резонатора;  $V_c$  — потенциал резонатора;  $\varphi_0$  — пролетный угол (по оценкам [4]  $V_{10,B} \simeq 5 \sqrt{P_{\text{МВТ}}}$ , где  $P_{\text{МВТ}}$  — мощность СВЧ-сигнала, подводимого к клистрону — детектору 3-см диапазона). Тогда детекторный ток в соответствующей рабочей точке  $V_{a0}$  ВАХ (1)–(3) на-

ХОДИТСЯ В ВИДЕ

$$\Delta I_a = \frac{1}{2} \frac{d^2 I_a}{dV_a^2} \Big|_{V_{a0}} \Delta V_a^2 = \begin{cases} \beta I_k \frac{\exp\left(\frac{V_{a0}}{V_T}\right)}{4V_T^2} V_{10}^2, & V_{a0} < 0; \\ -\frac{1}{2} \beta I_k \sigma_0 V_{10}^2, & 0 < V_{a0} \leq V_{п.} \end{cases} \quad (4)$$

Таким образом, на начальном участке вольт-амперной характеристики детекторный ток положителен, а на участке  $B$  в режиме возврата — отрицателен, что вполне соответствует экспериментальной кривой 2 из работы [3], показанной на рисунке. Проводя оценки  $V_{10}$  по данным [4], найдем, что при  $\beta \approx 0,05$ ,  $\sigma_0 \approx 10$ ,  $I_k \approx 10^{-3}$  А (типичные экспериментальные параметры) детекторный ток может иметь величину порядка  $k_T \sim 1-10$  А/Вт ( $k_T$  есть токовая чувствительность детектора), так что пороговая чувствительность детектирования оказывается на уровне

$$NEP = \frac{\sqrt{2e_0 I_a}}{k_T} \sim 10^{-12} - 10^{-13} \text{ Вт/Гц}^{1/2},$$

как и было получено в эксперименте [3].

Для повышения чувствительности детектирования, как видно из (4)—(5), следует увеличивать параметр  $\beta \sim V_{п.}^{-1}$ , т. е. применять потоки с малым поперечным разбросом по энергиям электронов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Девятков М. Н., Костиенко А. И., Мясоедов Е. Я. Радиотехника и электроника, 1962, 7, № 5, с. 838. [2] Девятков М. Н. В кн.: IX Всес. конф. по электронике СВЧ. Т. 1. Вакуумная электроника СВЧ. Киев: Изд-во КПИ, 1979, с. 57. [3] Лебедев Р. В. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1978, 19, № 6, с. 64. [4] Пирогов Ю. А. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1971, 12, № 6, с. 661.

Поступила в редакцию  
04.03.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 1

УДК 535.215.1

#### О ЗАКОНЕ ЛУКИРСКОГО—ПРИЛЕЖАЕВА ДЛЯ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Л. Ю. Наумова, Б. Б. Шишкин

(кафедра электроники)

В своей известной работе [1] Лукирский и Прилежаев предложили эмпирическую формулу для описания начального участка кривой задержки фототока:

$$i = A(V_1 - V)^2, \quad (1)$$

где  $V$  — отрицательный потенциал, который подается на анод двух-электродной системы с фотокатодом,  $A = \text{const}$ ,  $V_1$  — постоянная величина для заданной частоты падающего света. Полученные данные находятся в согласии с приведенной формулой. Лукирский и Прилежаев