

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

РАДИОТЕХНИКА
И
ЭЛЕКТРОНИКА

Том XXI

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТГІСК)

8

МОСКВА • 1976

УДК 621.383.292

ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЗМА УМНОЖЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ОТКРЫТЫХ МИКРОКАНАЛЬНЫХ УМНОЖИТЕЛЯХ

*Г. Н. Волков, К. Н. Грингауз, Н. Н. Зайдель,
Г. Н. Переводчикова, Л. Н. Денщикова, В. Ф. Копылов,
Н. М. Шютте, Л. Н. Смирнова*

Приводятся некоторые экспериментальные данные электронного умножителя, состоящего из двух микроканальных пластин, а именно, эффективность, амплитудное распределение выходных импульсов. На основе анализа динамики изменения амплитудного распределения при варьировании напряжения питания пластин и входного потока частиц обсуждаются механизмы, ответственные за нелинейность рабочих характеристик этого типа умножителя.

Микроканальные пластины (МКП) получили широкое применение как электронные усилители в приборах, предназначенных для регистрации различных электромагнитных излучений (видимого, ультрафиолетового, рентгеновского) [1]. В данной статье рассматриваются некоторые вопросы физики работы МКП, применяемых в качестве открытых электронных умножителей для непосредственной регистрации заряженных частиц.

Известно, что наблюдаемый в умножителях эффект насыщения выходного тока $I_{\text{вых}}$, т. е. независимость от напряжения питания, обуславливается образованием пространственного и поверхностного зарядов [2–5]. Электрическое поле пространственного заряда возвращает вторичные электроны на стенки канала. Это приводит к уменьшению статистического разброса величин амплитуд на выходе КЭУ, и амплитудное распределение (АР) характеризуется наличием узкого пика. Поверхностный заряд наводится на стенках КЭУ электронами лавины или входного потока и знак его зависит от плотности пространственного заряда: при малых плотностях поверхность заряжается положительно, при больших плотностях — отрицательно [4]. Кроме того, поверхностный заряд ограничивает быстродействие умножителя: развитие вторичной лавины будет происходить без искажения только в том случае, когда период повторения выходных импульсов тока больше времени стекания поверхностного заряда, т. е. мертвого времени умножителя.

В свете описанных выше механизмов были проанализированы экспериментальные данные, характеризующие работу МКП. Эксперименты проводились в вакуумной камере при давлении 10^{-4} мм рт. ст. при облучении МКП электронным пучком с энергией ≥ 5 кэВ и расходимостью меньше 1° .

Измерения проводились в режиме счета импульсов при помощи лабораторного широкополосного усилителя, способного пропускать без искажения импульсы тока длительностью более 80 нсек и амплитудой 2–40 мкА. Пропускная способность усилителя характеризуется скоростью счета выходных импульсов $\sim 2 \cdot 10^6$ имп/сек. На входе усилителя устанавливалась схема дискриминации амплитуд по нижнему уровню с плавной регулировкой. Усилитель подсоединялся либо к осциллографу С-1-54, либо к ча-

стотомеру Ч-3-35, который считывал импульсы амплитудой выше уровня дискриминации усилителя. Кривые амплитудного распределения строились путем дифференцирования зависимостей скорости счета от амплитуды импульсов тока, поступающих на дискриминатор.

Коэффициент усиления пластины K в режиме постоянного тока варьируется в пределах 10^2 — 10^3 в зависимости от величины входного потока. Создание двухкаскадного микроканального (МКУ) усилителя, состоящего

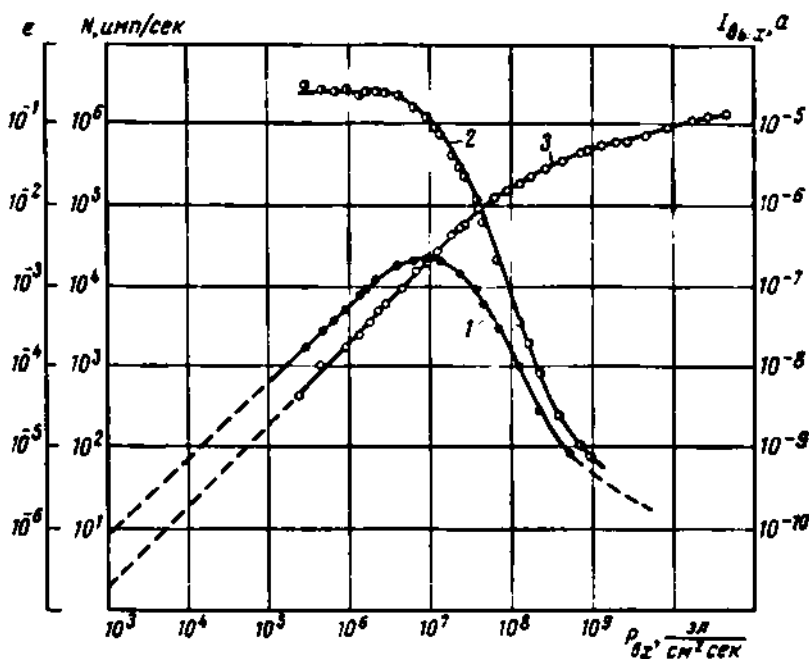


Рис. 1. Зависимость скорости счета N (кривая 1), эффективности регистрации ϵ (кривая 2) и выходного тока $I_{\text{вых}}$ (кривая 3) в аналоговом режиме от интенсивности входного потока электронов $P_{\text{вх}}$ для электронного умножителя, состоящего из двух МКП (сопротивления пластин: $R_{\text{кк1}} = 5 \cdot 10^4$ ом, $R_{\text{кк2}} = 3 \cdot 10^4$ ом, напряжение питания $u_1 = u_2 = 1600$ в)

из двух пластин, соединенных последовательно, позволило увеличить коэффициент усиления прибора в целом до величины $\approx 10^7$ и получить максимальную скорость счета $(2-5) \cdot 10^5$ имп/сек.

С ростом интенсивности входного потока $P_{\text{вх}}$ до величины $5 \cdot 10^4$ э/см²·сек⁻¹ скорость счета N и выходной ток $I_{\text{вых}}$ увеличиваются линейно, а эффективность регистрации ϵ остается постоянной (рис. 1). При дальнейшем увеличении потока $I_{\text{вых}}$ стремится к постоянной величине, близкой к току проводимости пластины $I_{\text{св}}$, а ϵ и N плавно снижаются. Характерно, что в данном случае наблюдаются более низкие по сравнению с обычными КЭУ значения ϵ [5]. Это связано с тем, что часть электронов как первичного потока, так и на выходе первой пластины теряется на перемычках между микроканалами пластин и выпадает из процесса умножения. Малая величина зависит также и от формы спектра АР, динамика изменения которого при варьировании напряжения питания пластин (u_1 и u_2) показана на рис. 2. При малых u_2 ($u_1 = \text{const}$) кривая амплитудного распределения (так же, как и в умножителе из одной пластины [6]) имеет гауссову форму. С увеличением u_2 образуется широкий максимум,

смещающийся в сторону больших амплитуд. Так, при $u_1=1600$ в относительная дисперсия системы падает до величины 0,2–0,3, при дальнейшем увеличении u_2 практически не изменяется.

Статистический разброс амплитуд выходного тока МКУ можно объяснить следующими причинами. Во-первых, присоединение второго каскада увеличивает статистический разброс коэффициента умножения, обусловленный угловым и энергетическим распределениями вторичных электронов

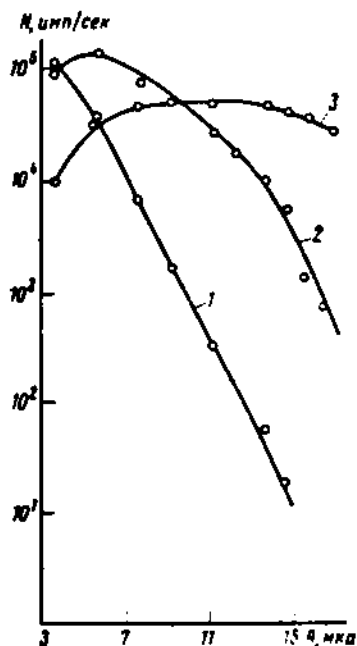


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость АР умножителя на основе двух МКП от напряжения питания второй пластины u_2 ($u_1=1400$ в (1), 1800 в (2), 2000 в (3))

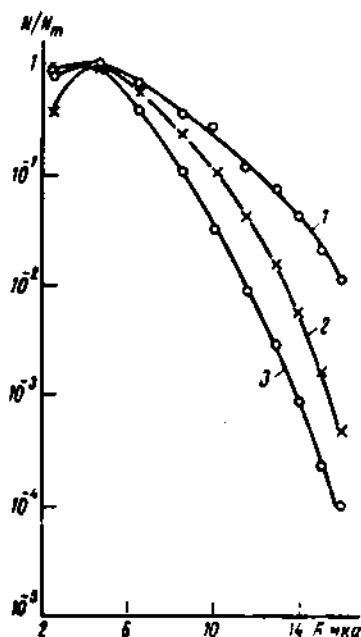


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость АР от интенсивности входного потока электронов ($P_{вх}=2,3 \cdot 10^7$ эл.см⁻²сек⁻¹ (1), $2 \cdot 10^7$ эл.см⁻²сек⁻¹ (2), $5 \cdot 10^7$ эл.см⁻²сек⁻¹ (3))

в лавине, поскольку увеличивается общая длина пути электронного сгустка и растут флуктуации времени его пролета. Во-вторых, существует разброс диаметров каналов, обусловленный технологией изготовления, что приводит к разбросу калибров и увеличению флуктуации K .

Такая специфическая динамика изменения АР в рассматриваемой системе с ростом u_2 наблюдается при нелинейной зависимости $I_{вых} = f(u_{вх})$ — режиме постоянного тока, в то время как в однокавалевых КЭУ насыщение $I_{вых}$ в режиме постоянного тока обычно характеризуется не только ростом выходного сигнала, но и уменьшением его дисперсии. Образующийся пространственный заряд в спиральных КЭУ компенсирует действие причин, приводящих к статистическому разбросу амплитуд тока на выходе. Установлено [4], что в тех случаях, когда действие пространственного заряда вызывает нелинейность характеристик умножителя, величина напряженности его электрического поля должна быть близкой к напряженности ускоряющего поля E . Проведенные для рассматриваемого типа умножителя на основании решения уравнения Пуассона оценки показали, что для значений $K \approx 2 \cdot 10^4$ и $P_{вх} \approx 10^7 - 10^8$ эл.см⁻²сек⁻¹, соответствующих уменьше-

нию ϵ и N прибора (рис. 1), величина поля пространственного заряда в МКП E , оказывается по крайней мере на несколько порядков меньше E , т. е. практически не влияет на условия эмиссии со стенок. С другой стороны, на основании зависимостей $N, I_{\text{ан}} = f(u_{\text{ан}})$ можно оценить величину искаженного поля, которая оказалась равной $E_1 \approx 0,05E$, т. е. значительно больше расчетной величины E_1 , которую можно приписать действию пространственного заряда. Это свидетельствует о наличии другого механизма, ответственного за нелинейность характеристик МКП, связанного с действием не пространственного, а поверхностного заряда.

Действительно, зависимости (рис. 3) показывают, что в рассматриваемом множителе при увеличении $P_{\text{вк}}$ до тех значений, когда наблюдается снижение величин N и ϵ , число высокоамплитудных импульсов уменьшается. Рост $P_{\text{вк}}$ будет оказывать заметное влияние на те электронные лавины, которые образуются частицами, попавшими на начальный участок канала первой пластины. Поскольку возрастающая с увеличением $P_{\text{вк}}$ плотность поверхностного заряда сопровождается уменьшением K первой пластины, то ясно, что это скажется прежде всего на высокоамплитудных импульсах. Отсюда кажущееся «сужение» спектра АР для системы двух МКП, наблюдаемое при увеличении $P_{\text{вк}}$, когда число высокоамплитудных импульсов уменьшается, а положение максимума АР остается неизменным.

В случае отсутствия поверхностного заряда максимальное число импульсов, которое может зарегистрировать электронно-счетная аппаратура, работающая на уровне дискриминации, соответствующем максимуму АР, описывается законом Гаусса [6]:

$$N = N_T \exp\{-A_m/A_s\} = [(I_{\text{ан}} - I_{\text{ан}})/(A_s \tau)] \exp\{-A_m/A_s\},$$

где N_T — максимально возможное число импульсов; A_m — максимальная амплитуда импульса; A_s — амплитуда в максимуме наблюдаемого АР; τ — длительность импульса. Проведенные расчеты показали, что для множителя, характеристики которого представлены на рис. 2 и 3 ($A_m = 6-8,5$ мкВ, $\tau = 400$ нсек), $N_T \sim 2,5 \cdot 10^4$ имп/сек, а $N = 1,3 \cdot 10^4$ имп/сек, что практически совпадает с реально наблюдаемой величиной N . С другой стороны, для измеренных значений $R \approx 2 \cdot 10^4$ ом и $C \approx 1,5 \cdot 10^{-11}$ ф рассматриваемого множителя «мертвое время» $T \approx 3RC \approx 10^{-3}$ сек, т. е. значительно больше реально наблюдаемого периода повторения импульсов. Отсюда следует, что плотность наведенного поверхностного заряда настолько мала при входных потоках $P_{\text{вк}} \leq 10^6$ эл.см⁻²сек⁻¹, что существенного влияния на эмиссионную способность стенок не оказывает. В этом случае «мертвое время» множителя не сказывается на его пропускной способности. С увеличением $P_{\text{вк}}$ плотность поверхностного заряда возрастает и скорость счета снижается (кривая 1, рис. 1). Нелинейность рабочих характеристик МКП наступает при значительно больших величинах отношения выходного тока к току проводимости ($I_{\text{ан}}$) ($I_{\text{ан}}/I_{\text{ан}} \approx 0,7-0,9$), чем это наблюдалось для одноканальных криволинейных КЭУ [7], где имеет место дополнительное снижение максимальной величины тока в результате действия пространственного заряда.

В работе [8] показано, что характер взаимодействия первичного излучения с эмиттирующей поверхностью стенок КЭУ существенно влияет на процесс последующего умножения вторичных электронов. Эффективность регистрации множителя зависит как от коэффициента преобразования излучения на вещество χ , определяемого либо кваптовым выходом при фото-, либо коэффициентом вторичной эмиссии при электронно- и ионно-электронной эмиссии, так и от функции энергетического распределения электронов $f(W_{\text{вт}})$, выбитых в первом акте взаимодействия излучения с ве-

пеством, т. е. $\{I_{\text{вых}}, e, N\} = \chi f(W_{\text{вт}})$. Функция $f(W_{\text{вт}})$ имеет максимум в области энергий вторичных электронов 20; 5–10 и 1,5 эВ для электронной, ионной и фотоэмиссии соответственно [8]. В спиральных КЭУ пространственный заряд в большей степени влияет на функцию энергетического распределения $f(W_{\text{вт}})$ вторичных электронов, в меньшей – на коэффициент преобразования. В связи с этим была найдена корреляция между соотношением величин $e_{\text{вкс}}$ для электронов, протонов и ультрафиолетового излучения и наиболее вероятными энергиями электронов, выбиваемых из свинцово-силикатного стекла этими видами излучений.

В случае малой величины пространственного заряда влияние функции $f(W_{\text{вт}})$ на процесс умножения в канале становится малосущественным и выходной ток в этом случае определяется в основном коэффициентом преобразования. Поэтому можно оценить квантовый выход материала стенок МКП при регистрации ими ультрафиолетового излучения. Для этого пластину облучали потоками электронов и вакуумного ультрафиолета такой интенсивности, чтобы на выходе при фиксированном напряжении питания получить одинаковую величину $I_{\text{вых}}$. Полученная в результате независимых измерений интенсивности потоков на входе величина квантового выхода $(0,8-3) \cdot 10^{-2}$ эл/квант совпадает с аналогичной величиной для некоторых сортов стекол, применяемых для изготовления КЭУ [9, 10].

Полученные результаты можно резюмировать следующим образом.

1. Повышение коэффициента усиления (до $\geq 10^3$) и эффективности регистрации (до 20%) может быть достигнуто при использовании системы из двух последовательно соединенных МКП. Максимальная скорость счета такой системы значительно выше, чем у одноканальных умножителей, и составляет величину, близкую к $N=5 \cdot 10^5$ имп/сек.

2. Динамика изменения АР с изменением напряжения питания свидетельствует о практическом отсутствии пространственного заряда.

3. Показано, что искажение аксиального ускоряющего поля за счет действия поверхностного заряда проявляется при увеличении $P_{\text{вк}}$ выше 10^6 элсм $^{-2}$ сек $^{-1}$.

4. В результате малой величины пространственного заряда при регистрации различных видов излучения выходные параметры МКП определяются главным образом интегральной величиной коэффициента преобразования излучения на веществе эмиттера.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Graf, R. Polaert, Acta electronica, 1973, 16, 1, 1122.
2. L. A. Harris, Rev. Scient. Instrum., 1971, 42, 7, 987.
3. D. G. Smith, J. Scient. Instrum., 1966, 43, 270.
4. Л. П. Смирнова, Н. М. Шютте, Радиотехника и электроника, 1973, 18, 9, 1940.
5. М. Р. Айбульд, В. Г. Коваленко, Ю. А. Кологов, Б. В. Поленов, Ядерное приборостроение, 1971, 14, 160.
6. V. Chalmeton, P. Chevalier, Acta electronica, 1971, 14, 1, 99.
7. М. А. Якобсон, Г. А. Чуйко, Радиотехника и электроника, 1968, 13, 1, 129.
8. Л. П. Смирнова, Н. М. Шютте, Докл. АН СССР, 1974, 214, 549.
9. Ж. Х. Хачатрян, А. Е. Меламид, Е. А. Файнберг, Ю. Н. Улько, Электронная техника, Сер. 14, Материалы, 1971, 1, 143.
10. M. C. Johnson, Rev. Scient. Instrum., 1969, 40, 2, 311.

Поступила в редакцию
18 VI 1974