

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

МОСКВА

УДК 539.1.074

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МИКРОКАНАЛЬНЫХ ПЛАСТИН ПРИ ПОВЫШЕННЫХ СКОРОСТЯХ СЧЕТА

© 1995 г. ШЮТТЕ Н.М., ПЛАТОВ Э.А., БЕЛОГЛАЗОВ В.И., СКИБИНА Н.Б., ПЛУЖНИКОВА Е.В.

Исследованы выходные параметры микроканальных усилителей шевронного типа, созданных на основе микроканальных пластин с меняющимся вдоль канала током проводимости, т.е. с «переменным сопротивлением». Показано, что у таких пластин не наблюдается накопления пространственного заряда на выходе каналов, что обеспечивает улучшение их выходных характеристик. Существенно повышается токоустойчивость детекторов к изменению интенсивности входного потока на несколько порядков и не наблюдается деградация выходных параметров детектора при высоких значениях выходной скорости счета (вплоть до нескольких мегагерц). Отмечается улучшение стабильности работы детектора во времени при повышенных значениях выходной скорости счета.

Вторичные электронные умножители на основе микроканальных пластин (м.к.п.) нашли широкое применение в аппаратуре, предназначенной для регистрации излучения разных видов: от видимого света до ионов и нейтральных частиц [1 ÷ 4]. В настоящее время м.к.п. с успехом используются в различных позиционно-чувствительных детекторах частиц и фотонов [5 ÷ 9].

При разработке детекторов на основе м.к.п. одной из ключевых является проблема динамического диапазона чувствительности детектора. Как известно, для м.к.п. характерно снижение коэффициента усиления с увеличением интенсивности входного потока излучения [10], т.е. изменение чувствительности м.к.п. в зависимости от «загрузки» (уровня входного сигнала).

В работе [11] было впервые показано, что динамический диапазон чувствительности и, соответственно, мертвое время регистрации выходных импульсов микроканального детектора на основе двух м.к.п., скомпонованных в виде шеврона, зависят от размеров освещаемой площади: мертвое время возрастает с увеличением рабочей зоны м.к.п., т.е. рабочий диапазон увеличивается при уменьшении размеров рабочей зоны детектора. Было показано также, что предельные значения выходной скорости счета определяются величиной максимального тока, который можно получить на выходе м.к.п. Этот результат, надежно подтвержденный работами [12, 13], свидетельствует о том, что у такого детектора предельные значения отношения выходного тока к току проводимости (I_p/I_s) существенно зависят от размеров облучаемой зоны [11 ÷ 13].

При разработке и эксплуатации позиционно-чувствительных детекторов, созданных на основе шевронных структур м.к.п., это обстоятельство имеет боль-

шое значение для правильного понимания и анализа результатов их работы, поскольку при практическом использовании такого рода приборов типичная неоднородность облучения различных участков входной поверхности м.к.п. оказывается высокой.

При моделировании работы одиночной м.к.п. принято считать, что она представляет собой совокупность параллельно включенных независимых каналов и что возникающий на ее выходе поток вторичных электронов (выходной эмиссионный ток) не может превышать $10 \div 30\%$ от тока проводимости. При превышении этого значения начинается подавление процесса умножения и уменьшение коэффициента усиления. Другими словами, верхний предел динамического диапазона м.к.п. (диапазона между наиболее высоким и низким уровнями выходного сигнала) ограничивается током проводимости каналов м.к.п. [$12 \div 14$].

Заметим, что на опыте наблюдается корреляция между уменьшением размеров облучаемой входной поверхности м.к.п. и соответствующим (пропорциональным площади) уменьшением абсолютного значения суммарного выходного тока детектора в целом, а также между уменьшением мертвого времени и сопутствующим увеличением динамического диапазона абсолютной чувствительности микроканального детектора шевронного типа, с другой стороны. Это означает, что при анализе процессов релаксации заряда в каналах м.к.п. их нельзя рассматривать как совокупность независимых параллельных каналов. Зависимость локального мертвого времени м.к.п. от распределения пространственной интенсивности падающего излучения была названа впоследствии эффектом соседства [15].

Опыт показывает, что при оценке критических значений отношения I_p/I_s , эмиссионный ток I_p следует относить к току проводимости всех каналов м.к.п. [11]. Это в свою очередь должно означать, что реальное влияние соседних, примыкающих к рабочим, каналов м.к.п. имеет существенное значение. Неучет этого обстоятельства при практическом использовании м.к.п. в различной аппаратуре (особенно в позиционно-чувствительных детекторах, электронно-оптических преобразователях и оптических приборах) может быть причиной неоднозначности выходной информации (в зависимости от распределения пространственной интенсивности падающего на входную поверхность м.к.п. излучения).

Имеющиеся на сегодня модельные представления об основных характеристиках м.к.п. (коэффициент усиления, амплитудное разрешение и мертвое время) не позволяют пока объяснить наблюдавшиеся в экспериментах [11 \div 13] зависимости выходных рабочих параметров шевронных детекторов от размеров рабочей зоны. Однако это обстоятельство весьма существенно, например, при регистрации потоков электронов и ионов космической плазмы, интенсивность которых — в зависимости от параметров и состояния окружающей среды — может меняться более, чем на 6 порядков.

Поэтому возникла потребность разработки на основе двух последовательно соединенных (шевронным способом) м.к.п. чувствительного детектора, спо-

собного работать при повышенных скоростях счета без потери чувствительности. Выходная скорость счета такого детектора должна быть пропорциональна входному потоку при изменении его интенсивности в пределах шести порядков, независимо от распределения плотности этого потока по входной поверхности первой м.к.п.

Наиболее простое средство увеличения динамического диапазона и линейности м.к.п. – это уменьшение сопротивления пластин [12, 16]. Однако возможности такого снижения довольно ограничены. Если сопротивление пластин $< 30 \div 40$ МОм, то локальный разогрев нарушает нормальную стабильность работы пластины, и их непрерывная эксплуатация возможна только при активном охлаждении [17, 18]. Так, например, при использовании высоко проводящих пластин фирмы Галилео ($R = 500$ кОм) для этого применялся циркулирующий этиленгликоль [19, 20]. Очевидно, что такой способ использования микроканальных детекторов с очень низким сопротивлением пластин не может найти широкого применения в научных и промышленных приборах.

Так как все микроканалы соединены параллельно благодаря нанесенному на торцы пластины вакуумно-испаренному металлическому электроду (пленке), то в целях увеличения выходной скорости счета многие исследователи предпринимали специальные меры по снижению сопротивления межканальных промежутков, применяя при изготовлении контактного электрода золочение вместо обычно используемого нанесения хрома и никеля [12].

Как показывает опыт, оба эти способа – уменьшение сопротивления самих пластин или межканальных промежутков – недостаточно эффективны и трудны в реализации.

Заметим, что экспериментальные данные указывают на существенную роль тока проводимости I_s в поведении м.к.п. Во-первых, отношение выходного тока к току проводимости I_p/I_s является наиболее показательным параметром токоустойчивости микроканальных детекторов [11, 12]. Во-вторых, локальные изменения тока проводимости определяют кросс-наводки между каналами м.к.п., т.е. определяют изменение выходной скорости счета в зависимости от размеров облучаемой площади (или числа активно работающих каналов).

Анализ этих факторов показывает, что обсуждаемую проблему можно решить с помощью м.к.п. с непостоянным, изменяющимся вдоль канала током проводимости: на выходном конце канала, где возникают максимальные эмиссионные токи, проводимость должна быть значительно выше, чем на его входном конце. Подобная ситуация может быть создана при использовании специальных м.к.п., у которых входная и выходная поверхности имеют различные сопротивления. У таких м.к.п. выходные эмиссионные токи могут быть значительно повышены, т.е. достигнута максимальная токоустойчивость.

Для создания м.к.п. с «переменным» сопротивлением канала разработана специальная технология, основанная на применении различных режимов формирования эмитирующего слоя вдоль канала м.к.п. При этом обеспечиваются условия, при которых толщины проводящего слоя на входной и выходной поверхностях пластины отличаются в ~ 100 раз [21].

У таких м.к.п. толщины проводящего слоя на входе и выходе канала составляют ~ 1150 и $\sim 100 \div 150 \text{ \AA}$ соответственно. Это означает, что сопротивление проводящего слоя на одном конце пластины почти на порядок ниже, чем на другом. Таким образом формируется м.к.п. с «переменным» сопротивлением – м.к.п. с различной толщиной восстановленного слоя вдоль канала, т.е. с изменяющимся по длине канала сопротивлением. При этом изменение сопротивления элемента поверхности канала вдоль его длины происходит постепенно. Очевидно, что у таких м.к.п. ток проводимости на выходном конце оказывается на порядок выше, чем на входном, в результате чего отношение I_p/I_s должно изменяться незначительно, несмотря на рост выходного тока при увеличении загрузки. Кроме того, практическое использование пластин с увеличенной толщиной проводящего слоя на выходном конце должно обеспечить их более высокую токоустойчивость и надежность работы в условиях усиленной электронной бомбардировки этой части канала.

Данная методика реализует, по-видимому, единственную возможность получения м.к.п. с высокой токоустойчивостью. Она проста и не требует применения технологически трудоемких и дорогостоящих процедур: охлаждения, золочения и т.д.

Ниже приводятся предварительные результаты исследований микроканального детектора, собранного на основе двух м.к.п. диаметром 56 мм (калибр 60) с «переменным» сопротивлением, специальная технология изготовления которых была разработана и освоена в результате совместных усилий сотрудников Института космических исследований (Москва), завода «Гран» (Владикавказ) и СНИИМ (Саратов). Детектор отличается повышенной токоустойчивостью к изменениям интенсивности входного потока на несколько порядков.

Структура (рис. 1), состоящая из двух м.к.п. 1 и 2, секционированного коллектора 3 и межэлектродных элементов 4 ÷ 6, размещалась в фигурном металлокерамическом корпусе 7 вместе с входной маской 8. На выходе м.к.п. 2 помещался двухкольцевой секционированный коллектор 3 с 24 независимыми выводами. Условия проведения испытаний позволяли одновременно облучать потоками электронов и ионов различные участки пластин детектора и, соответственно, секции коллектора, расположенные вдоль внутренней и внешней окружностей.

Для подвода напряжения в зазоре между первой и второй пластинами использовались специальные полукольца 5 и 6, что позволило снизить размеры зазора между пластинами до 0.3 мм.

Входная маска 8 с прорезями, повторяющими геометрию коллектора, обеспечивала попадание входного потока на заранее выбранный коллектор и определяла фоновое влияние на соседние коллекторы. Механическая сборка системы осуществлялась с помощью специальных колец 9, прижатых к м.к.п. пружиной 10. Все соединения выполнялись с помощью пайки или сварки.

Испытания проводились в вакуумной камере ($\sim 10^{-6}$ Торр), откачиваемой гетероионным титановым насосом. Источником заряженных частиц служила электронная пушка, позволявшая варьировать интенсивность входного потока

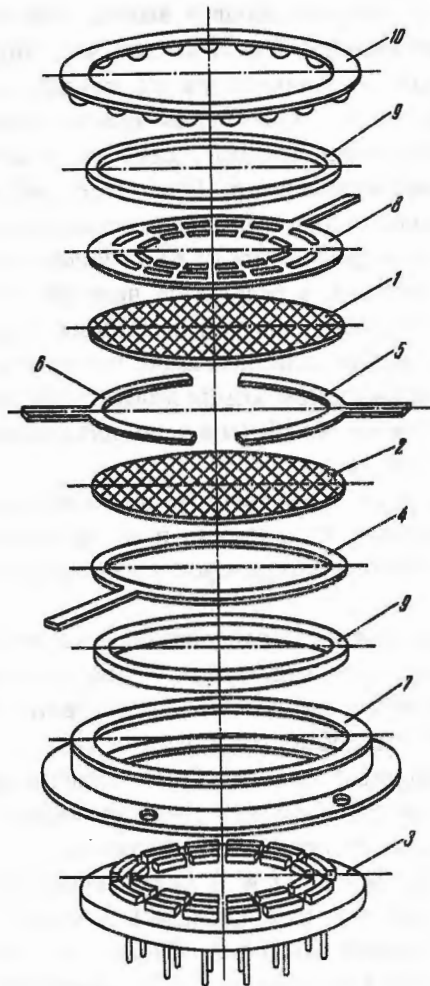


Рис.1. Конструкция металлокерамического микроканального детектора шевронного типа. 1, 2 – м.к.п.; 3 – секционированный коллектор; 4, 5, 6 – межэлектродные элементы; 7 – металлокерамический корпус; 8 – входная маска; 9 – специальные кольца; 10 – пружина

электронов от 10^2 до 10^{11} см $^{-2}$ с $^{-1}$, а энергию – от сотен электронвольт до десятков килоэлектронвольт.

Исследуемая шевронная система м.к.п. включалась по стандартной схеме питания [11]. Сигналы, появившиеся на выходе детектора, регистрировались при помощи специально разработанной для этих целей аппаратуры формирования и преобразования выходных сигналов м.к.п. с последующей регистрацией и анализом статистических и временных характеристик этих сигналов [22]. Управляемая от э.в.м. измерительная система позволяла анализировать амплитуды выходных сигналов м.к.п. на уровне $3 \cdot 10^{-13}$ Кл длительностью $1.5 \div 2$ нс при частоте следования до 10 МГц.

При изучении токоустойчивости м.к.п.-детектора основное внимание уделялось исследованию зависимости амплитудных распределений от выходной скорости счета $N_{\text{вых}}$, поскольку именно эти распределения чувствительны к изменениям выходных параметров микроканального детектора при изменении интенсивности входного сигнала.

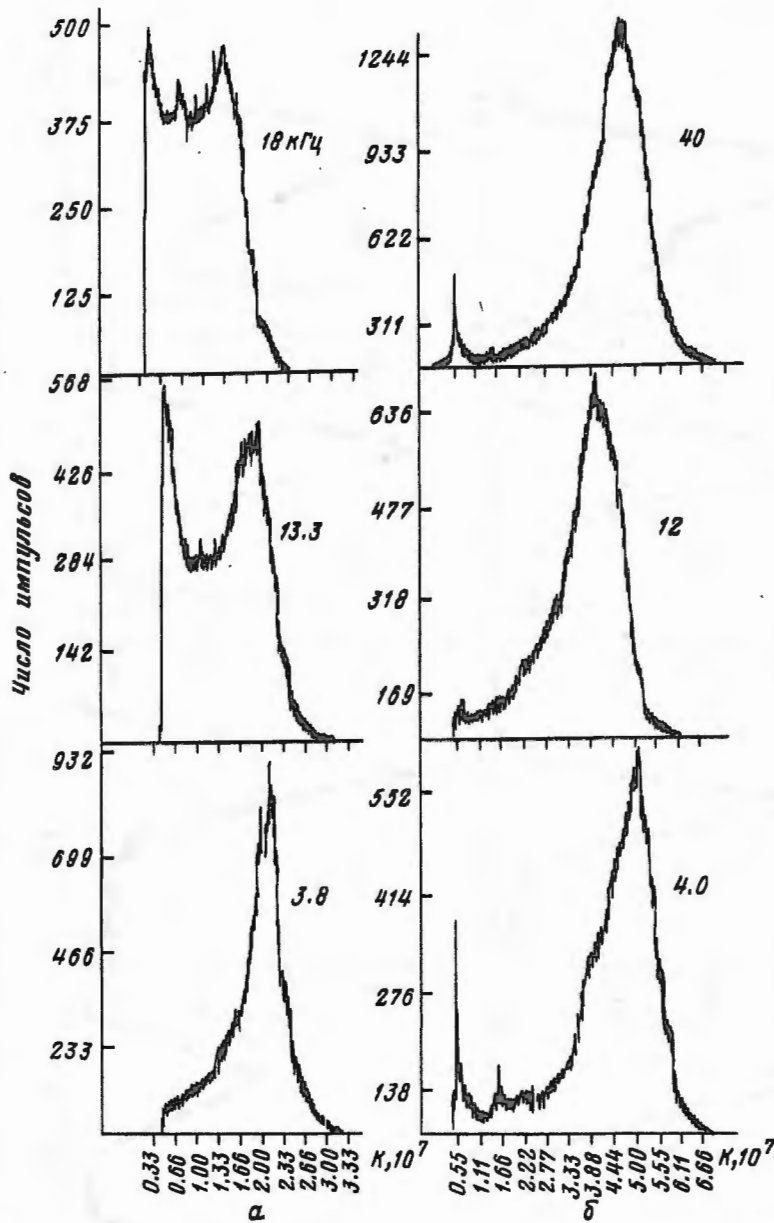


Рис.2. Амплитудные распределения выходных импульсов для обычного 4МО (а) и нового 14к (б) детекторов при различных значениях выходной скорости счета $N_{\text{вых}}$ (цифры у кривых)

Измерения были выполнены для нескольких детекторов шевронного типа, собранных как на основе обычных м.к.п. (детекторы 1МО, 4МО, 6МО и 15МО), так и на основе новых м.к.п. с переменным сопротивлением (детекторы 6к, 14к и

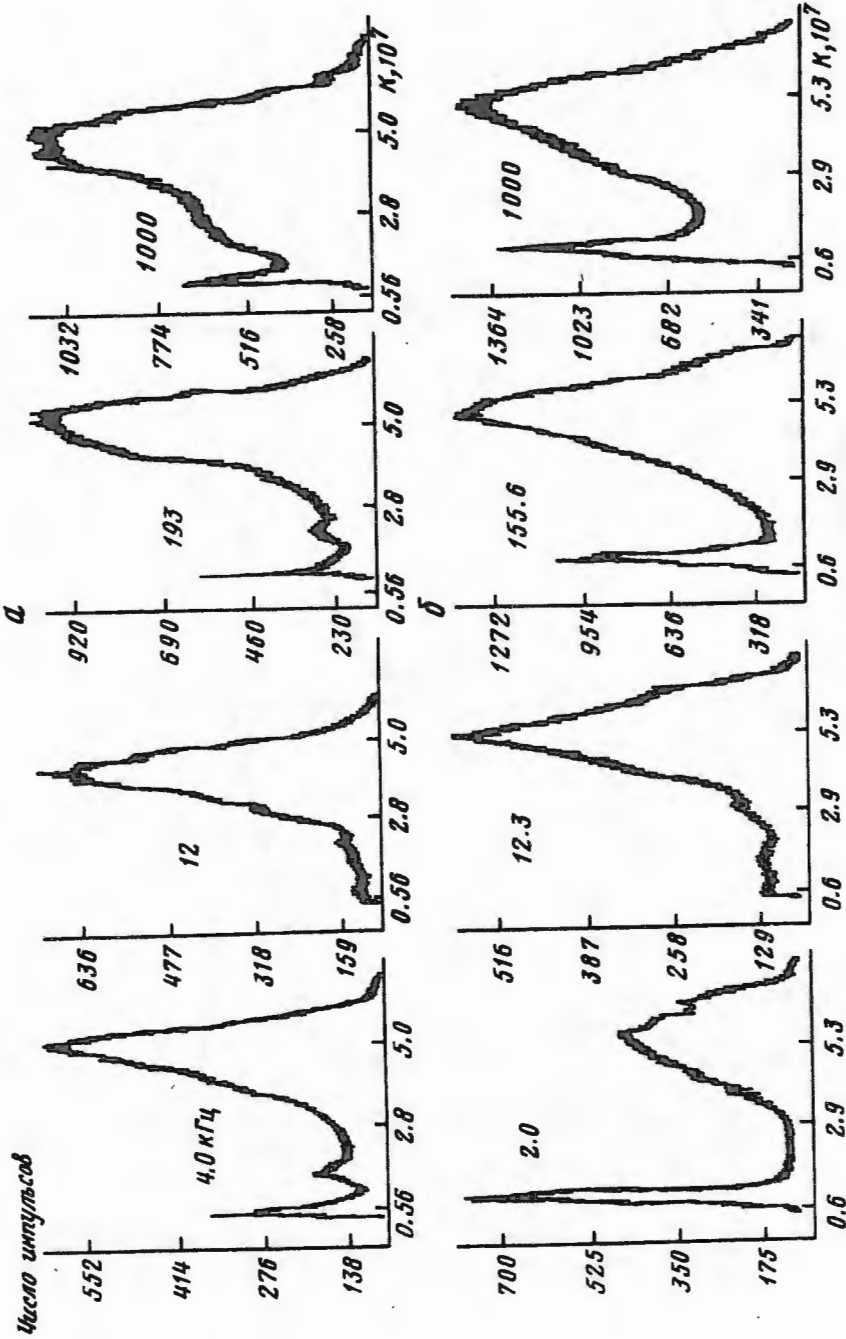


Рис.3. Амплитудные распределения выходных импульсов двух микроканальных детекторов 14к (а) и 16к (б) с переменным сопротивлением пластин при различных значениях выходной скорости счета $N_{\text{вых}}$ (цифры у кривых)

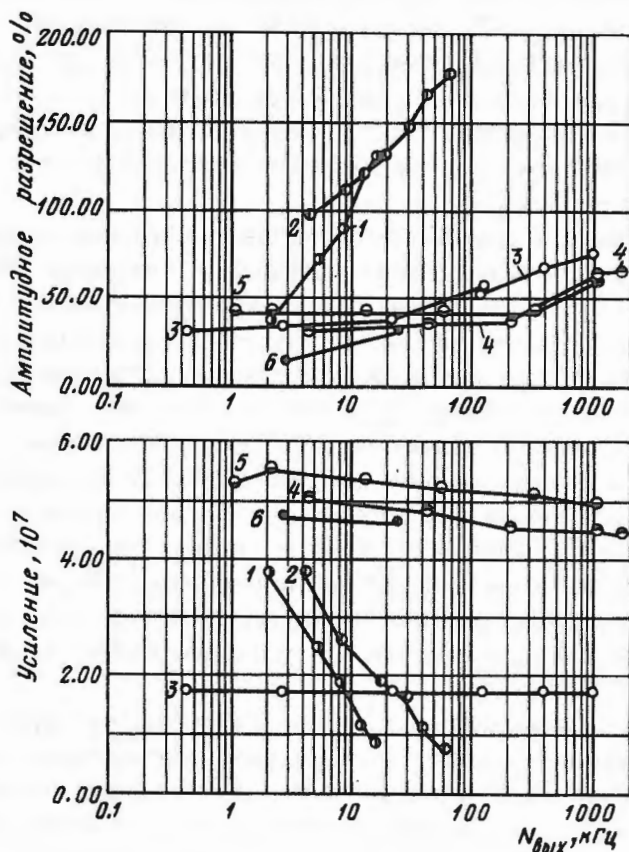


Рис.3. Динамический диапазон детекторов с «переменным» и обычным сопротивлением пластин $\phi 56$ мм: 1, 2 – детекторы 1МО и 15МО с обычным сопротивлением пластин; 3, 4, 5 – детекторы 6к, 14к, 16к с переменным сопротивлением пластин; 6 – детектор 14к при облучении входной площади размером ~ 0.2 мм²

16к). Облучение проводилось потоками электронов с энергиями $\sim 500 \div 800$ эВ. Облучались периферийные участки м.к.п. одинаковой площади. Все данные получены при одинаковых напряжениях питания м.к.п. Результаты измерений представлены на рис. 2÷рис. 4.

На рис. 2 сравниваются амплитудные распределения для обычного 4МО и нового 14к детекторов при нескольких значениях выходной скорости счета.

Нетрудно видеть, что у прибора 14к увеличение $N_{\text{вых}}$ на порядок (от 4 до 40 кГц) сопровождается незначительными изменениями характера амплитудных распределений и среднего значения коэффициента усиления. Для прибора же 4МО увеличение $N_{\text{вых}}$ примерно в 4 раза (от 4 до 18 кГц) приводит к радикальному ухудшению выходных параметров: довольно резко возрастает относительное число импульсов малых амплитуд, амплитудное распределение выходных импульсов при переходе от $N_{\text{вых}} = 3.8$ кГц к 18 кГц радикально меняется по форме.

Измеренные предельные значения выходной скорости счета для детекторов 4МО и 14к составляют ~ 20 кГц и $1 \div 2$ МГц соответственно.

На рис. 3 представлены амплитудные распределения для двух новых детекторов 14к и 16к при изменении выходной скорости счета от ~ 4 кГц до 1 МГц. Хорошо видно, что характеры распределений для обоих детекторов идентичны и что не наблюдается каких-либо видимых признаков их деградации с ростом выходной скорости счета.

На рис. 4 показаны сравнительные данные о динамике коэффициента усиления и амплитудного разрешения для обычных детекторов 1МО, 15МО и для новых 6к, 14к, 16к. Из этих данных следует, что использование пластин с «переменным» сопротивлением позволяет не только расширить на ≥ 2 порядка динамический диапазон таких приборов, но и сохраняет практически неизменными усилительные свойства прибора при увеличении загрузки. Заметим также, что у приборов с «переменным» сопротивлением проводящего слоя канала такое постоянство усилительных свойств и значений выходных параметров сохраняется и при изменении размеров рабочей зоны детектора, в частности, при работе незначительной части каналов м.к.п. Кривые б на рис. 4 соответствуют облучению небольшого участка входной поверхности детектора размером ~ 0.2 см² (прибор 14к). Тот факт, что выходные параметры детектора при этом практически не меняются, свидетельствует о том, что они слабо зависят от размеров активной работающей поверхности.

Проведенные исследования позволяют считать, что при использовании м.к.п. с «переменным» сопротивлением можно существенно повысить токоустойчивость детектора и надежно работать при высоких значениях выходной скорости счета вплоть до нескольких мегагерц практически без деградации выходных параметров детектора. Такие пластины обеспечивают высокую стабильность работы детектора во времени при высоких значениях выходной скорости счета. Результаты измерений показали, что у таких пластин не наблюдается накопления пространственного заряда на выходе. Это обеспечивает их улучшенные выходные характеристики и позволяет обходиться без специальных мер при максимально возможных значениях коэффициента усиления [23]. Отсутствие накопления пространственного заряда делает перспективным применение таких пластин не только в аппаратуре, предназначенной для регистрации значительных вариаций интенсивности входного сигнала, но и в приборах ночного видения и им подобных, где требуется более длительное постоянство исходного состояния фотокатода.

К практическим достоинствам использования пластин с переменным сопротивлением следует отнести и их более высокую воспроизводимость и идентичность выходных параметров.

Для полного понимания проблемы нужна теоретическая модель эволюции, формирования и развития заряда вдоль канала м.к.п., параметры которого определяются не только значениями и временными характеристиками предыдущих импульсов в каналах, но и изменением тока проводимости вдоль канала как в стационарных условиях, так и при уменьшении общей и локальной загрузки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Graf J., Polaert R. // Fcta electronica. 1973. V.16. № 1. P.1122.
2. Wiza J.L. // Nucl. Instrum. Methods. 1979. V.162. P.587.
3. Fraser G.W. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1984. V.221. P.115.
4. Айнбунд М.Р., Поленов Б.В. Вторичные электронные умножители открытого типа и их применение. М.: Энергоиздат, 1981.
5. Горн Л.С., Хазанов Б.И. Позиционно-чувствительные детекторы. М.: Энергоиздат, 1982.
6. Timothy J.G. // Rev. Sci. Instrum. 1981. V.52. P.1131.
7. Slegmund O.H.W., Coburn K., Malina R.F. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1985. V.NS-32. P.443.
8. Pearson J.F., Less J.E., Fraser G.W. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1988. V.NS-35. P.520.
9. Liptak M., Sandie W.G., Shelley E.G. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1984. V.NS-31. P.780.
10. Volkov G.I., Gringauz K.I., Zydel I.N. et al. // Space Sci. Instrum. 1978. V.4. P.189.
11. Шютте Н.М., Щеронова С.М., Васнина Г.П. // ПТЭ. 1987. №1. С.175.
12. Fraser G.W., Pain M.T., Less J.E., Pearson J.F. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1991. V.A306. P.247.
13. Cho D.J., Morris G.M. // Proc. SPIE. 1988. V.976. P.172.
14. Cho D.J., Morris G.M. // J. Mod. Opt. 1988. V.35. P.667.
15. Sharma A., Walker J.G. // Quantum Opt. 1989. V.1. P.11.
16. Giudicotti L., Bassan M., Sardella A., Perdon E. // Proc. SPIE. 1989. V.1158. P.173.
17. Matsuura S., Umebayashi S., Okuyama C., Oba K. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1984. V.NS-31. P.399.
18. Laprade B.N. // Proc. SPIE. 1989. V.1072. P.102.
19. Galileo Electro-Optics Corp. Galileo Park. Sturbidge. MA 01566. USA.
20. Feller W.B. // Proc. SPIE. 1990. V.1243. P.100.
21. Плужникова Е.В., Лебедев Н.Ф., Белоглазов В.И. и др. А.с. 1828330 // Б.И. 1993. № 26.
22. Чудовский В.А., Новиков Е.В., Апаносович В.В. и др. // IV Международн. семинар «Научно-космическое приборостроение». Фрунзе, сент. 1989.
23. Acuna M.H., Connerney J.E.P., Wasilewski P. et. al. «The Mars Observer magnetic fields investigation». Private communication. 1992.

Институт космических исследований РАН
117810, Москва, ГСП-7
ул. Профсоюзная, 84/32

Поступила в редакцию
25.I.1994
После доработки
13.IX.1994