26

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РФ
Институт теоретической и
экспериментальной физики

FERMILAB
JUN 12 1997
LIBRARY

46 -96

ITEP-96-46

М.-М. Фирозабади, В. И. Ушаков

Одноэлектронный режим фотоумножителей ФЭУ-130 и регистрация фотонов черенковского излучения.

Fermilab Library
0 1160 0044999 5

Москва 1996

УДК 539.I М-I6
ОДНОЭЛЕКТРОННЫЙ РЕЖИМ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ ФЭУ-I30 И РЕГИСТРАЦИЯ ФОТОНОВ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ: Препринт ИТЭФ 46-96/
М.М.Фирозабади, В.И.Ушаков - М., I996 - 28с.

В работе проведено сравнение методов регистрации отдельных фотонов с помощью фотоэлектронных умножителей, полупроводниковых и комбинированных детекторов. Приведены одноэлектронные характеристики современных фотодетекторов . Даны аналитические зависимости одно-, двух- и т.д. электронных амплитудных разрешений от коэффициентов вторичной эмиссии динодов умножителя. Представлены амплитудные спектры импульсов фотоумножителей ФЭУ-130 в одноэлектронном режиме, измеренные с помощью установки с лавинным генератором коротких световых импульсов ($\tau \sim 1.5 - 15$ нс), и показана перспективность применения фотоумножителей в этом режиме регистрации излучения Черенкова. Намечены способы дальнейшего улучшения одноэлектронных характеристик умножителей ФЭУ-130 с целью их применения в дифференциальных счетчиках Черенкова.

Рис. - 8, список лит. - 22 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, I996

Регистрация одиночных фотонов оптического диапазона с помощью фотоэлектронных детекторов, обеспечивающих четкое амплитудное разрешение пиков, соответствующих одному, двум и т.д. фотоэлектронам, является важным методом измерений во многих областях науки, связанных с измерениями слабых световых потоков: в области биолюминесценции, в астрономической фотометрии, в Раман-спектрометрии, в оптических системах ориентации,при измерениях с низкоинтенсивными радиоактивными источниками с малой энергией излучения (например, низкофоновая регистрация распадов ядер трития и углерода...) и т.д.[1,2,3,4,5].

Перспективным являются также применение режима регистрации одиночных фотонов при создании детекторов излучения Черенкова , особенно в черенковских детекторах с формированием кольцевого оптического изображения (RICH-детекторы, дифференциальные счетчики). Дело в том, что низкая интенсивность излучения, сопровождающего прохождение радиатора релятивистской заряженной частицей , в этом методе приводит к трудностям при выделении изображения кольца, состоящего из малого количества фотоэлектронов (5-20 ф.э./частица), соответствующих излучению Черенкова, на фоне шумовых точек. Поэтому применение метода регистрации одиночных черенковских фотонов и связанная с этим возможность снижения интенсивности зарегистрированных шумовых импульсов с помощью правильного выбора нижнего и верхнего порогов срабатывания в электронном канале каждого фотоприемника является интересной возможностью улучшения характеристик черенковских детекторов. С учетом вида спектрального распределения черенковского излучения $dn/d\lambda \sim 1/\lambda^2$ в счетчиках Черенкова является очень важным использование фотоэлектронных детекторов, имеющих высокую квантовую эффективность, особенно в сине-зеленой

и ультрафиолетовой частях спектра, низкую интенсивность собственных шумов и обеспечивающих уверенное выделение одноэлектронного, двухэлектронного и т.д. пиков в амплитудных спектрах[6,7,8].

В настоящее время фотоэлектронные умножители уже не являются единственными приборами, которые можно использовать в детекторах одиночных фотонов, т.к. существует большое разнообразие полупроводниковых фоточувствительных приборов и приборов, комбинирующих достоинства полупроводниковых и вакуумных детекторов фотонов [7,9,10,11]. Яркими примерами являются: лавинные полупроводниковые фотодиоды (MRS APD), хорошо работающие в магнитных полях, имеющие высокий коэффициент усиления вплоть до 10^6 и область спектральной чувствительности, простирающуюся от красной почти до зеленой; вакуумные гибридные фотодиоды с предварительным ускорением фотоэлектронов сильным электрическим полем и последующей регистрацией в полупроводниковых материалах;PIN-диоды;VLPC -детекторы ; микроканальные умножители и т.д. . Однако большинство таких приборов имеют, как правило, либо малые размеры фоточувствительных поверхностей , либо низкую квантовую чувствительность не только в ультрафиолетовой , но и в сине-зеленой областях спектра, либо малый коэффициент усиления, либо плохое амплитудное разрешение в области одно-, двух- электронных пиков, либо довольно высокий уровень собственных шумов, либо, наконец, низкий уровень радиационной устойчивости. Повидимому, по совокупности характеристик наиболее перспективными для регистрации излучения Черенкова могут стать лавинные фотодиоды в пропорциональном режиме при условии , если в будущем удастся продвинуть границу спектральной чувствительности новых приборов в сине-зеленую часть спектра, сохранив высокую квантовую эффективность , соста-

вляющую у этих приборов в красной области спектра 70 – 77%, при одновременном снижении уровня шумов. Однако при выборе детекторов фотонов излучения Черенкова нельзя не учитывать последних успехов в технологии изготовления фотоумножителей с динодами из материалов с отрицательным сродством к электронам с очень высокими коэффициентами вторичной эмиссии (15-150), расширяющих области применения умножителей [6,12,13]. Например, в умножителях с первым динодом, изготовленным из фосфида галлия (GaP:Cs), получено значительное улучшение амплитудного разрешения в области одно-, двухэлектронных и т.д. пиков, при одновременном снижении уровня собственных шумов и сохранении высокой квантовой эффективности фотокатодов в ультрафиолетовой и сине-зеленой частях спектра, что делает очень перспективным применение такого типа умножителей для регистрации черенковского излучения. Примерами таких умножителей являются $RCA\ C\ 70133B$ [6,13], $C\ 3100D$[12] , $C\ 31024$ [13] GaP:Cs, $ФЭУ-130$[14]$GaP:As$, и др. Необходимо отметить также хорошие одноэлектронные характеристики умножителя Philips XP 2262, изготовленного по старым технологиям [4].

Для иллюстрации вышесказанного на Рис. 1 и Рис. 2 приведены амплитудные спектры , полученные в режиме регистрации слабых световых вспышек с помощью фотоумножителей XP 2262 [4], RCA 8850 (C 70133B) , ФЭУ-130 [данная работа] и лавинного фотодиода типа MRS APD при двух различных температурах ($+20°C$ и $+4°C$), [9]. Спектры демонстрируют четкое разделение пиков, соответствующих одному, двум и даже трем-четырем фотоэлектронам. Обратим внимание, что все спектры имеют пики с амплитудами меньшими амплитуд одноэлектронных пиков, механизмы возникновения которых в фотоумножителях и лавинных фотодиодах являются разными. Если в

спектре , соответствующем фотоумножителю ФЭУ-130, одноэлектронный пик в области малых амплитуд сопровождается экспоненциальной добавкой, не связанной с темновыми шумами самого ФЭУ, т.к. вероятность их проявления во время импульсной засветки для данного типа умножителя очень мала, и определяемой процессом размытия пьедестала шумами усилителя типа" Гарантия- 2 ", то для лавинного фотодиода пик в области амплитуд меньших одноэлектронных амплитуд, по-видимому, связан с сообственными шумами фотодиода. В области одно-, двухэлектронных и т.д. пиков зависимости амплитудного разрешения от величин коэффициентов вторичной эмиссии динодов фотоумножителя могут быть получены достаточно точно аналитически такими же методами, как и в работах [15,16] . Действительно, предположение о независимости процессов умножения, соответствующих каждому падающему на динод электрону, позволяет получить выражение для относительной дисперсии амплитуды сигналов на аноде фотоумножителя в виде:

$$\frac{\sigma_A^2}{A^2} = \frac{\sigma_{M_0}^2}{M_0^2} + \frac{1}{M_0}\frac{\sigma_{M_1}^2}{M_1^2} + \frac{1}{M_0 M_1}\frac{M}{M-1}\frac{\sigma_M^2}{M^2} \qquad (1),$$

Где :

M_0 – число фотоэлектронов ,

$\sigma^2{}_{M_0}$– дисперсия числа фотоэлектронов,

M_1 - среднее число вторичных электронов, эмиттированных первым динодом, изготовленным из материала с большим коэффицентом эмиссии, одним фотоэлектроном,

$\sigma_{M_1}^2$ - дисперсия числа вторичных электронов в процессе умножения на первом диноде, соответствующая одному фотоэлектрону падающему на первый динод,

M - среднее значение коэффициента вторичной эмиссии для динодов, начиная со второго, $M_2 = M_3 = ... = M_n = M$,

σ_M^2 - дисперсия числа вторичных электронов, соответствующая одному электрону падающему на 2-ой,3-ий и т.д. динод,

$A = M_0 \cdot M_1 \cdot M_2 \cdot M_3 \cdot ... \cdot M_n$ — амплитуда сигнала на аноде ФЭУ с "n" динодами,

σ_A^2 – дисперсия амплитуды сигнала на аноде ФЭУ.

Случайный характер процесса вторичной эмиссии и малое количество вторичных электронов позволяет описать распределение по числу вторичных электронов законом Пуассона.Отсюда можно получить оценки дисперсий $\sigma_{M_1}^2 = M_1$ и $\sigma_M^2 = M$ и простое выражение для относительной дисперсии одноэлектронного,двухэлектронного и т.д. пиков при фиксированных количествах фотоэлектронов $M_0 = 1, 2, 3$ и т.д. :

$$\frac{\sigma_A^2}{A^2} = \frac{M}{M_0 M_1 (M-1)} \qquad (2)$$

Учет практических неоднородностей коэффициентов вторичной эмиссии,соответствующих различным участкам поверхностей динодов, и учет различий в эффективностях фокусировок с разных участков динодов может быть выполнен с помощью замены распределения Пуассона распределением Пойа ,приводящего к модифицированной зависимости:

$$\frac{\sigma_A^2}{A^2} = \frac{M}{M_0 M_1 (M-1)}(1+b) \qquad (3),$$

где b – параметр распределения Пойа, учитывающий отмеченные технологические неоднородности с помощью изменения величины его в пределах от 0 до 1. При $b = 0$ распределение Пойа сводится к распределению Пуассона, и вид формул (2) и (3) совпадает. При $b = 1$ распределение Пойа приводит к квази-степенному распределению, которое

экспериментально наблюдалось у фотоумножителей, изготовлявшихся по старым технологиям, что и вызвало необходимость применения распределения Пойа для описания процессов вторичной эмиссии в этих умножителях. Обратим внимание, что изготовление второго и т.д. динодов из материалов с большим коэффициентом вторичной эмиссии относительно слабо улучшает амплитудное разрешение в области одноэлектронных,двухэлектронных и т.д. пиков, хотя сильно влияет на общий коэффициент усиления ФЭУ и позволяет сократить количество динодов фотоумножителей.Последнее обстоятельство было использовано в фотоумножителе С 31024 , имеющем всего 5 каскадов динодного усиления [13](Рис.1).Если предположить, что $M_3 = M_4 = ... = M_n = M$ и $M_1 = M_2 > M$, то формула (2) видоизменяется:

$$\frac{\sigma_A^2}{A^2} = \frac{1}{M_0 M_1}\left(1 + \frac{1}{M_1}\frac{M}{M-1}\right) \quad . \tag{4}$$

Отсюда действительно следует, что относительные среднеквадратичные ширины для одноэлектронных пиков, полученные с помощью формул(2) и(4) при$M_1 = 15$ и $M = 3.5$, близки и составляют 30% и 27% соответственно. Значительное улучшение амплитудного разрешения одноэлектронного пика можно получить за счет дальнейшего увеличения коэффициента вторичной эмиссии первого динода. Например, при переходе от материала первого динода с коэффициентом $M_1 = 15$ к материалу с $M_1 = 60$ и сохранении $M = 3.5$ разрешение улучшается в 2 раза и составляет 15% . Практически материалы с коэффициентами вторичной эмиссии $\sim 15 - 60$ в настоящее время уже внедрены в технику изготовления серийных фотоумножителей: например, у фотоумножителей RCA C $70133B$ $M_1 \sim 45$,у образцов RCA 8850, C 31024 $M_1 \sim 23 - 40$, у $ФЭУ - 130$ $M_1 \sim 15 - 20$ [12,13,14]. Таким образом, рассмотренние характеристик фотоумно-

жителей с высокими коэффициентами вторичной эмиссии первых динодов однозначно приводит к выводу о перспективности применения этого типа фотоумножителей в черенковских детекторах и о их высокой конкурентной способности по отношению к выше перечисленным полупроводниковым и комбинированным фотоприемниками .

В области низкофоновой регистрации , где очень важным является снижение эффективности регистрации электронной аппаратурой шумовых импульсов, применение дискриминации импульсов с амплитудами меньшими двухэлектронных амплитуд исключает почти полностью регистрацию шумовых импульсов, связанных с процессами на первом, втором и т.д. динодах и с шумовыми процессами на фотокатоде, приводящими к вылету одиночных электронов. Таким образом, правильная установка нижнего порога дискриминатора в канале,регистрирующем импульсы фотоумножителя,позволяет резко уменьшить интенсивность счета шумов и повысить отношение эффекта к фону. В связи с этим обратим также внимание не только на довольно хорошие одноэлектронные характеристики ФЭУ-130 с сурьмяно-цезиево-калиевым фотокатодом (Sb-K-Cs) и с арсенид-фосфид-галлиевым первым динодом (GaP:As), но и на относительно низкий уровень собственных одноэлектронных шумов. У фотоумножителя ФЭУ-130 уровень собственных шумов составляет около $6 - 60 имп/сек$ с $1 см^2$ площади фотокатода ($S \sim 4.5 см^2$) и основной вклад в эту величину вносят одноэлектронные импульсы, вызванные термоэлектронами и др. процессами, регистрация которых может быть подавлена таким способом. Необходимо учитывать также, что на ускорителях все фотодетекторы черенковских счетчиков, находящиеся в радиационных полях электронов,γ -квантов, сильно увеличивают скорость счета " шумовых" импульсов. Например, у стеклянных фотоумножителей интенсивность регистрации че-

ренковского излучения, возникающего при прохождении β-частицами фотокатода или колбы ФЭУ, может значительно превышать интенсивность собственных шумов и в амплитудном спектре может появиться значительное число импульсов с амплитудами в 5-10 раз превышающими одно-, двухэлектронные амплитуды. Поэтому для снижения фона в счетчике с формированием кольцевого изображения может оказатся полезным введение дискриминации больших амплитуд с регулировкой уровня срабатывания с учетом вида измеренного в рабочих условиях спектра " шумовых" импульсов, соответствующего каждому фотоумножителю. Отметим также, что одним из наиболее эффективных методов уменьшения интенсивности шумов при работе на уровне одно-, двухэлектронных амплитуд является подключение фотокатода к нулевому потенциалу высоковольтного источника питания фотоумножителя (к потенциалу " земли"), а анода-к положительному потенциалу [11]. Такой способ высоковольтного питания ФЭУ-130 не только значительно уменьшает шумы умножителя, улучшает временную стабильность его работы, но и улучшает амплитудное разрешение одноэлектронных импульсов[14]. По-видимому достоинство этого режима необходимо иметь в виду при создании установок.

Отсюда вытекает важность качественных измерений одноэлектронных характеристик каждого фотоумножителя, предназначенного для работы в черенковском детекторе. Измерения характеристик фотодетекторов в режиме счета отдельных фотонов могут быть выполнены несколькими методами.

Во-первых, с помощью световых вспышек в быстрой сцинтиллирующей пластмассе, облучаемой радиоактивными источниками, основной поток света которых регистрируется фотодетектором, формирующим для запуска электронной аппаратуры управляющие сигналы, а

сильноослабленный световой поток регистрируется исследуемым фотодетектором. В этом методе вполне возможно вместо твердого сцинтиллятора применение жидких и газообразных сцинтилляторов с встроенными радиоактивными α-β источниками[17] . Ослабление светового потока перед исследуемым фотодетектором может выполняться с помощью поглощающих оптических фильтров, отражений от полированных стеклянных поверхностей, с помощью длинных оптических волокон, путем расположения исследуемого детектора на большом расстоянии от источника света и т.д.

Во-вторых, в точно такой же схеме измерений может быть использован принципиально более быстрый, практически мгновенный, процесс черенковского излучения, возникающего при прохождении высокоэнергичных β-частиц через какой-либо радиатор. Например, хорошо работает сочетание кварцевого радиатора и источника $^{106}_{44}Ru$[18].

В-третьих, с помощью лазерных источников света. Например, можно применить импульсный газовый N_2 -лазер с длинной волны 337 нм с последующим преобразованием ультрафиолетового излучения в излучение с необходимым диапазоном длин волн с помощью соответствующих сцинтилляторов-преобразователей и ослабления интенсивности уже перечисленными способами[19].

В-четвертых, измерения могут быть выполнены с помощью быстрых электронных светодиодных генераторов, которые помимо слабых световых импульсов-вспышек одновременно вырабатывают электронные импульсы для синхронизациии работы узлов установки, для формирования импульсов ворот,для запуска блоков преобразования амплитуд и т.д. .

Повидимому, наиболее удобным и гибким является последний метод, т.к. он обеспечивает быстрый набор статистического материа-

ла, четкую синхронизацию работы всей аппаратуры, использует минимальный набор электронных блоков в системе CAMAC, хорошо согласуется со стандартными измерительными системами на базе компьютеров PC- 286, 386, 486, аналого-цифровых преобразователей типа ADC 2249A Le Croy, и программным обеспечением MES. Однако, этот метод, также как и третий , в отличие от двух первых, предъявляет жесткие требования к электромагнитной экранировке импульсных светодиодных генераторов. Дело в том, что сверхкороткие вспышки света длительностью 1.5 – 15 нсек со спектральным составом в сине-зеленой области генерируются некоторыми типами светодиодов в лавинном режиме при подаче относительно больших амплитуд импульсов обратного напряжения [20,21] . В этот момент через диоды проходят импульсные токи порядка нескольких ампер, вызывающие появление высокочастотных электромагнитных наводок в измерительной аппаратуре , которые могут привести к искажениям амплитудных спектров . На Рис.3 изображена блок схема электроники для генерирования световых вспышек длительностью 3-8 нсек и измерений амплитудных спектров одно-, двухэлектронных и т.д. импульсов фотоумножителей ФЭУ-130 с целью их применения в дифференциальных черенковских счетчиках. Генератор световых импульсов состоит из блока, задающего частоту срабатывания, и блока каскадного светодиодного генератора, выполненного на двух транзисторах в лавинном режиме, и питающего короткими импульсами высокого напряжения обратной полярности светодиод АЛ-102В, дополнительно смещенный постоянным обратным напряжением $\sim 10 - 12B$. Регулирование интенсивности и ослабление светового потока выполнялось перемещением блока этого генератора со светодиодом внутри экранирующей, светонепроницаемой трубы, расположенной соосно с фотоумножителем.

Дополнительное уменьшение светового потока и его перераспределение по фотокатоду ФЭУ проводилось с помощью диафрагм различной формы и поглощающих фильтров, закреплявшихся непосредственно у фотокатода. Анодные импульсы фотоумножителя усиливались малошумящим интегральным усилителем " Гарантия-2 " и подавались на вход аналого-цифрового преобразователя ADC-2249A Le Croy. Импульсы ворот для ADC-преобразователя длительностью ~ 50 нсек вырабатывались блоком формирования при подаче запускающего импульса от задающего генератора с частотой $\sim 8 - 10 кГц$. Снижение уровня электромагнитных наводок на фотоумножитель и усилитель, расположенный у анода ФЭУ, достигнуто за счет двойной экранировки генератора со светодиодом латунными экранами, компактной техникой его монтажа и правильным выбором общей точки заземления. Наружная труба, внутри которой перемещался свето-генератор, выполняла роль дополнительного электромагнитного экрана. Высоковольтное и низковольтное постоянные напряжения питания дополнительно отфильтровывались по высокой частоте сразу при вводе в блок с фотоумножителем и дополнительно непосредственно около усилителя " Гарантия-2" . Осциллографическое наблюдение импульсов на выходе усилителя производилось в режиме внешней синхронизации импульсами задающего генератора с помощью осциллографов с полосой пропускания 100 и $350 МГц$. Накопление и вывод информации выполнялись с помощью компьютера PC/ AT-386 и CAMAC системы. Амплитудные спектры, скорости счета и другие данные накапливались на дисках с помощью программного обеспечения MES. Амплитуда сигналов с анода ФЭУ обрабатывалась 12-канальным зарядово-цифровым преобразователем ADC-2249A Le Croy с временем преобразования $\sim 60 мксек$ и с диапазоном от 0.25 до 256 nK . В качестве контролера крейта использовался

блок СС 217.10.

С помощью описанной электронной аппаратуры проведены измерения одноэлектронных характеристик восемнадцати фотоумножителей ФЭУ–130 , предназначенных для регистрации малых световых потоков. Измерения выполнены при различных напряжениях на умножителях, при различных интенсивностях импульсных засветок фотокатодов, начиная с малых интенсивностей, соответствующих относительно малым вероятностям образования на фотокатоде двух и более фотоэлектронов и кончая засветками с интенсивностями , приводящими к образованию в среднем около 4-5 фотоэлектронов.

В методике одноэлектронных измерений принято, что для достаточно хорошего выделения одноэлектронных пиков среднее количество фотоэлектронов λ, приходящееся на одну импульсную засветку, не должно превышать 0.1-0.3 [14, 22]. В качестве оценки величины λ мы использовали отношение числа засветок с образованием фотоэлектронов к полному числу засветок , включающему и засветки без образования фотоэлектронов, формирующие пик–пьедестал. Оценка величины λ в этом случае по существу является оценкой параметра распределения Пуассона, поэтому вероятность засветок без рождения фотоэлектронов составляет $e^{-\lambda}$, а вероятности рождения 1-го , 2-х и т.д. фотоэлектронов равны $P_\lambda(n) = \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!}$, где $n = 1, 2, ...$ соответственно . Отсюда видно, что принятая в большинстве опубликованных работ оценка $\lambda \sim 0.1$ обеспечивает отношение числа двухфотоэлектронных случаев к числу однофотоэлектронных случаев не превышающее 5% ($P_\lambda(2)/P_\lambda(1) \equiv \frac{\lambda}{2} = 0.05$, при $\lambda = 0.1$), а суммарный вклад трех, четырех и т.д. фотоэлектронных событий меньше 0.1% .

Для оценки влияния краевых зон фотокатодов на форму амплитудных спектров и на амплитудное разрешение одноэлектронных пиков

выполнены измерения с диафрагмами и дисками из черной плотной бумаги. Выполнены также измерения без подачи высоковольтного напряжения на фотоумножители и / или низковольтного питания усилителя с целью определения положения пика–пьедестала, его уширения под влиянием шумов усилителя и электромагнитных наводок.

На рис.4 представлен один из амплитудных спектров электронных импульсов на выходе системы ФЭУ-130 – малошумящий интегральный усилитель "Гарантия–2", полученный в контрольных измерениях с фотокатодом умножителя, закрытым диском из плотной черной бумаги. Видно, что в районе 30–го канала амплитудного распределения наблюдается четко выраженный пик–пьедестал, слегка уширенный шумовыми импульсами усилителя симметрично по 1-ому каналу в сторону 29-ого и 31-ого каналов. На рис.5 представлены амплитудные распределения одноэлектронных импульсов при двух напряжениях на фотоумножителе: 1.6 кВ и 1.8 кВ. Обратим внимание , что в спектрах заметен вклад небольшого количества импульсов с амплитудами вдвое большими амплитуд одноэлектронных импульсов. Оценка отношения числа событий в одноэлектронном пике к чилу событий в области пика–пьедестала соответствует параметру закона Пуассона $\lambda \simeq 0.3$ и не противоречит отношению оценок чисел двухфотоэлектронных и однофотоэлектронных событий.

На рис.6 показаны спектры для другого экземпляра умножителя ФЭУ–130, измеренные при двух разных амплитудах импульсных засветок фотокатода. Спектры при низкой освещенности показывают хорошее выделение одноэлектронной компоненты и относительно небольшой вклад двухэлектронной компоненты. При увеличении освещенности вероятности появления одно- и двухэлектронных компонент, по-видимому, сравниваются и наблюдается значительный вклад нераз-

решенных по амплитуде трех- и четырехфотоэлектронных компонент.

На рис.7 представлены спектры, измеренные при трех различных импульсных освещенностях, начиная с относительно малых, обеспечивающих приблизительное равенство вероятностей одно- и двухфотоэлектронных компонент спектра, и кончая относительно большой освещенностью, при которой наиболее вероятными становятся события с 3-мя – 5-ю фотоэлектронами. Обратим внимание на резкое уменьшение количества событий в области пика–пьедестала, соответствующих отсутствию фотоэлектронов , что и можно было бы ожидать исходя из закона Пуассона с величиной $\lambda \sim 4$.

Рис.8 демонстрирует изменение амплитудного спектра при увеличении высоковольтного напряжения на одном и том же умножителе при импульсной засветке с неизменной амплитудой. Спектры показывают постепенный отрыв событий , формирующих одно-, двухэлектронные пики, от событий без фотоэлектронов, формирующих пик–пьедестал. Отсюда следует возможность повышения эффективности регистрации одноэлектронных импульсов умножителя с помощью корректного снижения порога дискриминации в электронном канале регистрации.

Измерения амплитудных разрешений (ПШПВ) для одноэлектронных линий показали , что фотоумножители улучшают относительное амплитудное разрешение при увеличении высоковольтного напряжения питания и при уменьшении диаметра зоны импульсной засветки фотокатода. Амплитудные разрешения при напряжении 1.5 кВ имели разброс от 70% до 86% , а при напряжении 1.8 кВ – от 65% до 75% . Только один фотоумножитель имел разрешение около 130% при напряжении 1.5 кВ, хотя его одноэлектронный пик был относительно неплохо сформирован. Все остальные спектры не показали каких-либо заметных признаков отклонения процесса вторичной эмиссии от

законов Пуассона или Пойа (при малом параметре "b") и перехода его к квази-степенному закону.

Результаты измерений амплитудных разрешений (ПШПВ) для одноэлектронных линий были использованы для получения оценок коэффициентов вторичной эмиссии первого динода ФЭУ-130 при разных напряжениях на умножителях с помощью использования соотношиния (2). Хотя при этой оценке вносится некоторая неопределенность , связанная с незнанием средних величин коэффициентов вторичной эмиссии M для 2–12 динодов, однако слабая зависимость результатов расчета по этой формуле от величины M позволяет использовать среднюю, обычно получаемую экспериментально, величину этого коэффициента $M \sim 3.5$. Отсюда :

$$M_1 = \frac{2.355^2\ M/(M-1)}{(\Delta A/A)^2} \sim \frac{7.76}{(\Delta A/A)^2}\ , \qquad (5)$$

где $\frac{\Delta A}{A}$ – полная ширина одноэлектронной линии на полувысоте.

Полученные таким образом оценки коэффициентов вторичной эмиссии 1-го динода для ФЭУ-130 составили при напряжении 1.5 кВ около 12, а при напряжении 1.8 кВ $\sim$ 16. Из формулы (5) следует также, что дальнейшее улучшение амплитудного разрешения до уровня 40% требует, по-видимому, повышения коэффициента вторичной эмиссии 1-го динода M_1 до величины около 50. Приблизиться к этой величине можно только увеличивая общее высоковольтное напряжение на умножителе и одновременно производя индивидуальный подбор элементов делителя для первых трех–четырех каскадов фотоумножителя.

В заключение отметим, что все измерения были выполнены со стандартым делителем напряжения для всех обследованных фотоумножи-

телей ФЭУ–130. Естественно, что индивидуальный подбор первых трех каскадов делителя улучшит амплитудное разрешение каждого умножителя и , возможно, приведет к снижению одноэлектронной шумовой компоненты. Однако при большом количестве ФЭУ в дифференциальном счетчике или в RICH – детекторе это усложняет работу с такими приборами.

Таким образом, для улучшения одноэлектронных характеристик фотоумножителей ФЭУ–130 при использовании в детекторах Черенкова в резерве остаются по крайней мере три неиспользованные нами возможности: высоковольтное питание анода ФЭУ напряжением положительной полярности при заземленном катоде, индивидуальный подбор делителей и отбор ФЭУ , и , наконец, учитывая хорошие усилительные параметры схемы "Гарантия–2" , повышение высоковольтного напряжения питания ФЭУ при одновременном снижении числа работающих последних каскадов умножения.

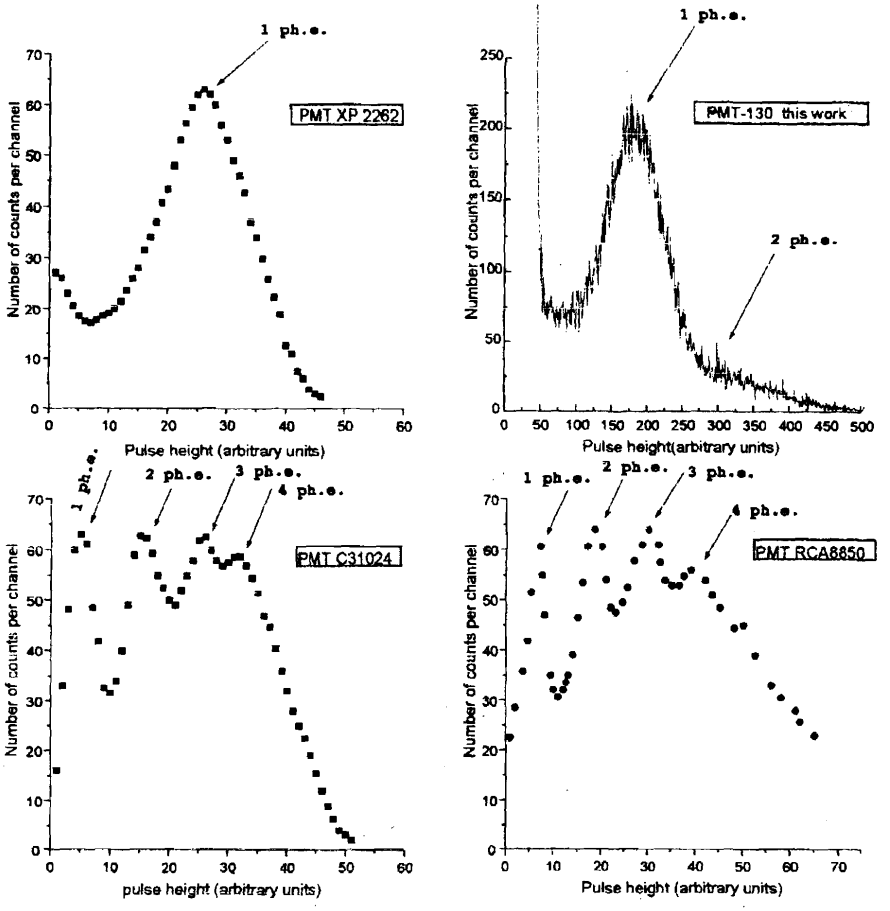
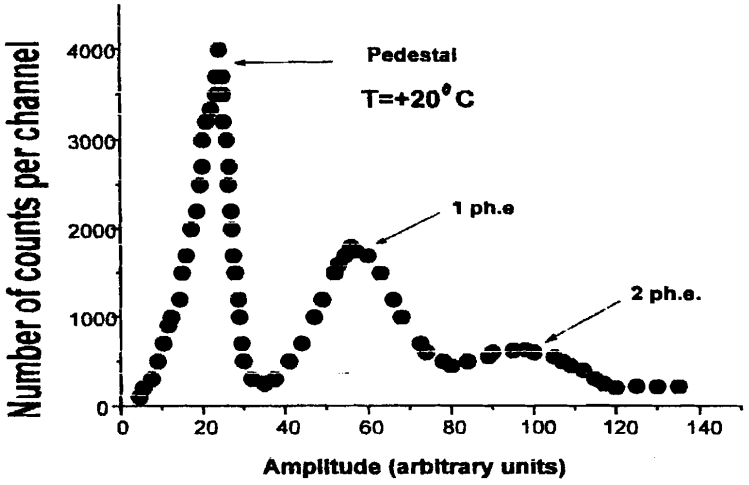


Рис.1 Амплитудные спектры импульсов фотоумножителей XP 2262, ФЭУ-130, C 31024, RCA 8850 в одноэлектронном режиме.



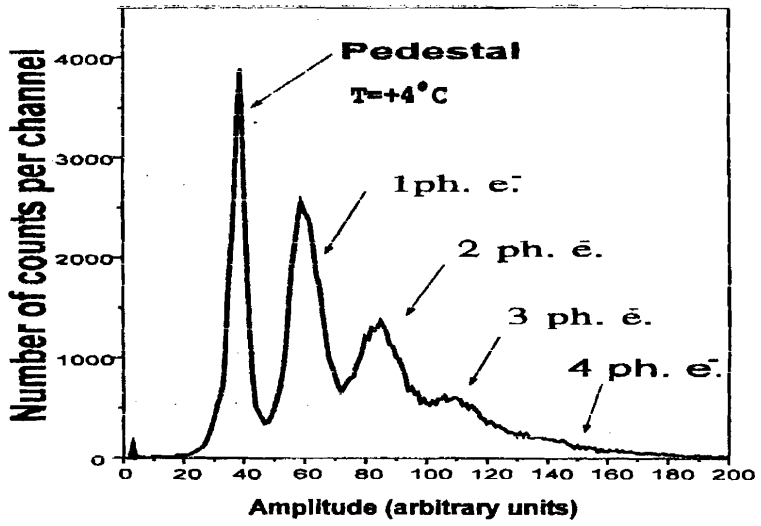


Рис.2 Амплитудные спектры импульсов лавинного фотодиода типа MRS APD при температуре 4^0C и 20^0C в одноэлектронном режиме.

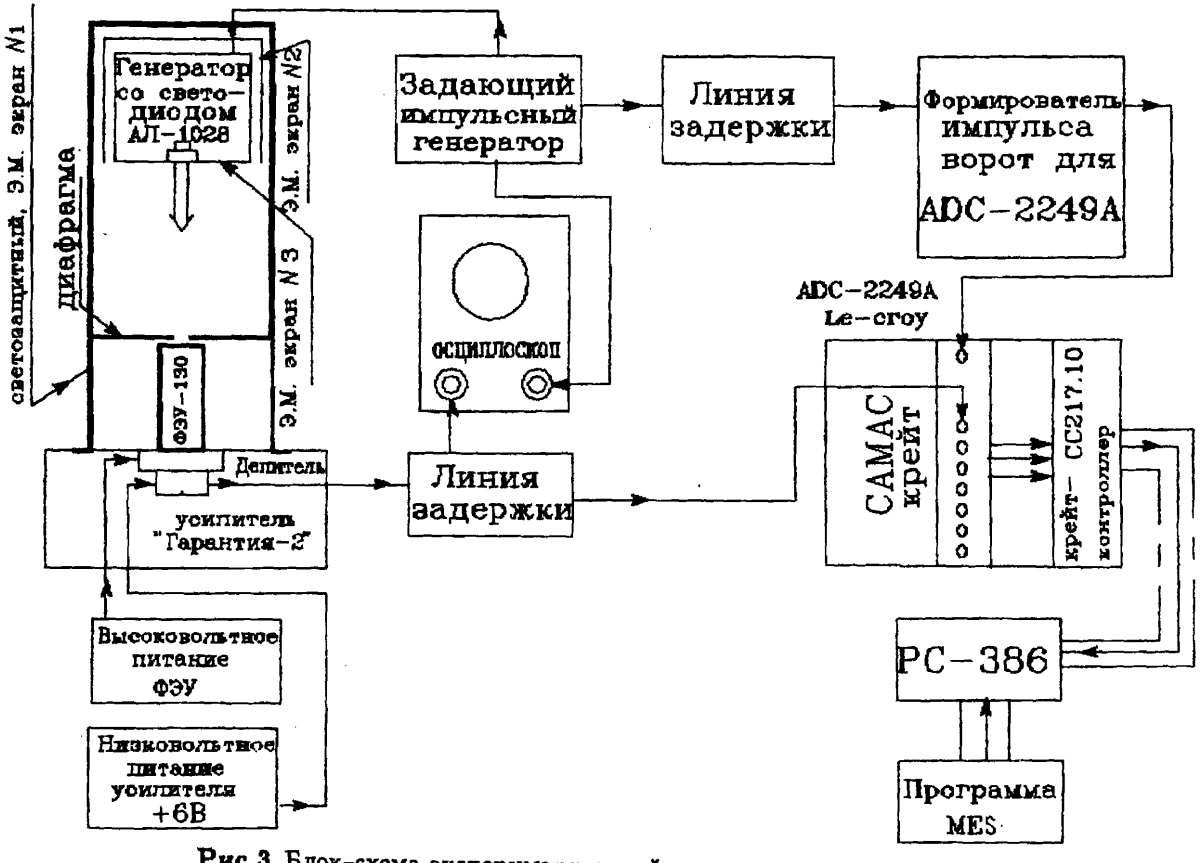


Рис.3 Блок-схема экспериментальной аппаратуры для измерения однозлектронных характеристик фотоумножителей.

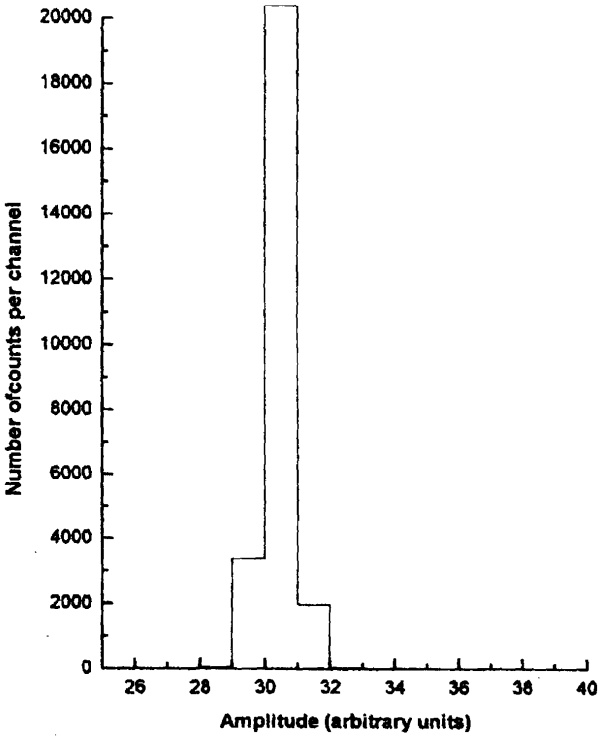


Рис.4 Амплитудный спектр импульсов ФЭУ-130 при полностью закрытом фотокатоде.

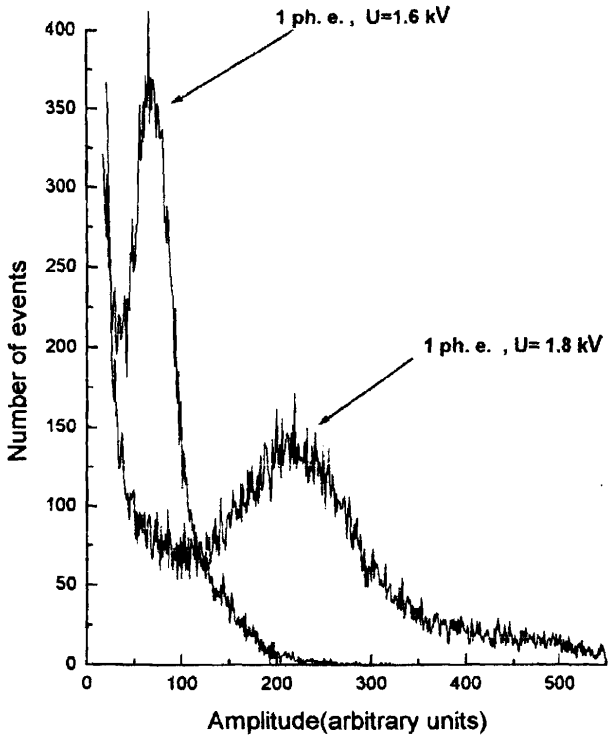


Рис.5 Амплитудные распределения одноэлектронных импульсов ФЭУ-130 при напряжениях 1.6 кВ и 1.8 кВ.

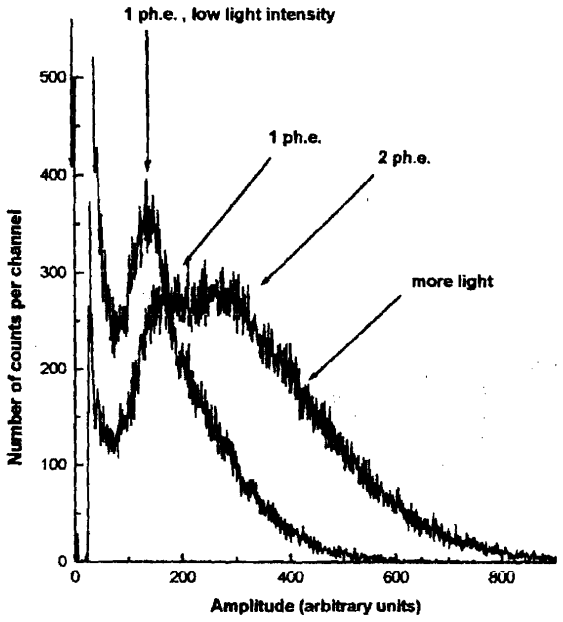


Рис.6 Амлитудные распределения импульсов ФЭУ-130 при двух интенсивностях импульсных засветок фотокатода.

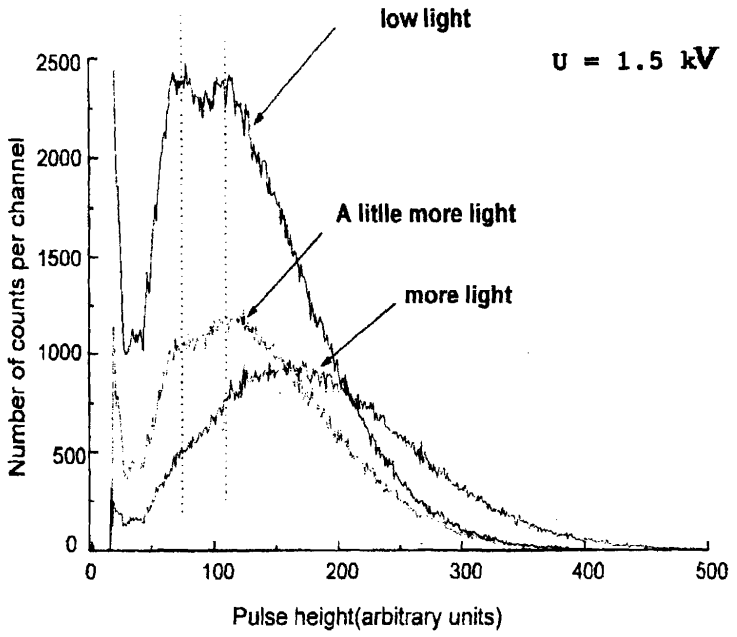


Рис.7 Амлитудные распределения импульсов ФЭУ–130 при больших интенсивностях импульсных засветок фотокатода.

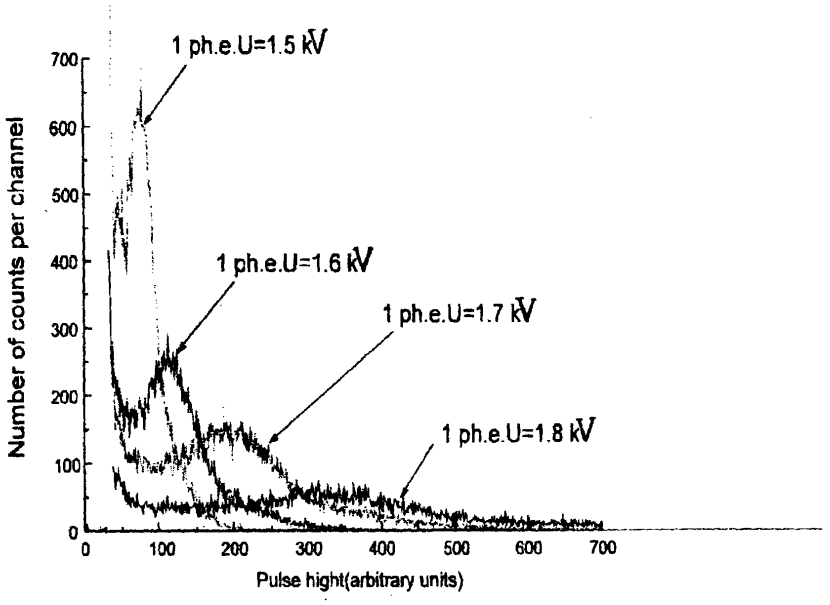


Рис.8 Амплитудные спектры импульсов ФЭУ–130 в одноэлектронном режиме при изменении напряжения от 1.5 кВ до 1.8 кВ с шагом 0.1 кВ при постоянной интенсивности засветки фотокатода.

Литература

[1] А.Н.Перцев, А.Н.Писаревский. Одноэлектронные характеристики ФЭУ и их применение. М: Атомиздат, 1971.

[2] С.С.Ветохин, И.Р.Гулаков, А.Н.Перцев, И.В.Резников. Одноэлектронные фотоприемнники. М: Энергоатомиздат, 1986.

[3] В.В.Матвеев, А.Д.Соколов. Фотоумножители в сцинтилляционных счетчиках. М: Атомиздат, 1962.

[4] Photomultiplier tubes, Philips Data Handbook, Book T9, 1985, P.191, P.210.

[5] Burle Photomultiplier Handbook, Theory, Design, Application, P.68.

[6] L.S.Peak, P.Soler, Nucl. Instr. and Meth. 1991. A301. P.341.

[7] Y.Vivra, SLAC–PUB–95-6961.

[8] A.I.Ronzhin, V.I.Rykalin, V.I.Solanik, Nucl.Instr. and Meth.1986, A248. P.190; M.Pommot Maia, P.S.Cooper, L.Stutte, V.Solatik, I.Filimonov, A.Nemitkin, Fermilab–Pub–92/155.

[9] A.Akindinov, A.Martemianov, P.Polozov, V.Golovin, "Some properties of MRS APD", International workshop at Baun, 1996; T.Gys et al., Nucl. Instr. and Meth.1995, A355. P.386.

[10] M.Adams et.al., Nucl.Instr. and Meth.1995, A366.P.263; С.А. Черный,Препринт ИФВЭ , Протвино, 1993,N 70.

[11] Gr. Hungerford, D.Y.S.Birch, Review article, Measurement Science and Technology,1996. V.7. No 2, P.121.

[12] G.A.Norton, H.M.Smith, H.R.Krall, Appl.Phys.Lett.1968. V.13. No10. P.356; J.A.Miehe et al., Nucl.Instr. and Meth.1971.97. P.195.

[13] B.Leskovar, C.C.Loo, IEEE Trans.on Nucl.Sci.1972. 19. No 3 P.50.

[14] В.А.Аношкин, Г.Г.Петров, ПТЭ. 1981. N 3. С.168; Ю.Н.Зюзин, В.В.Куртасов, ПТЭ. 1984. N 4. С.137.

[15] Н.О.Чечик, С.Т.Файнштейн, Т.М.Лифшиц, Электронные умножители. М: ГИТТЛ, 1957.

[16] J.R.Prescott, Nucl.Instr, and Meth.1966. 39. P.173.

[17] P.E.Stanley, B.A.Scoggins, "Liquid Scintillation Counting, Recent Developments", Academic Press, 1974.

[18] В.А.Аношкин, Препринт ИФВЭ, Протвино, 1988, N74.

[19] A.Gobbi et al., Nucl.Instr. and Meth.1993. A324.P.156.

[20] T.Araki, T.Uchida, S.Minami, Japan J.Appl.Phys., 1976. V.15, No 12. P.2423.

[21] Е.В.Гусев, В.М.Фролов, ПТЭ. 1982. N 2. С.193.

[22] А.В. Куликов, С.В.Трусов, ПТЭ. 1981. N 3. С.161.