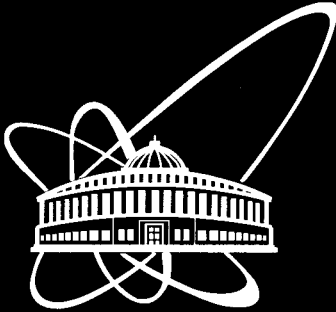




XJ0200014



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Дубна

P13-2001-135

В.А.Морозов, Н.В.Морозова

**ВЛИЯНИЕ МЕЖЭЛЕКТРОДНЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ
В ФОТОУМНОЖИТЕЛЕ
НА ОБРАЗОВАНИЕ ПОСЛЕИМПУЛЬСОВ**

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

. . 33 / 09

46

2001

Регистрация импульсного светового излучения фотоумножителями сопровождается побочными процессами, приводящими к образованию предимпульсов или послепулсов, которые могут оказать влияние на интерпретацию экспериментов, проводимых с помощью ФЭУ. При исследовании непрерывных световых потоков эти процессы приводят к дополнительному увеличению тока через ФЭУ. Достаточно подробное исследование процессов образования ПИМ отражено в работах [1–13]. Классификация ПИМ включает в себя следующие основные группы импульсов:

1. Высокочастотные импульсы (ВЧИМ), обусловленные затухающими колебаниями ($f \sim 100\text{--}200$ МГц), возникающими сразу после прохождения импульсов с крутыми фронтами на контуре, образованном паразитными емкостями и индуктивностями оконечных каскадов ФЭУ и на входе временного формирователя.
2. Импульсы оптической обратной связи (ООС). Время появления этих импульсов лежит в диапазоне 20–60 нс.
3. Импульсы ионной обратной связи (ИОС). Их появление связано с эмиссией электронов с фотокатода, близлежащих электродов и динодов при взаимодействии с положительно заряженными ионами, которые образуются при ионизации атомов и молекул остаточных газов в ФЭУ электронным током. Время появления ПИМ этого типа варьируется от десятков наносекунд до микросекунд.
4. Импульсы, возникающие вследствие инерционной эмиссии динодов и входной камеры ФЭУ. Время их появления варьируется от нескольких секунд до сотен секунд.

Учет влияния ПИМ на результаты физических экспериментов наиболее важен при анализе малых по амплитуде сигналов на фоне импульсов с большими амплитудами (регистрация процессов с малым и большим энерговыделением, например, в астрофизических исследованиях или в радиоактивном распаде при изучении времен жизни низкоэнергетических возбужденных состояний ядер или атомов автокорреляционным методом.) В связи с разнообразием физических задач возникает проблема подбора ФЭУ различных типов и оптимизации их межэлектродных потенциалов для снижения уровня регистрируемых ПИМ.

В данной работе исследовались ПИМ, обусловленные ионной обратной связью, во временном фотоумножителе–ХР2020 (№8544). В исследованиях изучалась зависимость временных характеристик ПИМ после прохождения основного импульса (ОИМ) от разности межэлектродных потенциалов. Схема делителя ФЭУ ХР2020 представлена на рис.1, где ph –фотокатод, g_1 и g_2 –фокусирующие электроды, асс–

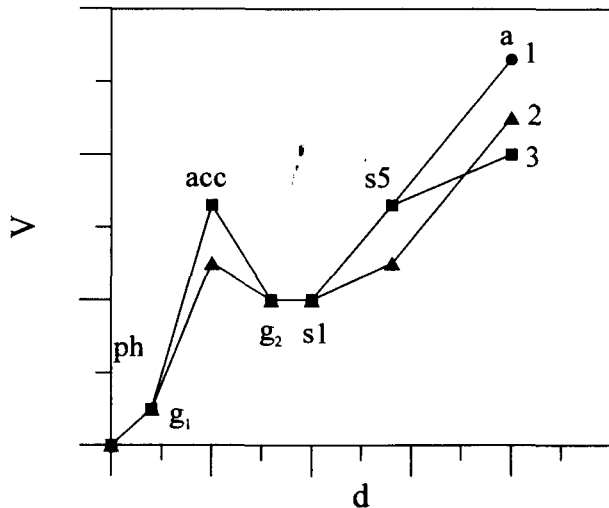
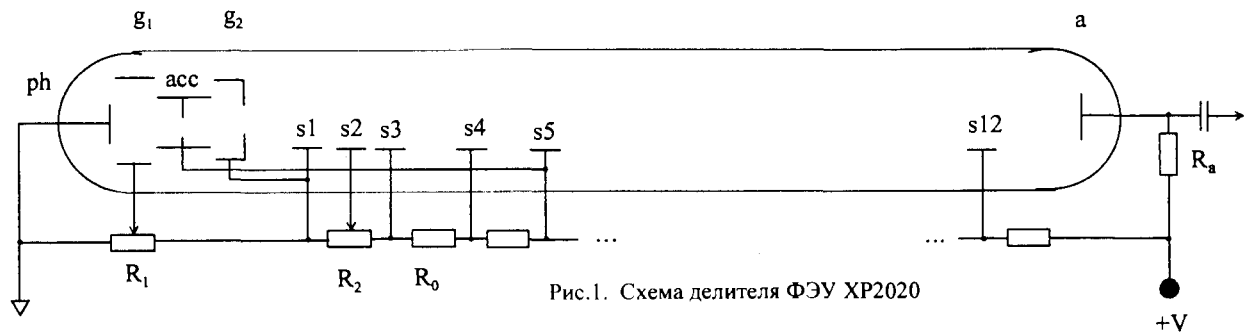


Рис.2. Упрощенная диаграмма распределения потенциалов между электродами ФЭУ для 1-й и 2-й серий измерений

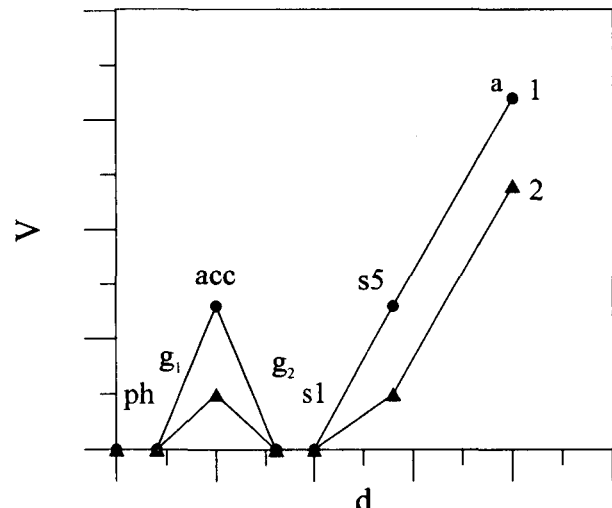


Рис.3. Упрощенная диаграмма распределения потенциалов между электродами ФЭУ для серии 3

ускоряющий электрод, s–диоды, a–анод. Потенциометры R_1 и R_2 обеспечивали получение максимального коэффициента усиления ФЭУ. Во всех сериях измерений исследовались различные режимы работы ФЭУ при постоянном токе через его делитель. Изучалась интенсивность ПИМ в зависимости от разности потенциалов на участках $ph-g_1$, $ph-g_2(s1)$, $s1(g_2)-s5(acc)$, $s5-a$. Разность потенциалов изменялась путем подсоединения различных сопротивлений параллельно исследуемому участку с сохранением постоянства тока через делитель изменением напряжения на ФЭУ. Исследования производились с использованием стандартного делителя (режим В' [14]), одного из рекомендованных для ФЭУ ХР2020. На рис.2 и 3 представлено схематичное распределение потенциалов между электродами для различных режимов питания ФЭУ, если допустить, что все сопротивления делителя одного номинала, а фотокатод заземлен. V характеризует потенциал на соответствующем электроде, а d –расстояние между электродами. Цель работы заключалась в установлении роли фокусирующей и умножительной системы ФЭУ в процессе образования ПИМ.

Аппаратура

В измерениях использовался автокорреляционный спектрометр (см. рис.4). Он включал в себя: ФЭУ ХР2020, дискриминатор (Д)–ОРТЕС CFD-584, длительность импульса которого, подаваемого на временной анализ, была равна 10 нс; одновибратор (О), длительность импульса которого $T=1,5$ мкс была равна длительности анализируемого временного интервала; ЛЗ–линия задержки, введенная для исключения самосовпадений $\Delta t > 10$ нс, стробируемая схема совпадений (СС); время–амплитудный преобразователь (ВАП)–ОРТЕС ТРНС-476 и генератор (Г) со светодиодом (СД), излучающим в красной области спектра. Сопротивление нагрузки ФЭУ $R_n=50$ Ом, а опорного сопротивления делителя $R_0=64$ кОм.

Результаты исследований

В каждой из серий проведенных измерений, за исключением одной, сохранялась амплитуда светового импульса для обеспечения постоянного числа фотонов, попадающих на фотокатод ФЭУ, а также устанавливалось постоянное отношение соответствующего порога дискриминатора V_d относительно амплитуды выходного сигнала $-U : V_d/U = \text{const}$.

1. Серия $V(ph-s5) = \text{const}$, $N_{\text{ПИМ}} = f(V(s5-a))$.

Характер изменения межэлектродных потенциалов в этом режиме представлен на диаграмме рис.2 (кривые 1–3). Обозначение $V(ph-s5)$ –это разность потенциалов между

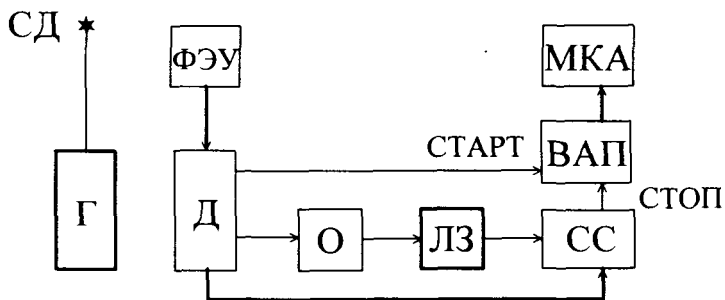


Рис.4. Блок-схема автокорреляционного спектрометра

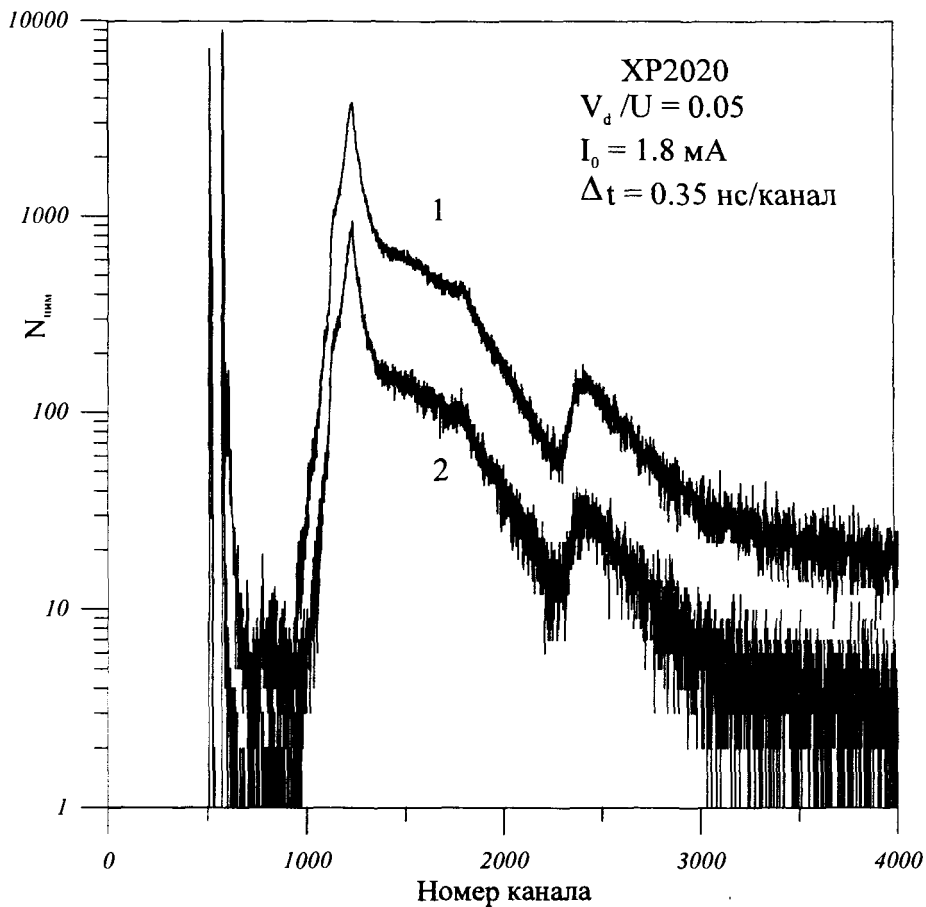


Рис.5. Временное распределение ПИМ при $N_{\text{пим}}=f(V(s5-a))$: 1—для стандартного делителя ФЭУ, 2—для пониженного напряжения на участке s5-a ($\Delta V=400$ В по сравнению со стандартным делителем)

фотокатодом и пятым динодом. Кривая 1 соответствует стандартному распределению потенциалов на электродах ФЭУ, а на рис.5 (кривая 1) представляет временной спектр ПИМ для этого случая. На рис.6 показано влияние разности потенциалов окончных диодных каскадов ФЭУ на интенсивность ПИМ. Как видим, изменение интенсивности ПИМ при изменении разности потенциалов на 250 В невелико и фактически не превышает 10%. Разброс точек в основном определяется точностью в установлении порога срабатывания дискриминатора V_d по отношению к амплитуде ОИМ. Некоторое увеличение интенсивности регистрируемых ПИМ может быть связано как с увеличением коэффициента усиления ФЭУ, так и с процессом дополнительной ионизации атомов в ускорительных промежутках окончных каскадов ФЭУ. Но процесс дополнительной ионизации атомов в междиодных промежутках ФЭУ, очевидно, играет незначительную роль при токах в импульсе, не превышающих нескольких десятков миллиампер, что подтверждается данными, представленными на рис.5. Видно (кривая 2), что при уменьшении разности потенциалов на промежутке s5-a на 400 В заметного сдвига пиков в спектре ПИМ не наблюдается.

2. Серия $V(ph-s1)=const$, $V(s5-a)=const$, $N_{ПИМ}=f(V(s1-s5))$.

В этой серии измерений изменялась разность потенциалов между диодами s1 и s5, а фактически, между электродами acc(s5) и ph,g1,g2 в пределах кривых 1 и 2–рис.2. Зависимость числа ПИМ от разности потенциалов $V(s1-s5)$ представлена на рис.7. Полученное распределение–результат измерений с подбором потенциалов $V(g1)$ и $V(s2)$ для получения максимального коэффициента усиления ФЭУ после каждого изменения разности потенциала $V(s1-s5)$. Это распределение свидетельствует о том, что при корректном подборе фокусирующих потенциалов на участке ph-s2 не происходит существенного увеличения интенсивности ПИМ при изменении разности потенциала $V(s1-s5)$. Разность потенциалов на промежутке s1-s5 изменялась от 300 до 450 В, а на участке ph-acc от 715 до 865 В. Наблюденное заметное смещение максимумов в распределении ПИМ в зависимости от разности потенциалов $V(acc-ph)$ (рис.8) свидетельствует о том, что фокусирующая камера ФЭУ является основным источником образования ПИМ, а разное влияние потенциалов на промежутке ph-acc на положение разных максимумов свидетельствует о том, что в массовом спектре ионов имеются по крайней мере две массы.

3. Серия $V(ph-g1-g2(s1)) = 0$, $V(s5-a)=const$, $N_{ПИМ}= f(V(s1-s5))$.

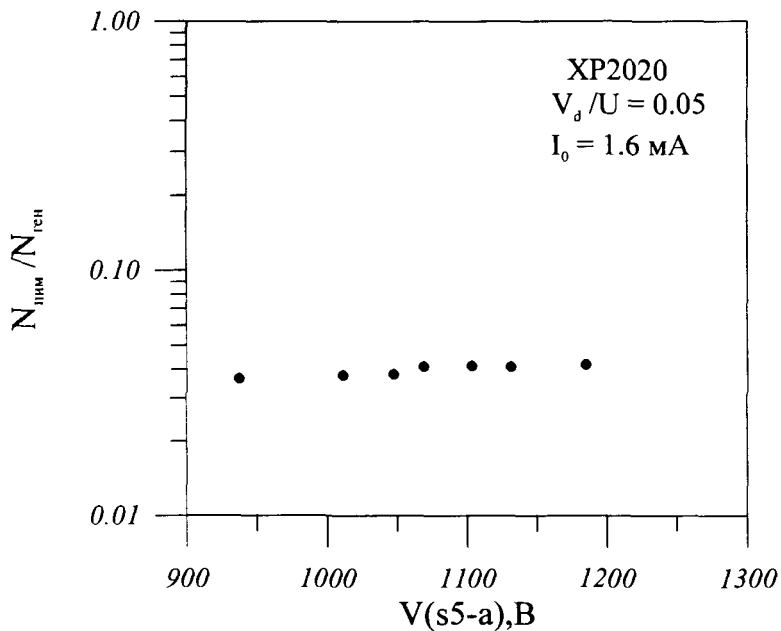


Рис.6. Интенсивность ПИМ в зависимости от разности потенциалов $V(s5-a)$ при $V(ph-s5)=const$

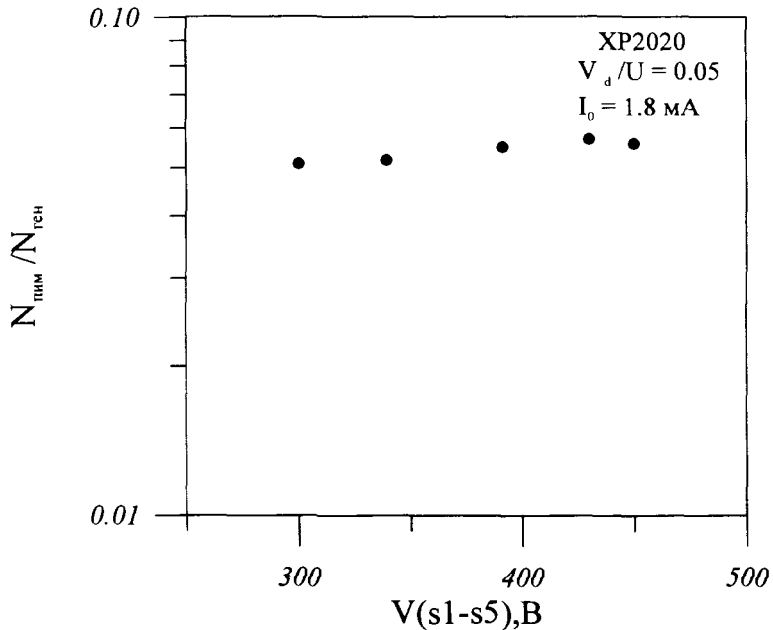


Рис.7. Интенсивность ПИМ в зависимости от разности потенциалов $V(s1-s5)$ при $V(ph-s1)=const$ и $V(s5-a)=const$

Вид распределения потенциалов и пределы их изменения представлены на рис.3 (кривые 1 и 2). В этих условиях единственным активным элементом в фокусирующей камере ФЭУ остается только ускоряющий электрод-асс, от которого, как можно предполагать, положительно заряженные ионы перемещаются в направлении фотокатода и g_1 , а также g_2 и первого динода. Эта серия измерений позволила изменить разность потенциалов на промежутке ph-асс по сравнению с измерениями в предыдущей серии, в которой относительное изменение разности потенциалов на участке асс- g_2 было существенно больше, чем на участке асс-ph. Этот режим измерений позволяет существенно уменьшить разность потенциала $V(\text{ph-асс})$ по сравнению с режимом стандартного делителя ФЭУ и установить разность потенциалов $V(\text{ph-асс})=V(g_2\text{-асс})$. При изменении этой разности за счет уменьшения разности потенциала $V(s_1-s_5)$ можно оценить скорость дрейфа к фотокатоду положительно заряженных ионов и также определить интенсивность ПИМ. На рис.9 и рис. 10 представлены эти зависимости. Из временного распределения ПИМ мы можем установить район генерации положительно заряженных ионов, образующих ПИМ. Для этого воспользуемся соотношением

$$Mv^2/2=qV,$$

где v —скорость ионов с массой M , q —заряд иона, V - разность потенциала на участке ускорения ионов. Учитывая известные данные, считаем ионы однозарядными. Так как место локализации ионов при разных потенциалах на ФЭУ (V_1 и V_2) в первом приближении одно и то же, то находим, что $(t_2/t_1)^2=V_1/V_2$ или $V_1=(t_2/t_1)^2 V_2$. Время t_2 и t_1 характеризует время появления ПИМ после прохождения ОИМ при разности потенциалов на определенных электродах ФЭУ— V_1 и V_2 . Для первого затянутого распределения в районе $N_k \sim 1000$ $V_1 = 1,50 V_2$, а для второго четко выраженного пика в районе $N_k \sim 1400$ $V_1 = 1,49 V_2$. По соотношению потенциалов видно, что на ионы обоих распределений действует одна и та же разность потенциалов. Сравним эти отношения с теми разностями потенциалов, которые установились на электродах ФЭУ в этих режимах. Напряжение на ФЭУ изменялось с 2350 до 2100 В, т.е. $V_1 = 1,12 V_2$, а разность потенциалов между фотокатодом и ускоряющим электродом изменялась с 550 до 380 В, т.е. $V(\text{ph-асс})_1 = 1,45 V(\text{ph-асс})_2$. Эти данные свидетельствуют о том, что основная часть ионов, образующих ПИМ, возникает в промежутке фотокатод–ускоряющий электрод. Возможен также и вариант: ускоряющий электрод—первый и второй фокусирующий электроды или первый динод.

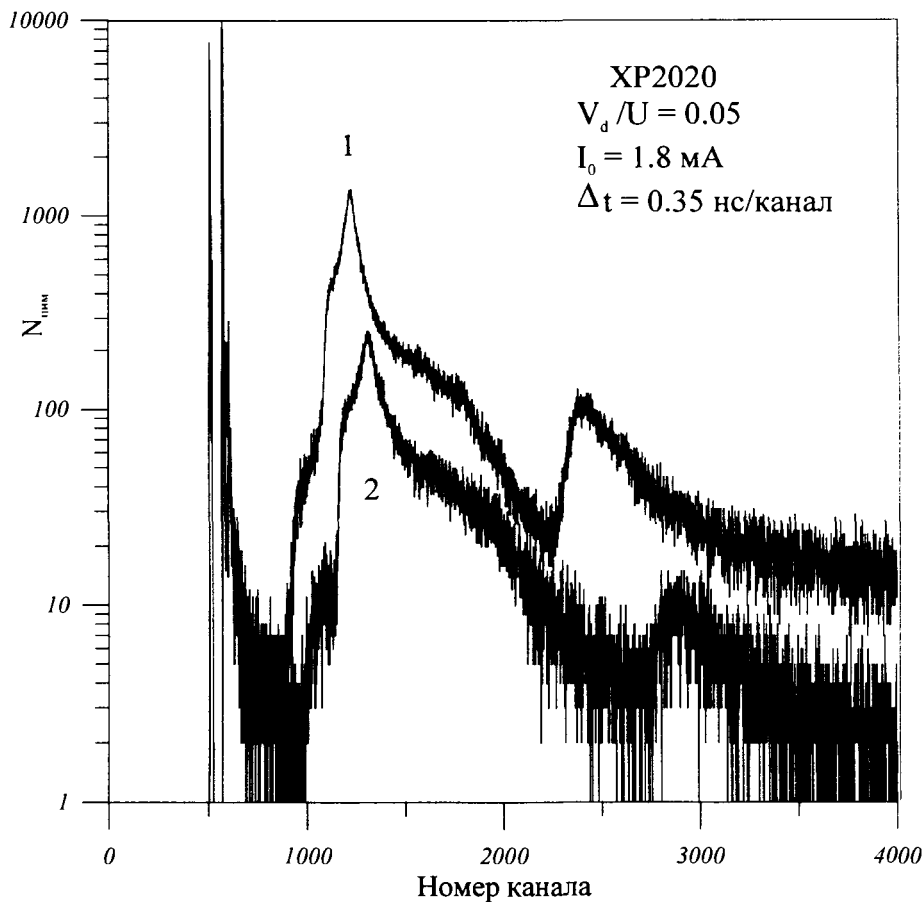


Рис.8. Временное распределение ПИМ в зависимости от разности потенциалов $V(s1-s5)$ при $V(ph-s1)=const$ и $V(s5-a)=const$: 1. $\Delta V(s1-s5)=450$ В. 2. $\Delta V(s1-s5)=300$ В

При изменении потенциала V_{acc} происходит изменение интенсивностей групп ПИМ, расположенных в начале и в середине временного спектра. Возникновение этих групп, возможно, обусловлено разным направлением движения положительных ионов и местом генерации вторичных электронов. На рис.10 представлены зависимости изменения интенсивности двух групп ПИМ: в интервале от 550-го до 1000-го канала и с 1000-го до 4000-го канала от напряжения на ФЭУ. Первая группа ПИМ не может быть объяснена ни ВЧИМ, ни ООС, так как ее интенсивность спадает по мере роста напряжения на ФЭУ.

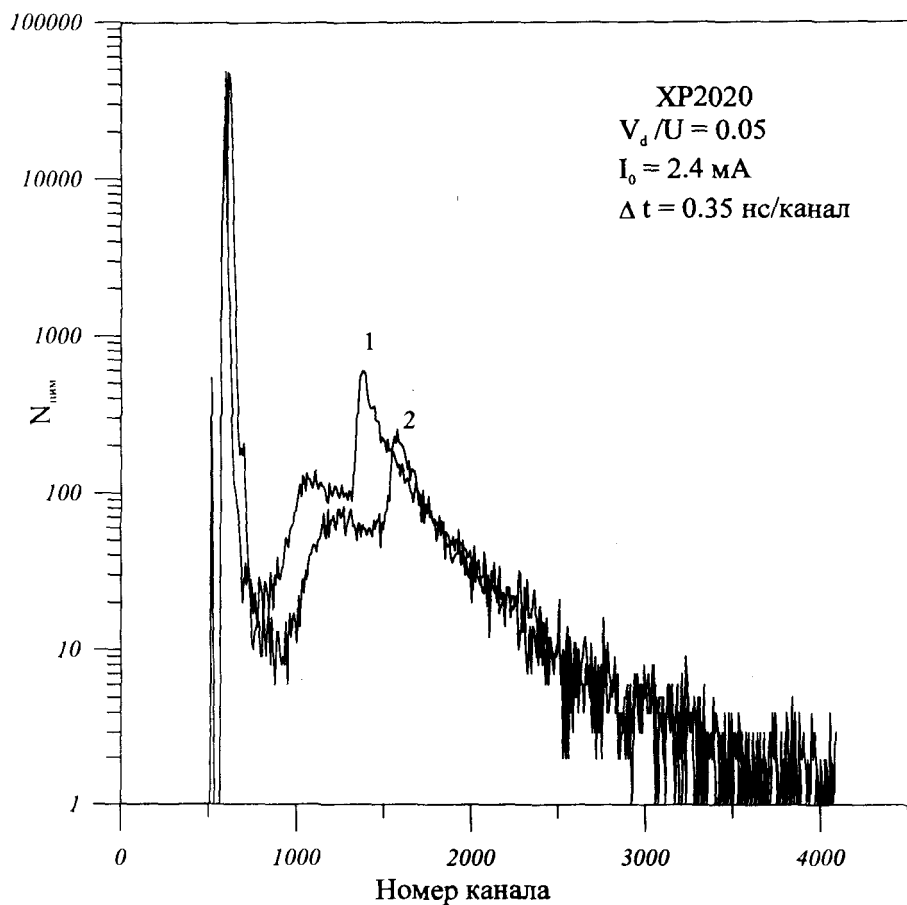


Рис.9. Временное распределение ПИМ в зависимости от разности потенциалов $V(s1-s5)$ при $V(ph-g1-g2(s1))=0$ и $V(s5-a)=const$: 1. $\Delta V(s1-s5)=100$ В. 2. $\Delta V(s1-s5)=200$ В

Возможно, изменение интенсивности этой группы импульсов связано с изменением условий фокусировки вторичных электронов, образованных фотоэлектронами или ИОС. Характер изменения интенсивности второй группы импульсов может объясняться, например, ростом коэффициента усиления ФЭУ по мере роста напряжения на нем. Увеличение порога срабатывания V_d приводит к исключению четко выраженного пика в районе $N_k = 1500$ (рис.11), что свидетельствует о меньшей энергии электронов, образующих этот пик по сравнению с менее четким распределением в районе $N_k = 1000$.

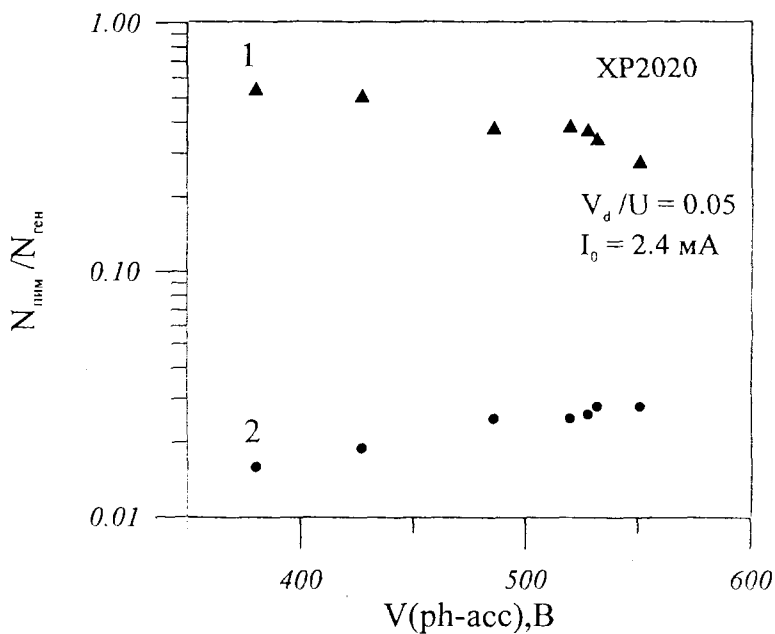


Рис.10. Интенсивность ПИМ в зависимости от разности потенциалов $V(s1-s5)$ при $V(\text{ph-g1-g2}(s1))=0$ и $V(s5-a)=\text{const}$: 1. $\Delta N_k=550-1000$. $\Delta N_k=1000-4000$

Это может означать, например, что в формировании пика участвуют ионы в объеме между электродами ph-g1, а затянутае распределение формируется в объеме между электродами асс-ph.

4. Серия $V=\text{const}$, $V(\text{ph-g2})=\text{const}$, $N_{\text{ПИМ}}=f(V(\text{ph-g1}))$.

На рис.12 представлена зависимость интенсивности ПИМ от разности потенциала между фотокатодом и первым фокусирующим электродом в ФЭУ. Четко выраженный минимум в этом распределении соответствует максимальному коэффициенту усиления при фиксированном напряжении на ФЭУ. А максимальный коэффициент усиления соответствует более полному сбору фотоэлектронов, испущенных с фотокатода.

5. Серия $V(\text{ph-a})=\text{const}$, $V_{\text{ПИМ}}=f(U)$.

В этой серии измерений изменялась амплитуда светового импульса СД при неизменном напряжении на ФЭУ с целью проверки факта аномальной (обратно пропорциональной) зависимости максимальной амплитуды ПИМ относительно амплитуды основного выходного импульса ФЭУ, как это было установлено в работе [13].

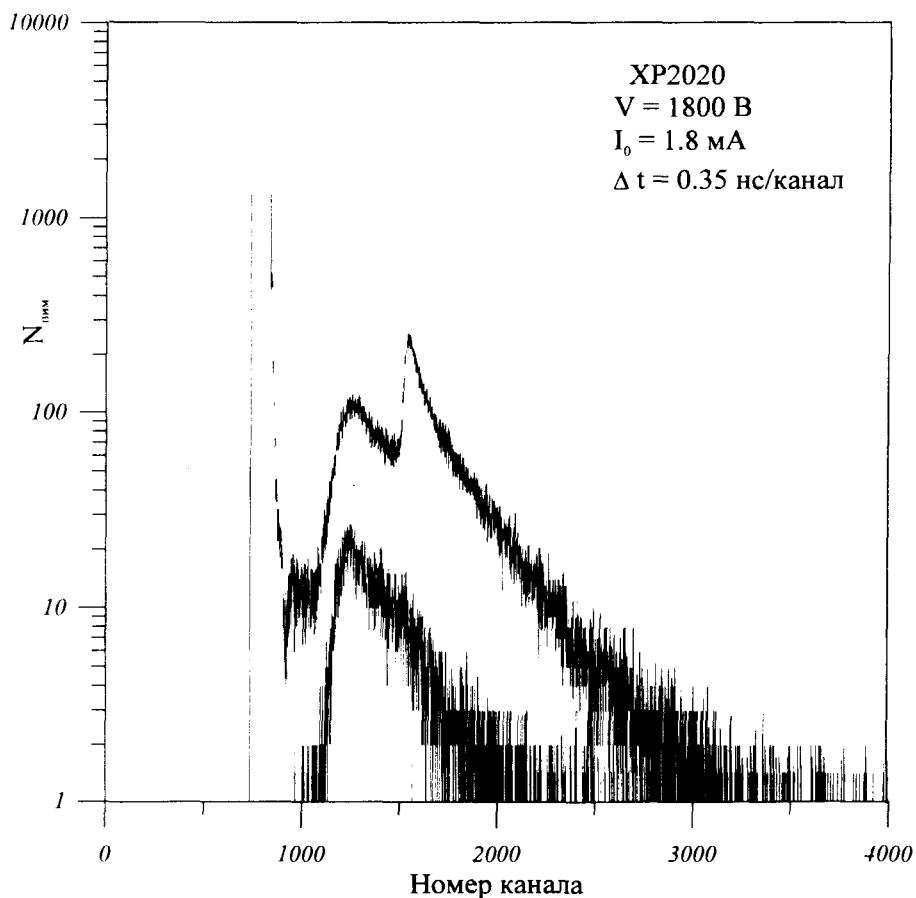


Рис.11. Временное распределение ПИМ в зависимости от порога дискриминатора:
 1. $V_d=0.05$. 2. $V_d=0.35$

Проведенные измерения подтвердили такую же закономерность и для ФЭУ XP2020 (см. рис.13), т.е. было обнаружено, что относительная амплитуда ПИМ растет по мере уменьшения амплитуды основного импульса. Это фактически свидетельствует о том, что при определенных напряжениях на ФЭУ абсолютные амплитуды ПИМ изменяются в меньшей степени по сравнению с амплитудами ОИМ. Поэтому можно предположить, что возникновение ПИМ происходит преимущественно в результате взаимодействия одиночного иона с конструкционными материалами ФЭУ. К такому заключению приводят также следующие факты: по оценке Биркса [15] при использовании

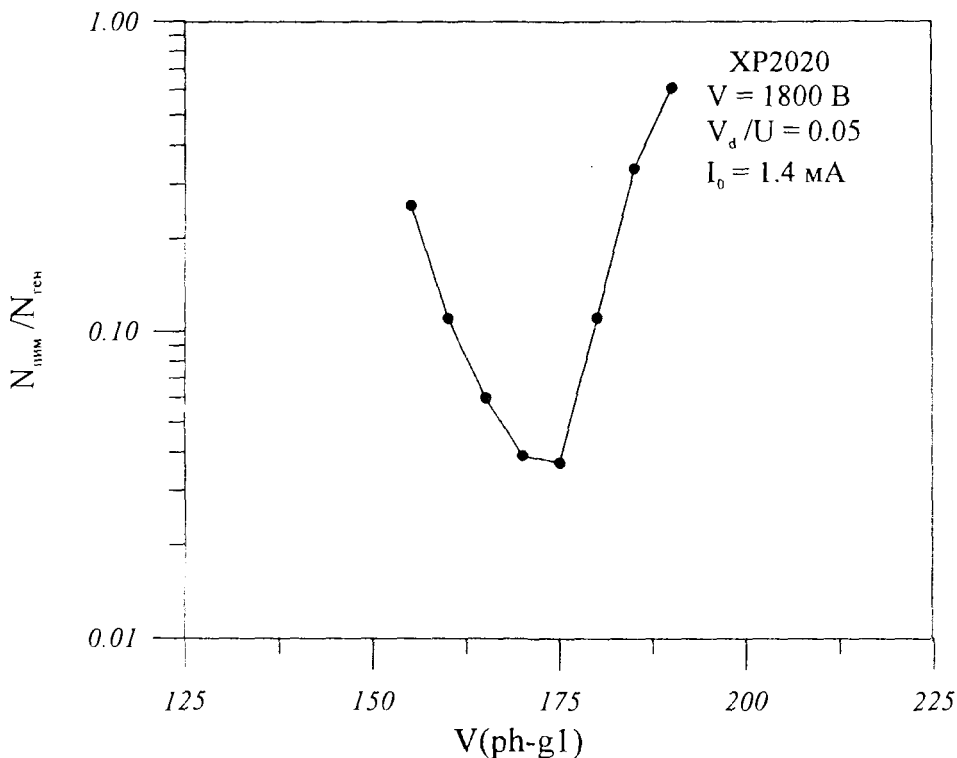


Рис.12. Интенсивность ПИМ в зависимости от разности потенциалов $V(\text{ph-g1})$ при $V(\text{ph-g2})=\text{const}$ и $V(\text{ph-a})=\text{const}$

органических сцинтилляторов энергетический коэффициент конверсии излучения в ФЭУ в фотоэлектроны может быть от 0,3 до 1,5 фотоэлектрон/кэВ, т.е. при $E=1000$ кэВ эта величина будет находиться в интервале от 300 до 1500 фотоэлектронов. В работе [13] было показано, что при напряжении на ФЭУ, равном 2000 В, и пороге $V_d/U=0.05$ отношение $N_{\text{ПИМ}}/N_{\text{ОИМ}} \sim 0,01$, т.е. возможное число образованных положительно заряженных ионов не превышает 3–15. И в отличие от электронной лавины, связанной с ОИМ, в которой размытие импульса определяется типом сцинтиллятора и степенью изохронности траекторий электронов и не превышает для данного типа ФЭУ и пластмассового сцинтиллятора нескольких наносекунд (ширина импульса на полувисоте < 3 нс), дрейф к фотокатоду различных ионов, образованных в единичном акте зарегистрированного излучения, может иметь разброс по времени регистрации от

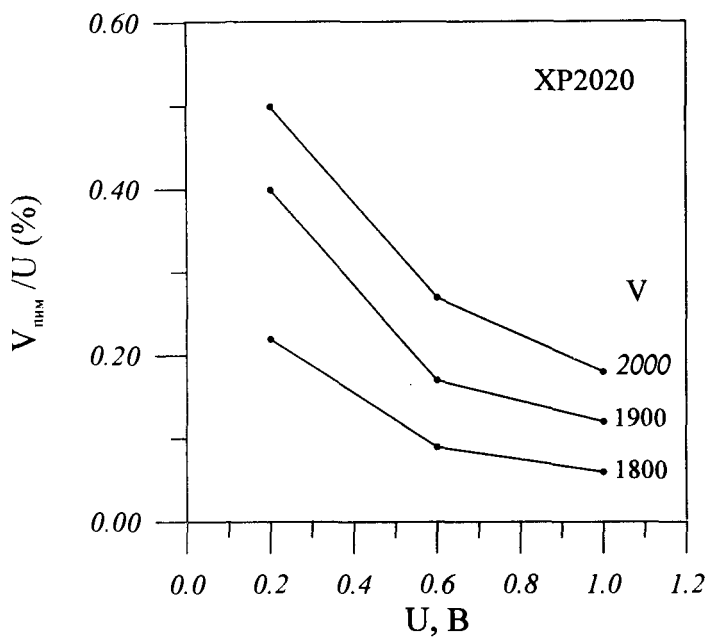


Рис.13. Зависимости отношения амплитуд $V_{\text{пик}}/U$ от U и V для ФЭУ XP2020

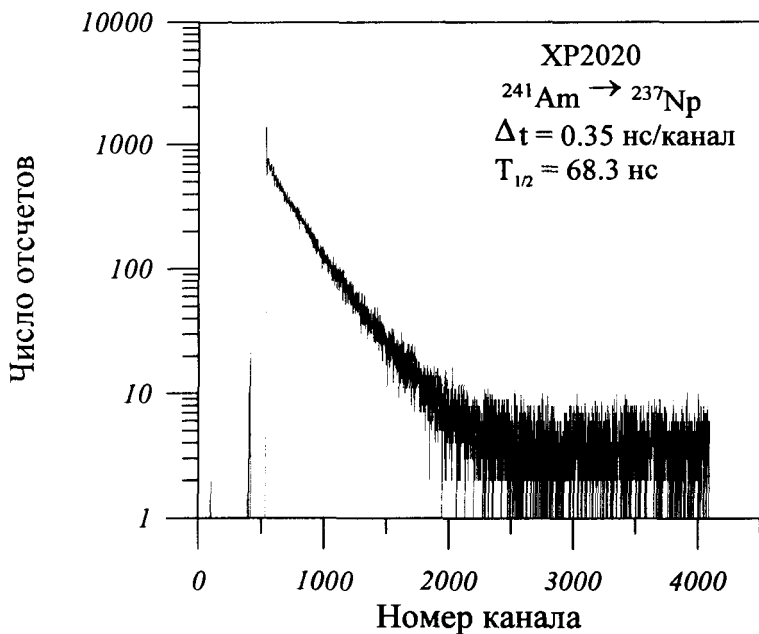


Рис.14. Измерение времени жизни изомерного состояния с энергией $E=59,5$ кэВ в ^{237}Np

наносекунд до микросекунд. Это обстоятельство не должно приводить к полному суммированию электронного тока, инициированного всеми ионами, учитывая длительность импульса тока на выходе ФЭУ. Поэтому амплитуда ПИМ будет, очевидно, определяться в основном коэффициентом эмиссии электронов при взаимодействии иона с фотокатодом ФЭУ, разностью потенциалов в фокусирующей камере ФЭУ и только частично вследствие эффекта суммирования. Поэтому при определенном напряжении на ФЭУ амплитуды ПИМ не должны претерпевать существенных изменений для разных по амплитуде выходных сигналов, что и наблюдается на опыте.

После оптимизации межэлектродных потенциалов ФЭУ ХР2020 было проведено измерение времени жизни изомерного состояния с энергией $E=59,5$ кэВ ($T_{1/2}=68,3$ нс) в ^{237}Np (см. рис.14). Для регистрации низкоэнергетических электронов с энергией $E_{\beta}(59.5)=37,4$ кэВ и α -частиц с энергией $E_{\alpha}=5389$ кэВ использовался 4 π -пластмассовый сцинтиллятор. Как видим, несмотря на регистрацию низкоэнергетического излучения, наряду с высокоэнергетическим, удается полностью исключить временное распределение, обусловленное ПИМ. Измерения проводились на автокорреляционном однокристалльном сцинтилляционном временном спектрометре [16].

Заключение

Примененный метод исследования временных характеристик ПИМ, обусловленных ИОС, дает более однозначные результаты по сравнению с измерением амплитудных распределений ПИМ с ФЭУ при варьировании потенциалов на различных участках ФЭУ. В проведенных экспериментах в основных сериях измерений амплитуда светового импульса, генерируемого СД, не изменялась, т.е. число фотонов, облучающих фотокатод, и число фотоэлектронов, образующихся во входной камере ФЭУ, было постоянным. Необходимо отметить, что количество прошедших от сцинтиллятора фотонов и первичных фотоэлектронов, образованных в фокусирующей камере ФЭУ, будет постоянным независимо от напряжения на ФЭУ. Постоянным будет также и число ионов, возникающих за счет ионизации первичными фотоэлектронами. Поэтому, если коэффициент сбора фотоэлектронов уменьшается, т.е. уменьшается амплитуда полезного сигнала, а амплитудное распределение ПИМ не претерпевает существенных изменений, особенно при малых порогах срабатывания дискриминатора, то обратная пропорциональность амплитуд ПИМ амплитудам ОИМ находит свое естественное

объяснение. Следует ожидать, что энергетические распределения фотоэлектронов и вторичных электронов, обусловленных ИОС, будут различными. Различаться будут также и основные места генерации фотоэлектронов и ИОС: в первом случае – фотокатод, во втором – весь объем ФЭУ. Различаться будут и условия фокусировки фотоэлектронов, вторичных электронов и положительно заряженных ионов. Разделить влияние всех этих процессов на образование ПИМ невозможно, однако можно установить роль межэлектродных потенциалов на формирование амплитуд основных импульсов, образующихся за счет фотоэлектронов, и послеимпульсов, образующихся за счет ионов обратной связи. Проведенные исследования показали, что определяющую роль на формирование ОИМ и ПИМ оказывает фокусирующая камера ФЭУ. Причем чем выше коэффициент сбора фотоэлектронов, тем меньше отношение числа ПИМ к ОИМ при определенном отношении V_d/U . Влияние разности потенциалов между последними диодными промежутками и анодом s5-a на вероятность образования ПИМ при токе в импульсе до 20 мА невелико. То же заключение заведомо верно и для промежутка s1-s5, так как на этом участке не только разность потенциалов между диодами меньше, но меньше и плотность электронного тока.

Таким образом, при использовании стандартного делителя ФЭУ XR2020 для уменьшения доли регистрируемых ПИМ по отношению к ОИМ необходима оптимизация потенциалов на фокусирующих электродах ФЭУ – g1 и s2 для получения максимального коэффициента усиления, т.е. оптимизация условий фокусировки фотоэлектронов. Вторым важным моментом является подбор среди однотипных ФЭУ фотоумножителя, фотокатод которого имеет большую квантовую эффективность. Связь материала фотокатода с интенсивностью ПИМ была установлена в работе [17]. В ней было показано, что ФЭУ R7110U-40 с фотокатодом из GaAsP имеет в два раза меньший уровень ПИМ по сравнению с ФЭУ R7110U-07, имеющим многощелочной фотокатод. Квантовая эффективность фотокатода GaAsP достигала 40%. Уровень ПИМ, возможно, удастся понизить при использовании рефлекторного фотокатода из GaAsP [18], так как в этом случае должны существенно измениться условия фокусировки положительно заряженных ионов. Это может дать возможность существенного снижения низкоэнергетического порога регистрируемого излучения при сохранении допустимого предела в величине $N_{\text{ОИМ}}/N_{\text{ПИМ}}$.

Для уменьшения влияния ПИМ, образующихся в ФЭУ, при регистрации низкоэнергетического излучения на фоне высокоэнергетического излучения необходимо:

- оптимизировать, в первую очередь, потенциалы фокусирующих электродов для получения максимального коэффициента усиления ФЭУ;
- применять ФЭУ с высокой квантовой эффективностью фотокатода;
- использовать сцинтиллятор с высоким световым выходом;
- использовать высокоэффективный отражатель для сцинтиллятора.

Авторы благодарны В.Б.Бруданину, В.Г.Егорову и В.Г.Калинникову за оказанное содействие в проведении исследований.

Список литературы

1. Майлинг В., Стари Ф. // Наносекундная импульсная техника, М.: Атомиздат, 1973, С.384.
2. Ланько Э.В., Домбровская Г.С. // ПТЭ, 1967, №5, С.218.
3. Ветохин С.С., Гулагов И.Р., Перцев А.И. // Одноэлектронные фотоприемники. М.: Энергоатомиздат. 1986.
4. Morton G.A., Smith H.M., Wasserman R. // IEEE Trans. NS-14.1972. P.433.
5. Krall H.R. // IEEE Trans. NS-14. 1967. P.455.
6. Matheson R.M., Heloy F.A. // IEEE Trans. NS-15.1968. P.195.
7. Stevens S.S., Langworth J. // IEEE Trans. NS-19.1972. P.356.
8. Coates P.B. // J.Phys D: Appl.Phys. 1973 V.6. №10. P.1159.
9. Yamashita M., Yura O., Kamada Y. // Nucl. Instr. and Meth. 1982. V.196. P.199
10. Incandela J.R., Ahlen S.P., Beatty J. Et all. // Nucl. Instr. and Meth. 1988. V.A269. P.237.
11. Moszynski M., Costa G.J., Guillaume et.all. // Nucl. Instr. and Meth. 1991. V.A307. P.97.
12. Ranucci G., Bonetti S., Cavaletti R. et all. // Nucl. Instr. and Meth. 1993. V.A303. P.276.
13. Морозов В.А, Морозова Н.В. // ПТЭ, 1997, №4, С.97-101.
14. PHILIPS. Data handbook. Electron tubes. Part 9. 1980.
15. Birks J.B. In Proc.Conf.Nucl.Electronics,Belgrade 1961,Vol.1,IAEA,Vienna 1962,P.17.
16. Морозов В.А, Чурин И.Н., Морозова Н.В. – ПТЭ, 1998, №5, С.21.
17. R.Mirzoyan, D.Ferenc, E.Lorenz // Nucl. Instr. and Meth. A442(2000) P.140-145.
18. D.Ferenc. // Nucl. Instr. and Meth. A442(2000) P.150-155.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 июня 2001 года.

Морозов В.А., Морозова Н.В.
Влияние межэлектродных потенциалов в фотоумножителе
на образование послеимпульсов

P13-2001-135

Изучено влияние разности межэлектродных потенциалов в ФЭУ XP2020 на интенсивность образования послеимпульсов, обусловленных ионной обратной связью. Показано, что определяющую роль в этом процессе играет промежуток фотокатод — первый динод, динодная система играет незначительную роль при токах в импульсе, не превышающих нескольких десятков миллиампер. Предполагается, что anomальное отношение амплитуд послеимпульсов основных импульсов может определяться процессом регистрации одиночных ионов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Джелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

Перевод М.И.Потапова

Morozov V.A., Morozova N.V.
Effect of Interelectrode Potentials in the Photomultiplier
on Formation of Afterpulses

P13-2001-135

The effect of the interelectrode potential difference in the XP2020 photomultiplier on the intensity of formation of afterpulses caused by ion feedback is studied. It is shown that the photocathode — first dynode gap plays a decisive role in this process while the dynode system is of minor importance at pulse currents below a few tens of milliamperes. It is also shown that the anomalous ratio between the afterpulse amplitudes and basic pulse amplitudes can be governed by the process of single ion detection.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 2001

Редактор М.И.Зарубина. Макет Р.Д.Фоминой

Подписано в печать 12.07.2001
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 1,1
Тираж 315. Заказ 52778. Цена 1 р. 32 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области