

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Физический факультет

Кафедра Физики Элементарных Частиц

*Квалификационная работа на
соискание степени бакалавра.*

**Изучение регистрации света различных
сцинтилляторов лавинными фотодиодами.**

Епифанов Денис Александрович

Научный руководитель:

к.ф.-м.н. с.н.с. ИЯФ СО РАН
Шварц Борис Альбертович

Новосибирск - 1999 г.

Содержание.

Введение	-2-
Основные принципы работы APD и PIN диодов	-4-
Измерение основных характеристик	-8-
Тракт съёма сигнала с PD и электронный шум	-13-
Исследование дробового шума	-18-
Измерение фактора избыточного шума — F	-22-
Исследование разрешения сцинтилляционного счетчика на основе кристаллов: CsI(Tl), BGO , лютеций–алюминиевого граната, с применением APD и PIN PD.	-25-
Большой счетчик на основе кристалла CsI(Na) и PIN фотодиода	-34-
Заключение	-35-
Список использованной литературы	-36-

Введение.

В настоящее время сцинтилляционные кристаллы широко используются в самых различных областях человеческой деятельности для регистрации γ квантов и измерения их энергии.

В физике высоких энергий сцинтилляционные кристаллы применяются в электромагнитных калориметрах, являющихся важной частью современных детекторов элементарных частиц [1]. Сцинтиллятором называется вещество, в котором часть энергии, оставленной ионизирующей частицей, идет на образование световой вспышки. В устройствах с использованием сцинтилляторов в качестве фотоприемников широко используются фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Их высокий коэффициент усиления (до 10^7) позволяет снимать с анода ФЭУ достаточно большой сигнал, не требующий дальнейшего усиления. При этом как шумами электроники так и термоэмиссией с фотокатода обычно можно пренебречь.

В современных детекторах возникает необходимость размещения калориметра в области с сильным магнитным полем, где обычный ФЭУ не работает. Одним из решений оказывается применение полупроводникового фотодиода (ФД). При попадании фотона в область р-п перехода происходит рождение электронно – дырочной пары; дрейф носителей в электрическом поле диода приводит к возникновению импульса тока в цепи диода.

Кроме способности работать в магнитном поле, ФД обладает следующими достоинствами:

- высокая квантовая эффективность (70–80 %);
- высокая стабильность;
- компактность.

Однако, из-за отсутствия усиления, сигнал с ФД достаточно мал. Поэтому шумы электроники дают заметный вклад в разрешение счетчика при низких энергиях, даже при наличии низкошумящего предусилителя.

Если в полупроводниковой структуре имеется область с высокой напряженностью электрического поля, то носители (как электроны, так и дырки) могут приобрести на длине свободного пробега энергию, достаточную для образования новой электронно – дырочной пары. В результате происходит лавинообразное нарастание числа носителей, то есть усиление начального сигнала. Коэффициент усиления g может достигать нескольких тысяч.

В настоящее время появились лавинные фотодиоды (APD), которые можно использовать для сцинтилляционных счетчиков [2,3].

Настоящая работа посвящена изучению свойств и возможности использования лавинных ФД производства фирмы Хамамацу (Япония). В ее задачи входило:

1) Измерение основных характеристик APD :

- зависимость темнового тока от напряжения;
- зависимость коэффициента усиления g от напряжения.

2) Измерение, в сравнении с PIN диодом, шумовых характеристик APD в зависимости от параметров электронного тракта.

3) Изучение энергетического разрешения счетчиков на основе различных сцинтилляционных кристаллов, с применением APD и PIN диода в качестве фотоприемника.

1. Основные принципы работы APD и PIN диода.

Фотодиод — это полупроводниковый детектор фотонов. Структура кремниевого диода n-p типа и схема его включения показаны на рис.1.

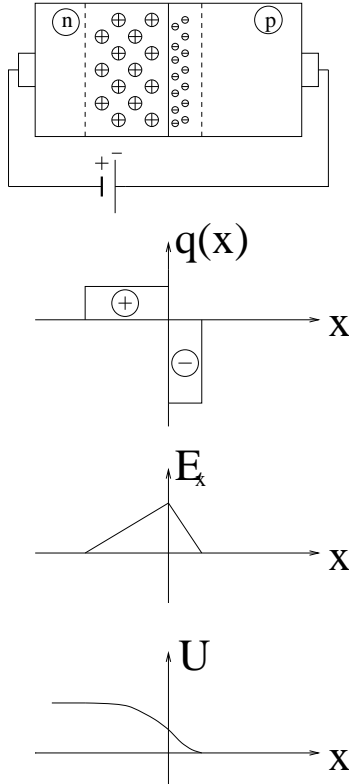


Рис. 1: Устройство полупроводникового диода.

На кремниевой пластине n – типа (с концентрацией донорных примесей – N_n) создается область p – типа со значительно большей концентрацией акцепторной примеси – $N_p \gg N_n$.

Основные носители:

- в n области — электроны (неосновные — дырки);
- в p области — дырки (неосновные — электроны).

В результате диффузии электронов из n в p область, а дырок из p в n область, формируется n – p переход. Так как $N_p \gg N_n$, то n – p переход в основном будет сосредоточен в n области. Обедненная носителями

область $n - p$ перехода имеет высокое сопротивление (близкое к сопротивлению чистого кремния).

Образовавшееся распределение заряда, а также зависимость электрического поля и потенциала от координаты показаны на рис.1. Возникший потенциальный барьер препятствует дальнейшей встречной диффузии основных носителей, однако он является сопутствующим для неосновных носителей.

При подключении напряжения U_d (как показано на рис.1) в цепи диода появляется темновой ток, образованный движением неосновных носителей через $n - p$ переход; его величина сильно зависит от температуры.

Ширина обедненной зоны $d \sim \sqrt{U_d}$, поэтому емкость фотодиода C_{PD} падает с увеличением U_d по закону:

$$C_{PD} \sim \frac{1}{\sqrt{U_d}}.$$

По сравнению с обычным PD, PIN диод (см. рис.2) имеет высокоомный i слой между p и n^+ областями, что приводит к увеличению рабочего объема PIN диода. PIN диод, за счет широкого i слоя (толщиной до нескольких миллиметров), имеет значительно меньшую емкость (при той же площади запорного слоя) нежели простой PD.

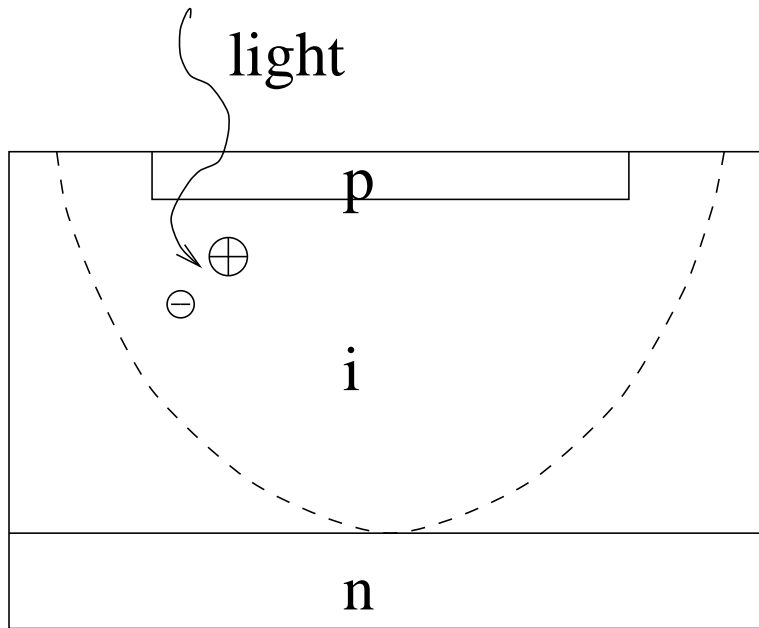


Рис. 2: Устройство PIN диода.

Схема APD приведена на рис.3.

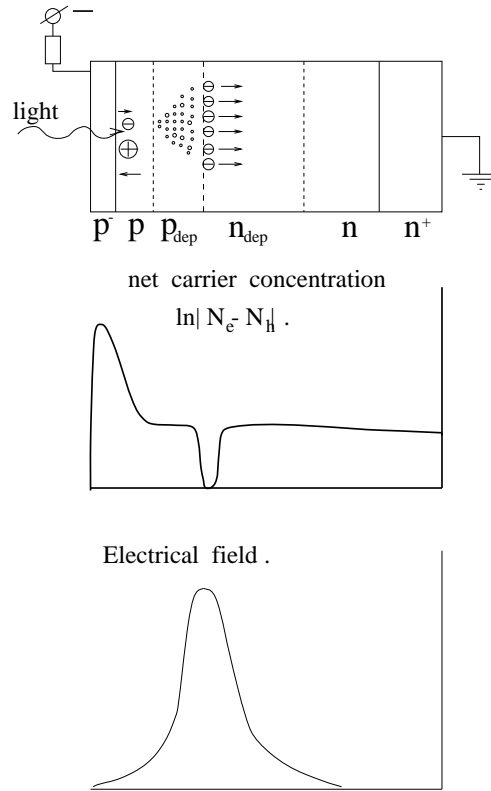


Рис. 3: Устройство лавинного диода.

При попадании фотона в р область APD возникает электрон – дырочная пара. Небольшое электрическое поле E , имеющееся в этой области, вызывает дрейф дырки по полю, а электрона против поля к области n–р перехода с существенно большей напряженностью поля E . Здесь поле может быть таким, что на длине свободного пробега λ электрон (дырка) успевает набрать энергию, достаточную для перевода валентного электрона в зону проводимости. В результате происходит лавинообразное увеличение числа носителей, то есть усиление начального сигнала.

Дырки по сравнению с электронами имеют большую эффективную массу, поэтому для них условие развития лавины наступает при больших электрических полях. Значит вплоть до некоторого напряжения APD преимущественно электроны участвуют в образовании лавины. С повышением напряжения вклад дырок в лавину растет.

При определенном напряжении U_b коэффициент усиления APD — g становится бесконечным — происходит пробой. Вблизи U_b можно достигнуть больших коэффициентов усиления (до нескольких тысяч).

Если на светочувствительную поверхность APD падает последовательность световых импульсов одинаковой интенсивности, то ширина регистрируемого фотопика определяется:

- 1) Шумами электроники.
- 2) Статистикой фотоэлектронов.
- 3) Флуктуациями лавины, которые описываются фактором избыточного шума – F .

Таким образом, если в r слое APD изначально родилось N_0 пар (флуктуация числа пар $\sqrt{N_0}$), то на выходе APD флуктуация носителей будет – $\sqrt{FN_0g}$.

При небольших коэффициентах усиления g , когда преимущественно электроны участвуют в образовании лавины, фактор F можно упрощенно записать в виде:

$$F = 1 + \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_1 m_2} + \dots + \frac{1}{m_1 \dots m_N} ;$$

где: m_i – усиление i -той стадии лавины. В простейшем случае $m = 2$ для каждой стадии. В этом приближении $F \simeq 2$ для больших коэффициентов усиления. Реально, при больших g дырки начинают давать заметный вклад в процесс развития лавины, и поведение F от g усложняется.

2. Измерение основных характеристик

Наиболее важными характеристиками фотодиода являются зависимость величины сигнала и темнового тока от напряжения.

Схема измерения этих характеристик представлена на рис.4.

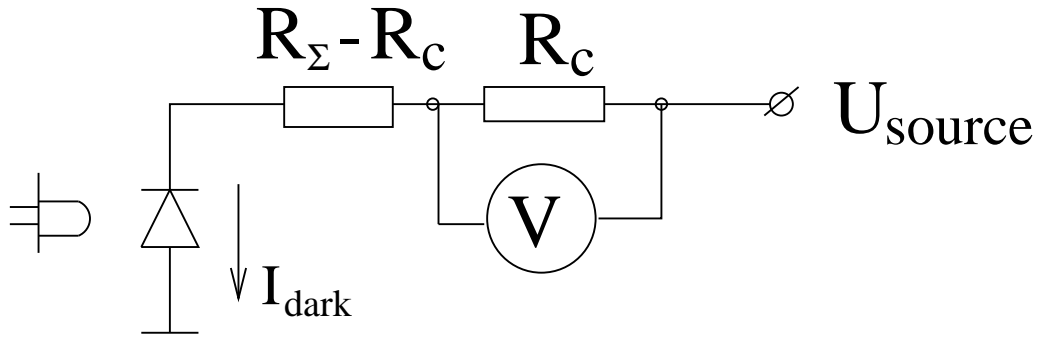


Рис. 4: Схема измерения темнового тока и коэффициента усиления от напряжения.

Для измерения темнового тока I_d на размещенный в светоизолированном объеме диод подавалось постоянное напряжение U_s . Возникающий в цепи темновой ток I_d измерялся по падению напряжения на сопротивлении $R_c = 10$ Мом. Из рис.4 видно, что напряжение на диоде U_d при этом будет:

$$U_d = U_s - I_d R_{\Sigma} \quad (1)$$

Вначале, для проверки работоспособности схемы, были измерены зависимости темнового тока и фототока (засветка при помощи светодиода см. рис.4) от напряжения для нескольких PIN диодов. Темновой ток от напряжения для двух фотодиодов (пр-ва Hamamatsu) представлен на рис.5.

Также было проверено, что для PIN диода серии S2744-08 5B3 (Hamamatsu, S=2 кв.см.) уже при напряжении $U_d \sim 0,1$ V наступает насыщение фототока, что соответствует тому, что все высвобождающиеся, под действием света, носители участвуют в создании фототока (см. рис.6).

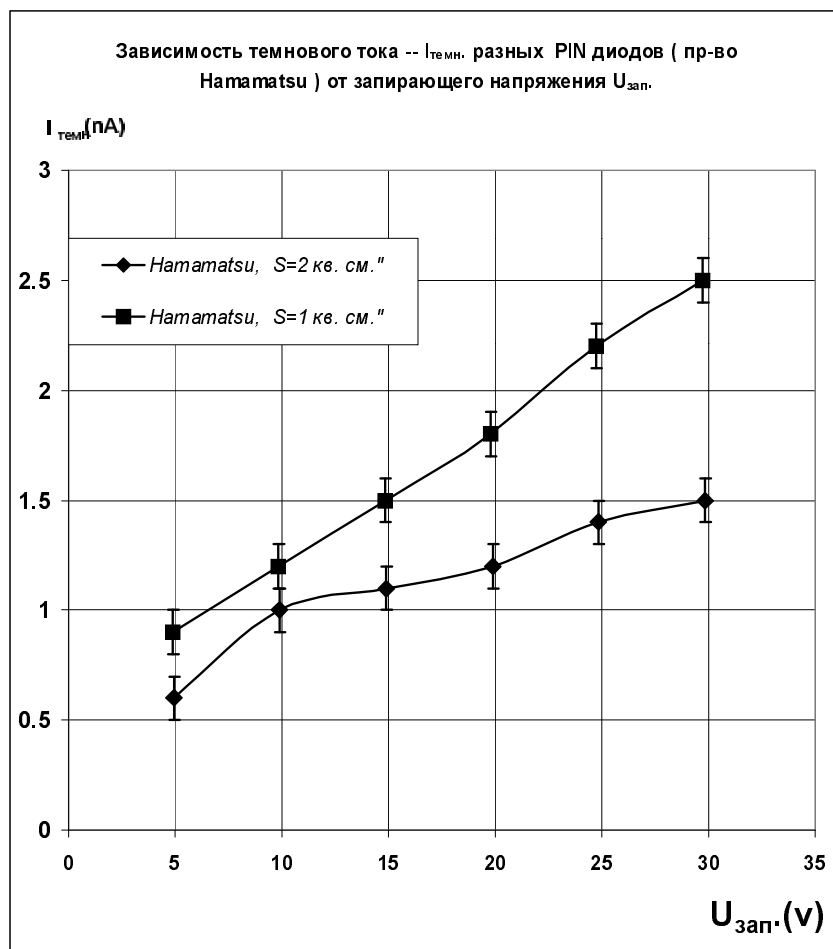


Рис. 5: Зависимость темнового тока от напряжения для двух PIN PD производства Hamamatsu.

Далее снималась зависимость темнового тока от напряжения для APD типа S5345SPL1337 по той же схеме что и для PIN диодов. Отличие заключалось лишь в большем диапазоне подаваемых напряжений (от 10 до 200 вольт). Получившаяся зависимость для одного APD (No.111) представлена на рис.7. Наиболее предпочтительной является область напряжений APD где темновой ток не превышает значения ≈ 10 нА.

Для измерения коэффициента усиления g в схеме (см. рис.4) включалось освещение (светодиодом), обеспечивающее фототок при напряжении 10 вольт около 5-ти нА. ($I_0 = 5$ нА.). Считая, что при напряжении



Рис. 6: Фототок от напряжения для PIN PD серии S2744-08 5B3.

на диоде $U_d = 10$ вольт усиления нет, то есть $g=1$, можем вычислить коэффициент усиления при больших напряжениях по формуле:

$$g(U_d) = \frac{I_{ph}}{I_0}, \quad (2)$$

где:

I_{ph} —фототок при напряжении $U_d > 10V$.

Зависимость коэффициента усиления g от напряжения для APD No.111 (в дальнейших работах с APD использовался только этот фотодиод) приведена на рис.8.

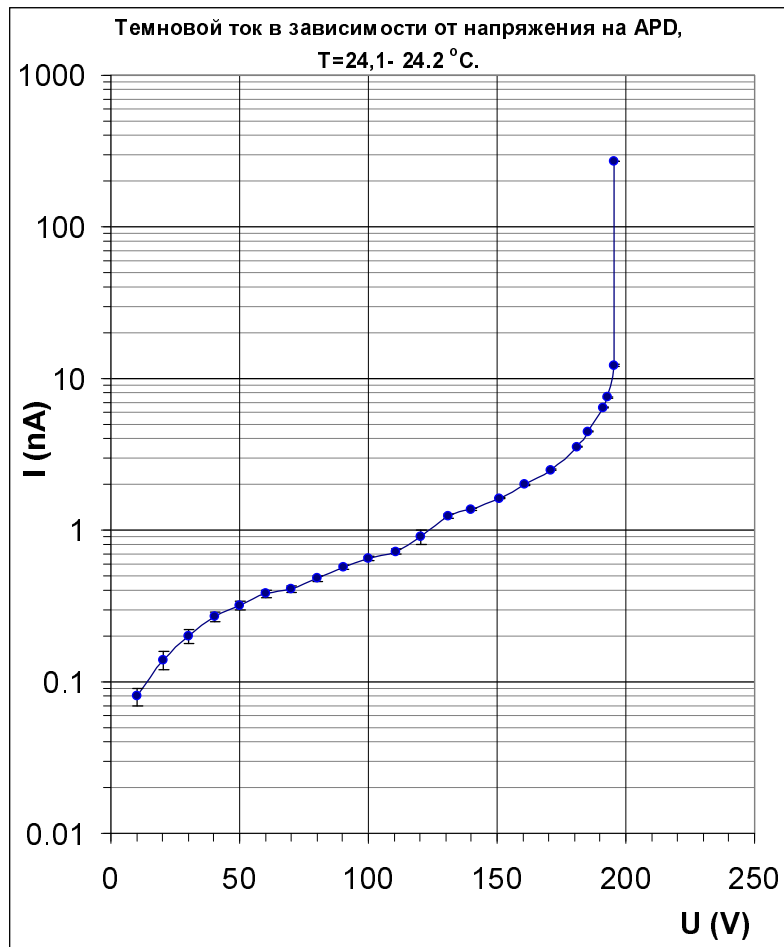


Рис. 7: Темновой ток от напряжения для APD типа S5345SPL1337.

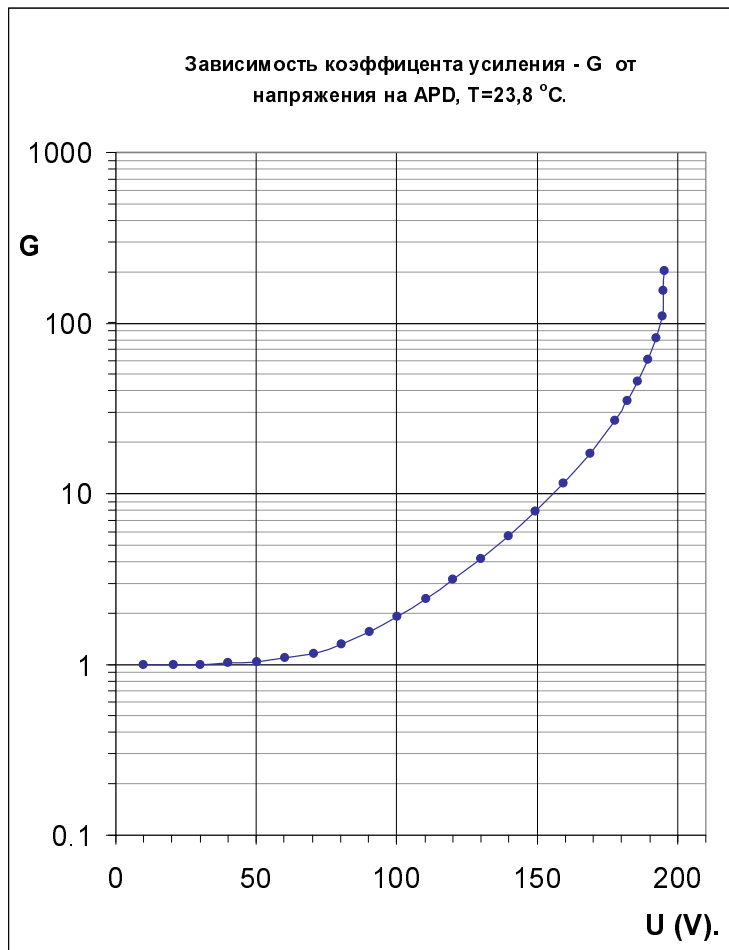


Рис. 8: Коэффициент усиления APD No.111 от напряжения.

3. Тракт съёма сигнала с PD и электронный шум

Схема электронного тракта представлена на рис.9.

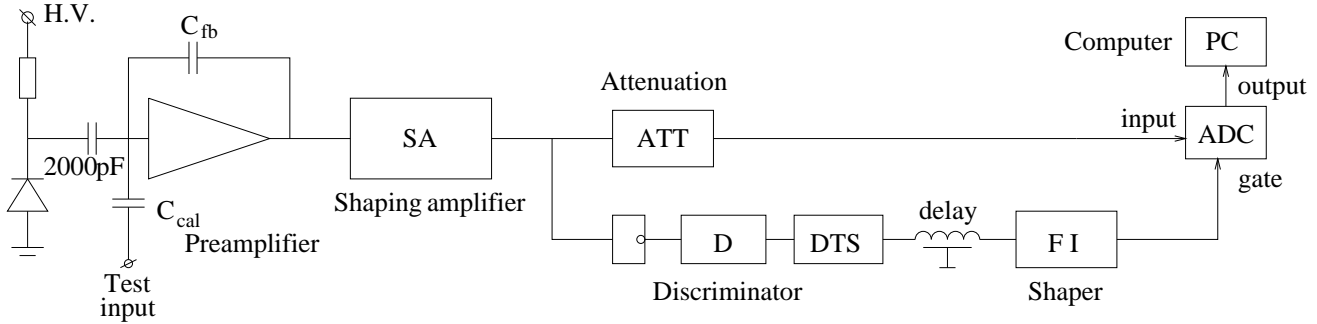


Рис. 9: Схема электронного тракта съёма сигнала с PD.

При попадании N фотонов на светочувствительную область PD, на вход зарядочувствительного предусилителя (ЗЧПУ) поступает заряд, равный:

$$q_{in} = eN\alpha, \quad (3)$$

где:

e — заряд электрона;

α — квантовая эффективность PD.

Зарядочувствительный предусилитель интегрирует сигнал, и на его выходе имеем сигнал с амплитудой:

$$U_0 = \frac{q_{in}}{C_{fb}}, \quad (4)$$

где: C_{fb} —емкость обратной связи предусилителя.

Затем сигнал поступает на вход усилителя-формирователя (УФ), который упрощенно можно представить в виде усилителя дополненного дифференцирующей и интегрирующей цепочками с $\tau_{int} = \tau_{dif} = \tau$. Здесь τ — время формирования, которое, в использовавшемся УФ — EG&G ORTEC Amplifier 570 можно менять в пределах от 0,5 до 10 мкс.

С выхода УФ импульс колоколообразной формы поступает на вход АЦП, данные с которого обрабатываются на компьютере (строится амплитудный спектр сигнала).

Для определения заряда втекающего в ЗЧПУ проводилась калибровка.

PIN диод, подключенный на вход предусилителя, облучался γ квантами с энергией $E_\gamma = 60$ кэв. от радиационного источника — Am-241. Энергия, уходящая на образование электрон-дырочной пары в кремнии равна 3,62 эв, поэтому положение пика америция на гистограмме соответствует числу электронов:

$$N_e = 60000 \text{ эв.} / 3.62 \text{ эв.} = 16575 \text{ электронов.}$$

В результате определена цена одного канала гистограммы в электронах.

Калибровку можно проводить, используя тестовый (калибровочный) вход предусилителя. Однако здесь точность калибровки хуже из-за существенной погрешности калибровочной емкости, а также амплитуды калибровочного сигнала.

Если на светочувствительную поверхность PIN диода падает последовательность световых импульсов одинаковой интенсивности, то ширина регистрируемого фотопика определяется:

- 1) статистикой фотоэлектронов;
- 2) электронным шумом.

Электронный шум включает в себя тепловой и дробовой шумы.

Тепловой шум, связанный с тепловыми флуктуациями зарядов цепи, определяется формулой Найквиста :

$$\varepsilon^2 = 4Rk_B T \Delta f, \quad (5)$$

где:

- R — шумящее сопротивление;
- k_B — постоянная Больцмана;
- T — температура в Кельвинах;
- Δf — спектральная ширина.

Для нашей схемы (см. рис.9) формула Найквиста записывается в виде:

$$\sigma_n = AC_{in} + B, \quad (6)$$

где:

A — коэффициент пропорциональности, определяющий шум на единицу входной емкости (зависит от времени формирования τ).

B — собственный шум предусилителя при $C_{in} = 0$ (пф.);

C_{in} — емкость, подключенная на вход предусилителя;

Дробовой шум, связанный с наличием постоянного темнового тока в цепи диода, описывается формулой:

$$\sigma_p^2 = 2\tau I_d k, \quad (7)$$

где:

τ —время формирования;

I_d —темновой ток в цепи диода;

k —безразмерный коэффициент, близкий к единице ($1 < k < 2$), учитывающий особенности электронной схемы УФ.

Таким образом, полный уровень электронного шума — σ_{tot} будет равен:

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_p^2 + \sigma_n^2}. \quad (8)$$

Для измерения уровня тепловых шумов использовалась следующая схема (рис.10).

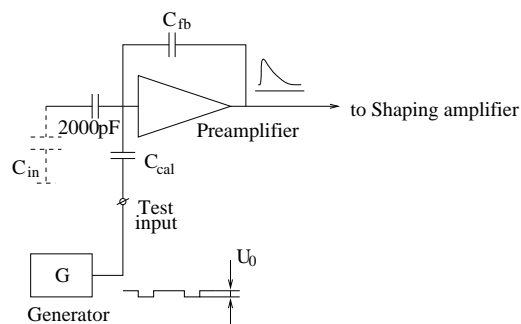


Рис. 10: Схема измерения уровня тепловых шумов.

С генератора Г5-72 подавалась последовательность прямоугольных импульсов амплитуды $-U_0$ с периодом 10 мс. и длительностью каждого импульса 50 мкс. на тестовый вход предусилителя. Соответственно, втекающий тестовый заряд q_t будет равен :

$$q_t = U_0 \cdot C_c, \quad (9)$$

где:

C_c — калибровочная емкость.

Зная цену канала гистограммы можем прямо определить тестовый заряд:

$$q_t = 13890 \pm 20 \text{эл.}$$

При коэффициенте усиления УФ $K_{amp} = 200$ измерялась ширина тестового пика при разных временах формирования $\tau = 0,5; 1; 2; 3$ мкс. и при разных входных емкостях $C_{in} = 0, 100, 200$ пф. Результаты приведены на рис. 11.

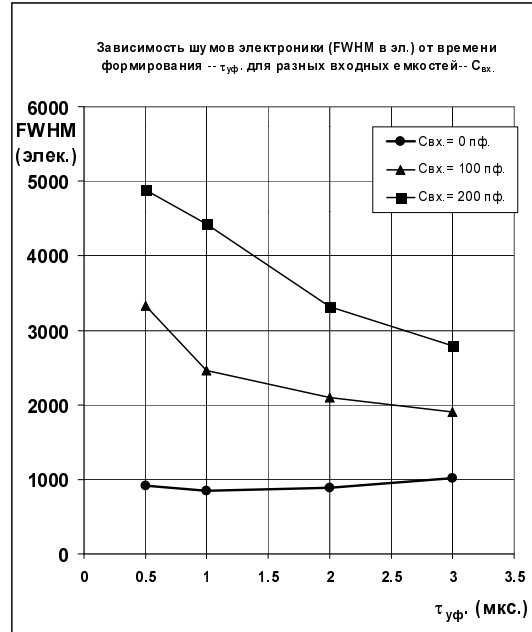


Рис. 11: Тепловой шум от времени формирования τ для нескольких входных емкостей.

Видно, что при входной емкости $C_{in} \neq 0$ (100, 200 пф.) шумы заметно уменьшаются с увеличением времени формирования τ .

График зависимости A от τ для двух емкостей (100 и 200 пф.) представлен на рис. 12. Мы видим уменьшение A с увеличением τ , что находится в согласии с формулой Найквиста: $\sigma_n^2 \sim \Delta f \sim \frac{1}{\tau}$, из которой следует, что: $A \sim \frac{1}{\sqrt{\tau}}$.

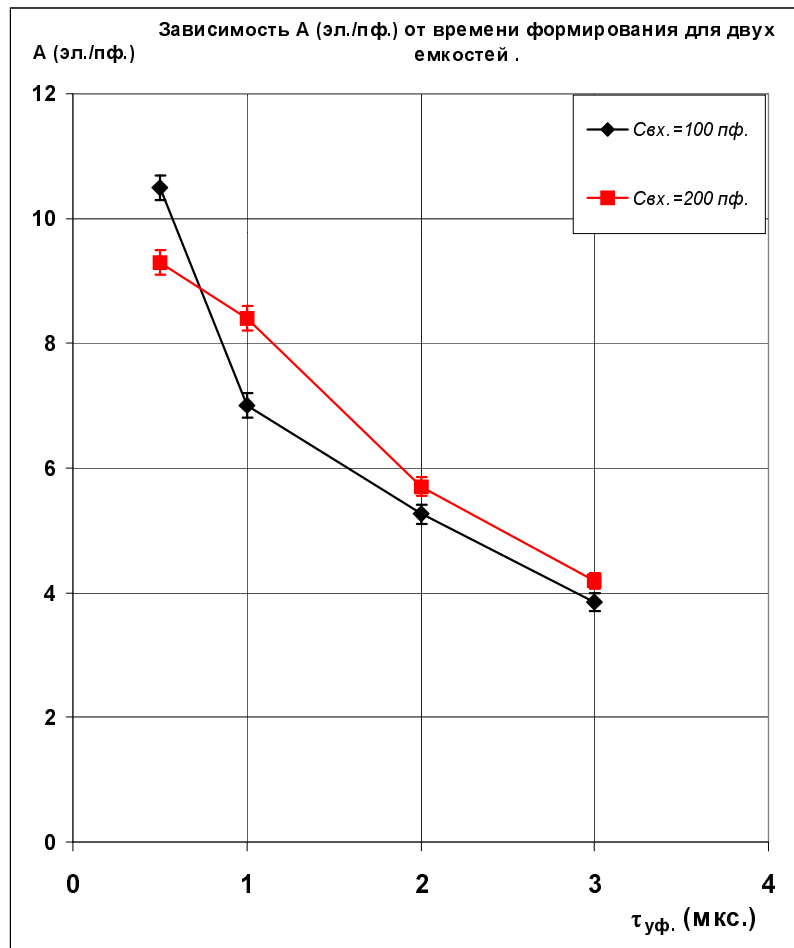


Рис. 12: Зависимость A от τ для емкостей 100 и 200 пф.

4. Исследование дробового шума

Для APD при больших g дробовой шум σ_p составляет основную часть электронного шума σ_{tot} . В рамках дробового эффекта для APD проявляется наличие избыточного шума, описываемое фактором F .

Для проверки правильной работы стенда по измерению шумов PD проводилось исследование дробового шума на PIN диоде. Требовалось пропределить коэффициент k в формуле (7). Схема стенда для измерений представлена на рис.13. Помещенный в светозащищенный объем фотодиод можно было освещать при помощи светодиода.

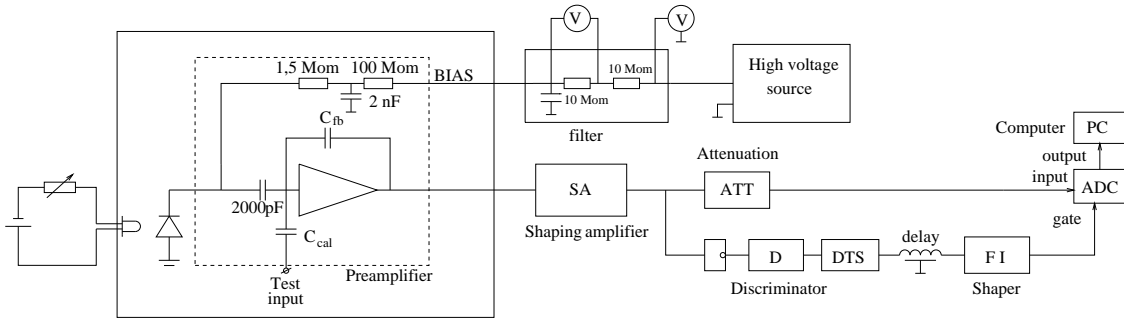


Рис. 13: Схема стенда для исследования дробового шума.

- Электронный шум без освещения ($I_{ph} = 0$):

$$\sigma_{tot}^{2(nl)} = 2\tau I_d k + (AC_d + B)^2 \quad (10)$$

- Электронный шум при включенном освещении ($I_{ph} \neq 0$):

$$\sigma_{tot}^{2(l)} = \sigma_p^2 + \sigma_n^2 = 2\tau I_{ph} k + 2\tau I_d k + (AC_d + B)^2 \quad (11)$$

Измерения проводились следующим образом.

На тестовый вход предусилителя подавались импульсы от генератора Г5-72, втекал известный заряд q_t . На выходе предусилителя имеем сигнал с амплитудой $U_0 = \frac{q_t}{C_{fb}}$. Наряду с тепловым шумом появится исследуемый дробовой шум, обусловленный наличием постоянного тока фотодиода (темновой ток + фототок). Измеряя ширину пика выходного сигнала в отсутствие освещения фотодиода ($I_{ph} = 0$) получаем величину $\sigma_{tot}^{(nl)}$. При включенном освещении фотодиода, для значений фототока от

10 до 100 нА.,измеряем величину $\sigma_{tot}^{(l)}$. По полученным величинам строим зависимость $\sigma_- = \sqrt{\sigma_{tot}^2 (l) - \sigma_{tot}^2 (nl)}$ от I_{ph} ; σ_- представляет собой часть дробового шума, связанного с наличием фототока (см.формулу (11)). Зависимость σ_- от I_{ph} приведена на рисунке 14.

Также строилась зависимость величины $k = \frac{\sigma_-^2}{2\tau I_{ph}}$ от фототока, график которой приведен на рис.15. Здесь, в пределах точности измерений,коэффициент k оказывается равным 1,3 и не зависит от фототока.

Измерение σ_{tot} для APD выполнено с использованием той же схемы без засветки. Результаты представлены на рисунке 16.

Как видно из рисунка при маленьких напряжениях ($g \simeq 1$) доминируют тепловые шумы, и падение шумов с ростом напряжения объясняется уменьшением емкости APD. С дальнейшим увеличением напряжения тепловые шумы выходят на константу, зато растет дробовой шум ($\sim g$). При напряжениях близких к пробойному доминирует дробовой шум.—

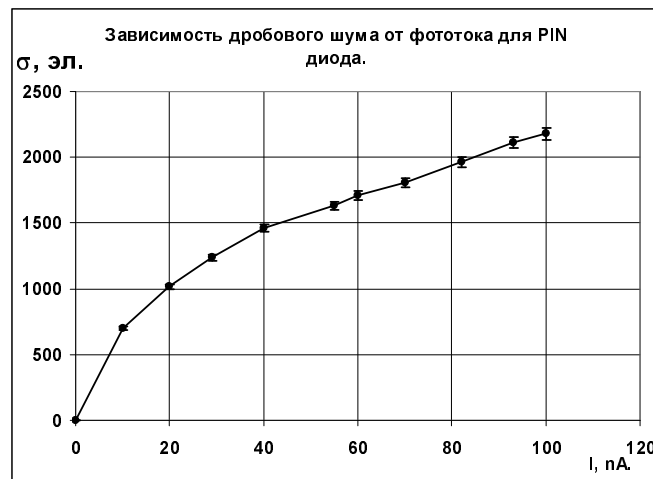


Рис. 14: Зависимость σ_- от I_{ph} .

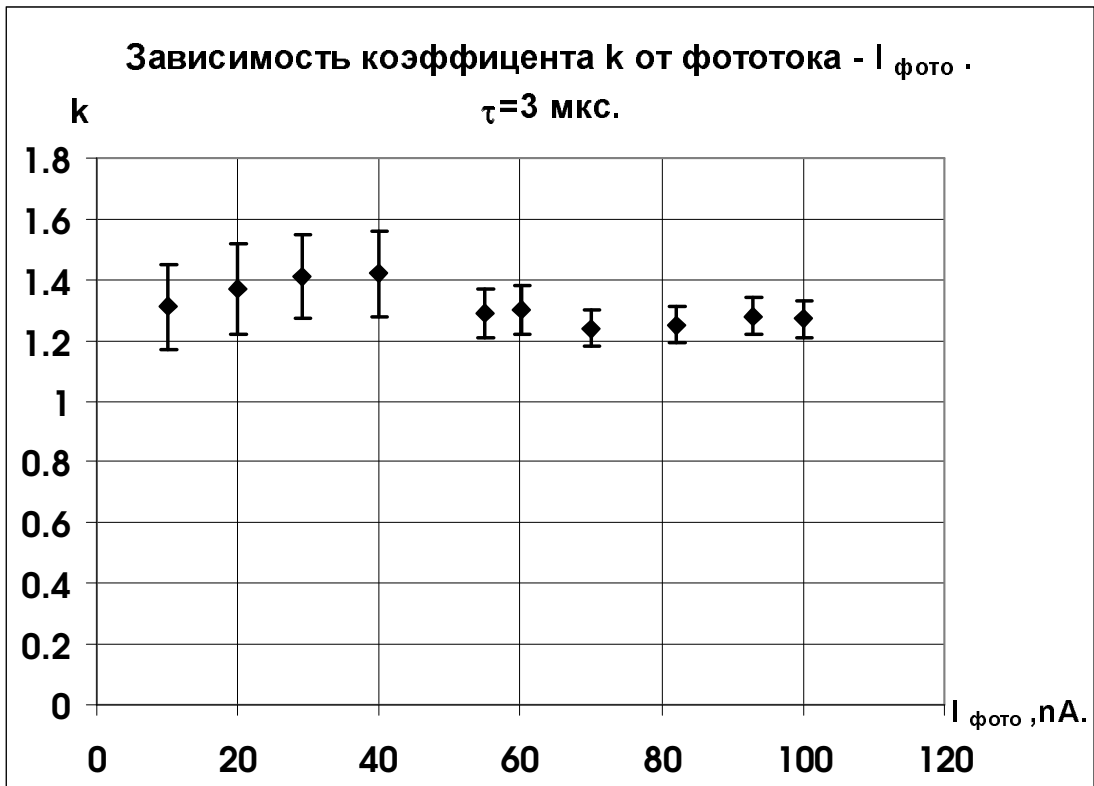


Рис. 15: Зависимость k от фототока.

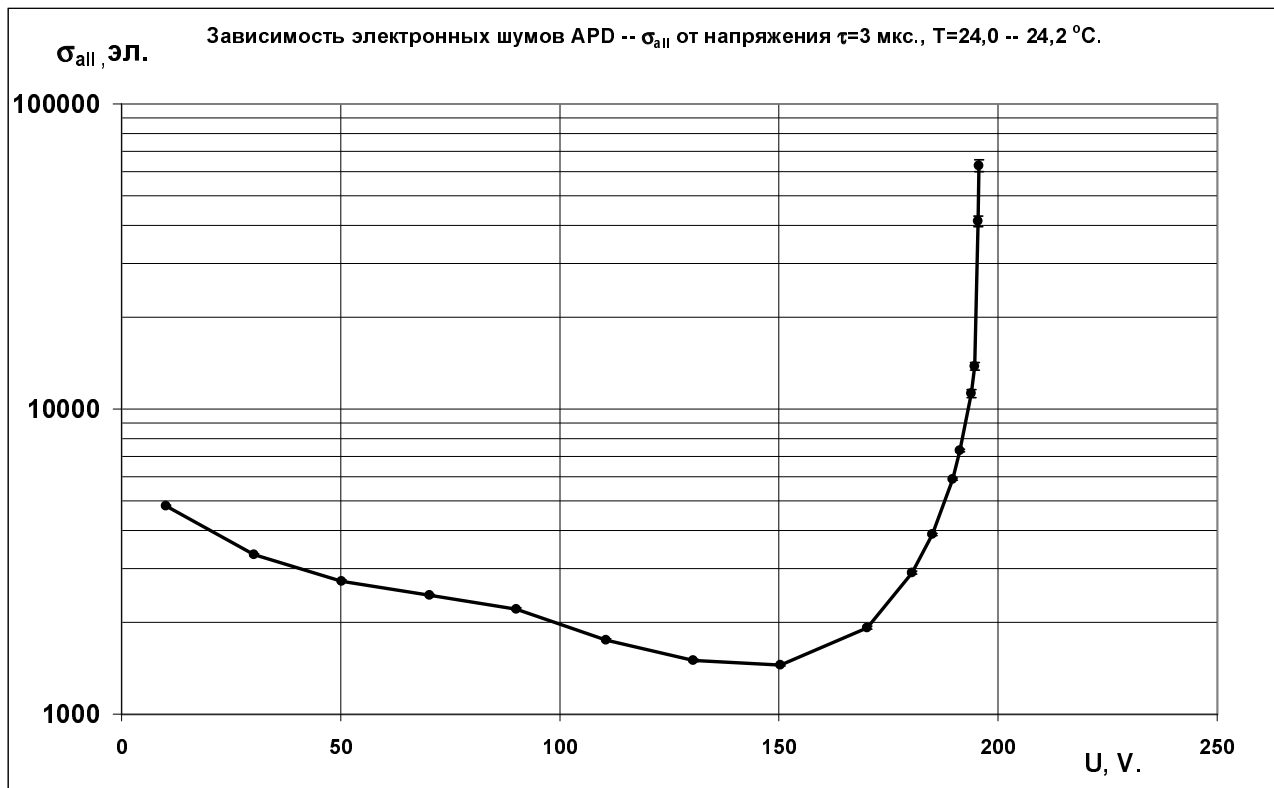


Рис. 16: Электронный шум APD от напряжения.

5. Измерение фактора избыточного шума — F.

При использовании APD в режиме усиления ($g > 1$) возникает дополнительное уширение фотопика, связанное с флуктуациями лавины. Для описания этих шумов вводят фактор избыточного шума—F (см. раздел 1.).

Схема стенда для измерения F представлена на рис.13.

Измерения проводились следующим образом.

На тестовый вход предусилителя подавались импульсы от генератора Г5-72. В отсутствие освещения фотодиода ($I_{ph} = 0$) измерялось значение $\sigma_{tot}^{(nl)}$ и величина темнового тока. При этом:

$$\sigma_{tot}^{2(nl)} = 2\tau I_d g k F + (AC_d + B)^2, \quad (12)$$

где:

I_d — темновой ток APD;

$k = 1, 3$ (по измерению с PIN диодом);

$\tau = 3$ мкс. — время формирования УФ.

При засветке фотодиода в схеме появился дробовой шум, обусловленный наличием фототока I_{ph} . При постоянном освещении также измерялись шумы ($\sigma_{tot}^{(l)}$) и фототок. При этом:

$$\sigma_{tot}^{2(l)} = 2\tau I_{ph} g k F + 2\tau I_d g k F + (AC_d + B)^2, \quad (13)$$

где: I_{ph} — фототок.

Величина $\sigma_- = \sqrt{\sigma_{all}^{2(light)} - \sigma_{all}^{2(no\ light)}}$ представляет собой часть дробового шума, связанного с наличием фототока (см. формулу (13)).

Коэффициент усиления g вычислялся по формуле (2), где $I_0 = 5,0$ нА.

Фактор избыточного шума F определялся по формуле :

$$F = \frac{\sigma_-}{2\tau I_{ph} g k} \quad (14)$$

Зависимость фактора F от напряжения представлена на рис.17. График зависимости F от коэффициента усиления g показан на рис.18. Из него видно, что вплоть до $g \simeq 40$ $F \simeq 2$, с увеличением g F начинает расти.

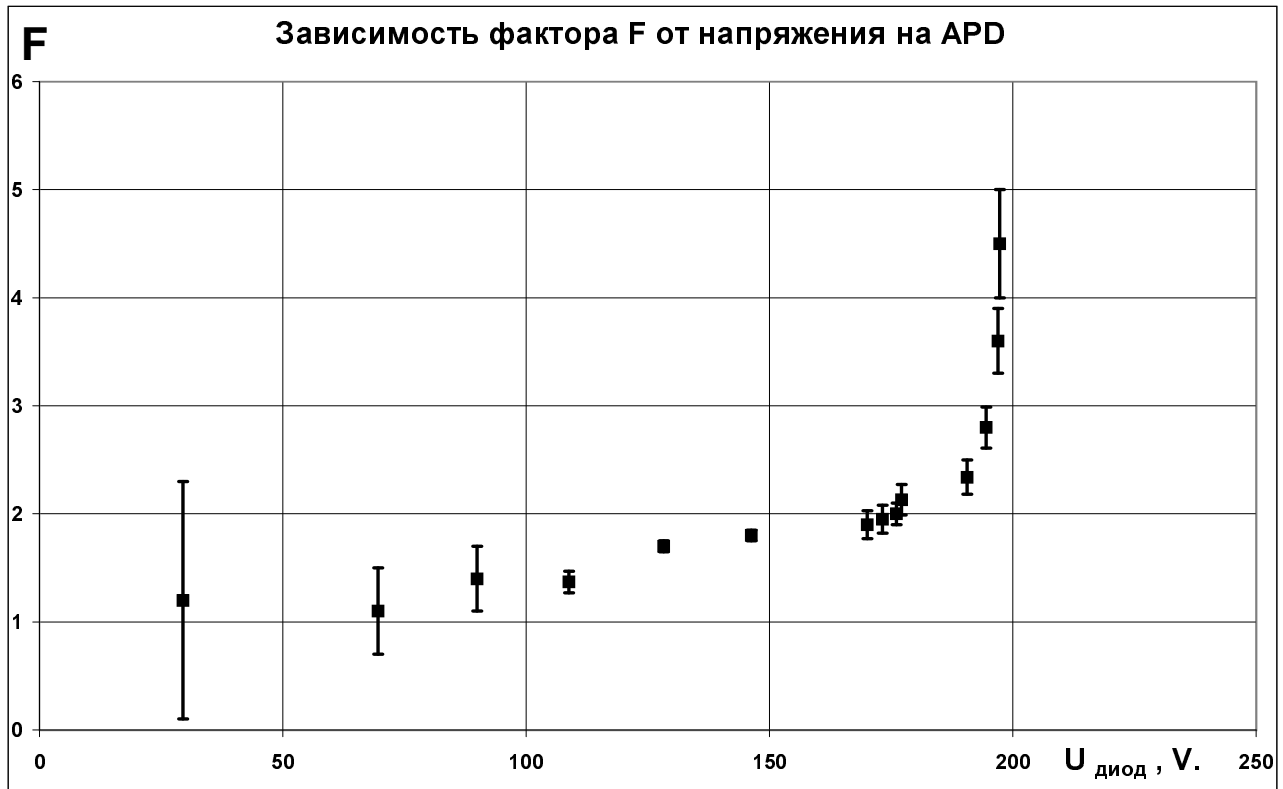


Рис. 17: Зависимость фактора F от напряжения.

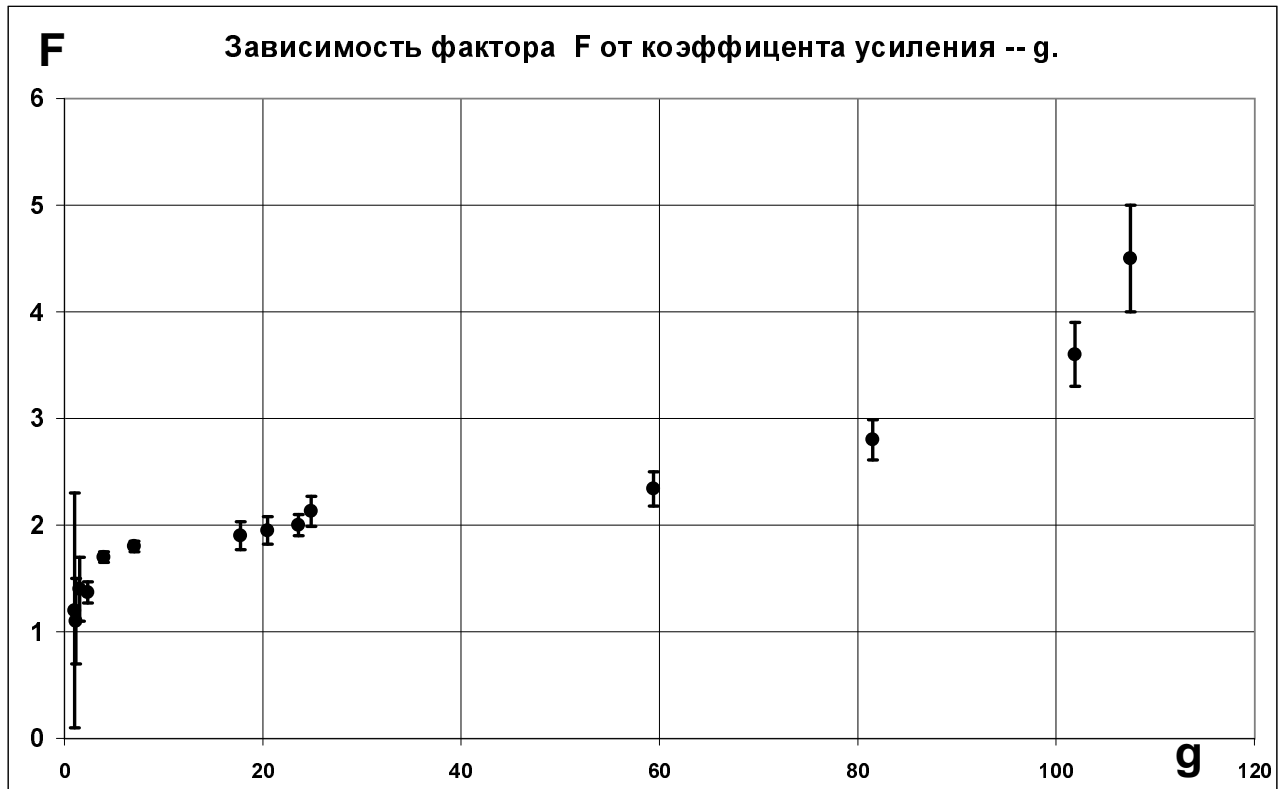


Рис. 18: Зависимость фактора F от коэффициента усиления g.

6. Исследование разрешения сцинтилляционного счетчика на основе кристаллов: CsI(Tl), BGO , лютеций–алюминиевого граната, с применением APD и PIN PD.

Схема счетчика представлена на рис.19. К торцу сцинтилляционного кристалла , обернутого несколькими слоями тефлона, на оптическом контакте присоединяется APD. Тракт съёма сигнала с APD показан на рис.9. При попадании γ кванта в кристалл происходит сцинтилляционная вспышка, часть света вспышки (описываемая коэффициентом светосбора – K_c) попадает на светочувствительную поверхность APD и конвертирует в электрон–дырочные пары (с коэффициентом квантовой эффективности $\alpha = 70 \div 80\%$). Таким образом, если световыход кристалла (количество родившихся сцинтилляционных фотонов на единицу оставленной в кристалле энергии) будет – S фотонов/Мэв., то число пар N_0 , родившихся в рабочем объеме APD, при попадании в кристалл γ кванта энергии E_γ , дается формулой:

$$N_0 = E_\gamma(\text{Mev.})SK_c\alpha. \quad (15)$$

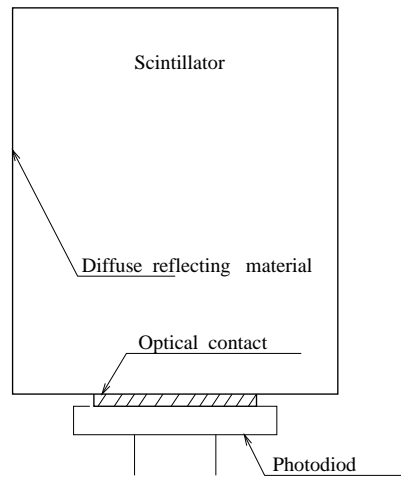


Рис. 19: Схема сцинтилляционного счетчика.

Количество пар на выходе APD будет N_0g , а шумы счетчика определяются двумя составляющими (приведенными к выходу APD):

- статистикой пар с учетом избыточного шума :

$$\sigma_s^2 = N_0 g^2 F, \quad (16)$$

- электронными шумами:

$$\sigma_{tot}^2 = \sigma_p^2 + \sigma_n^2 \quad (17)$$

(см. раздел 3).

Тогда шум счетчика дается выражением:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_{tot}^2}. \quad (18)$$

Энергетическое разрешение счетчика $\frac{\sigma_E}{E}$ в нашем случае:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{F}{N_0} + R_{tot}^2}, \quad (19)$$

где:

$\sqrt{\frac{F}{N_0}}$ – статистическое разрешение;

$R_{tot} = \frac{\sigma_{tot}}{N_0 g}$ – разрешение, связанное с электроникой.

Если кристалл неоднороден, то появляется добавочный вклад в разрешение счетчика – R_a , тогда окончательное выражение будет:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{F}{N_0} + R_{tot}^2 + R_a^2}. \quad (20)$$

В данной работе проводились измерения зависимости $\frac{\sigma_E}{E}$ для разных кристаллов (CsI(Tl), ВGO, алюминиевого граната) и разных времен формирования τ от напряжения на APD.

Кристалл облучался γ квантами с энергией E_γ от радиоактивных источников (Cs^{137} , Na^{22} , Co^{60}). Измерялся спектр сигнала, и определялась ширина фотопика, соответствующего энергии E_γ , в зависимости от напряжения на APD.

- Измерения с CsI(Tl).

В качестве источника γ квантов здесь использовался Na^{22} ($E_{\gamma 1} = 511kev.$; $E_{\gamma 2} = 1275kev.$). На рис.20,21 показаны спектры двух γ источников – Cs^{137} , Na^{22} , полученные на CsI(Tl).

Измерение $\frac{\sigma_E}{E}$ проводилось для двух энергий, а также при разных временах формирования $\tau = 1; 3$ мкс. На рис.22 и 23 приведены графики зависимости $\frac{\sigma_E}{E}$ от напряжения на APD для энергий $E_{\gamma 1} = 511kev.$ и $E_{\gamma 2} = 1275kev.$ соответственно, при $\tau = 1; 3$ мкс.

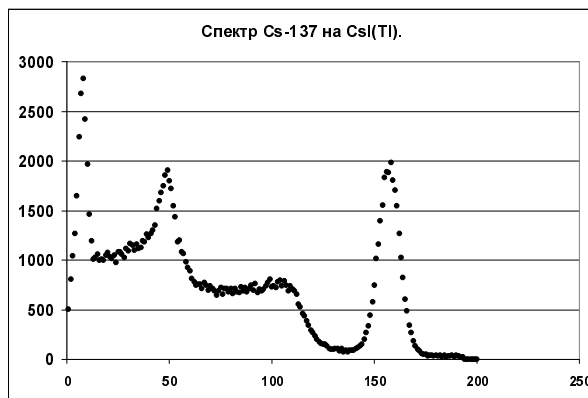


Рис. 20: Спектр Cs^{137} с CsI(Tl)

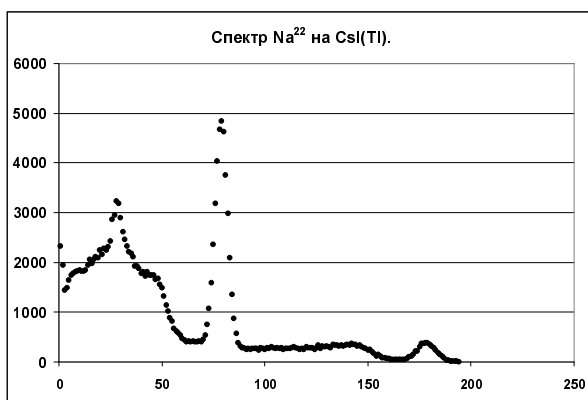


Рис. 21: Спектр Na^{22} с CsI(Tl)

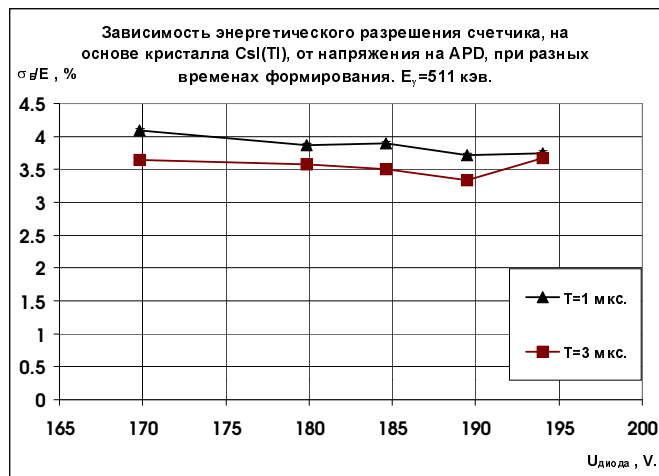


Рис. 22: Зависимость разрешения счетчика на CsI(Tl) от напряжения APD при $E_\gamma = 511$ кэВ.

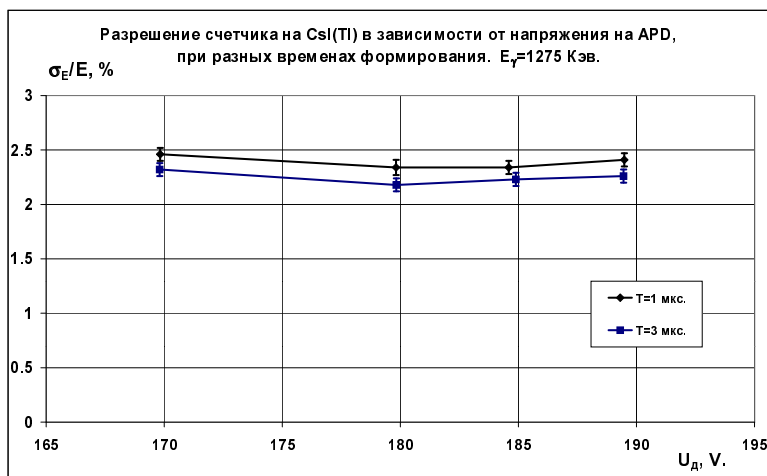


Рис. 23: Зависимость разрешения счетчика на CsI(Tl) от напряжения APD при $E_\gamma = 1275$ кэВ.

- Измерения с ВГО.

Источник γ квантов — Na^{22} . На рис.24 показан спектр Na^{22} , полученный на ВГО. На рис.25 приведены графики зависимости $\frac{\sigma_E}{E}$ от напряжения на APD для энергии $E_{\gamma 1} = 511kev.$, при $\tau = 0,5; 1; 2$ мкс. — — —

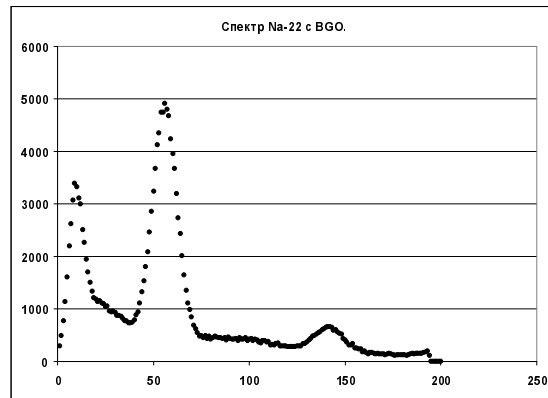


Рис. 24: Спектр Na^{22} на ВГО.

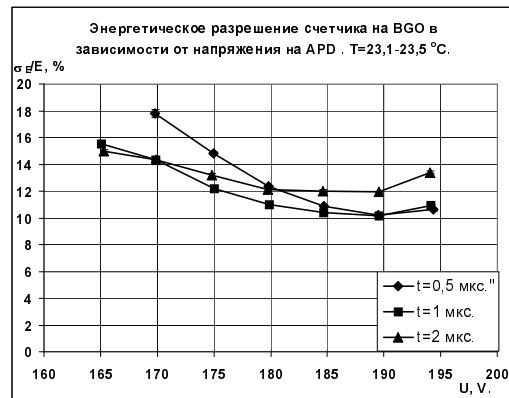


Рис. 25: Зависимость разрешения счетчика на ВГО от напряжения APD при $E_{\gamma} = 511$ кэВ.

- Измерения с лютеций – алюминиевым гранатом ($Lu_3Al_5O_{12}$).

Источник γ квантов — Cs^{137} . На рис.26 показан спектр Cs^{137} , полученный на алюминиевом гранате. На рис.27 приведен график зависимости $\frac{\sigma E}{E}$ от напряжения на APD для пика $E_\gamma = 662kev.$; $\tau = 3$ мкс.

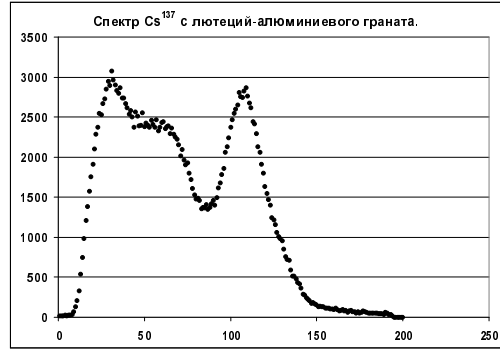


Рис. 26: Спектр Cs^{137} на алюминиевом гранате.

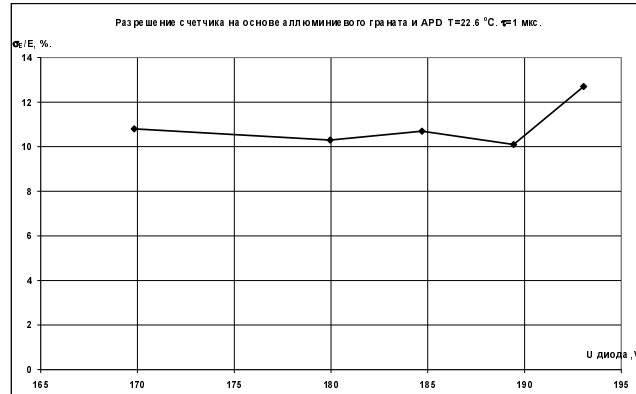


Рис. 27: Зависимость разрешения счетчика на алюминиевом гранате от напряжения APD при $E_\gamma = 662$ кэВ.

При $U_{APD} = 180$ V. был определен вклад электронного и статистического шумов в разрешение счетчика на CsI(Tl), а также получены значения добавочного разрешения R_a для двух энергий $E_\gamma = 511; 1275$ кэВ. (источник — Na^{22}). Эти данные приведены в таблице 1.

Электронный шум σ_{tot} определялся по ширине тестового пика (см. раздел 4).

Таблица 1.

E_γ кэВ.	$\frac{\sigma_E}{E}$ %	R_s %	R_{tot} %	R_a %
511	$3,83 \pm 0,04$	$1,78 \pm 0,08$	$1,49 \pm 0,01$	$3,0 \pm 0,1$
1275	$2,12 \pm 0,05$	$1,15 \pm 0,06$	$0,629 \pm 0,004$	$1,67 \pm 0,07$

При $U_{APD} = 190$ V. был определен вклад электронного и статистического шумов в разрешение счетчика на CsI(Tl), а также получено значение R_a для энергии $E_\gamma = 662$ кэВ. (источник — Cs^{137}). Данные приведены в таблице 2.

Таблица 2.

E_γ кэВ.	$\frac{\sigma_E}{E}$ %	R_s %	R_{tot} %	R_a %
662	$3,26 \pm 0,02$	$1,97 \pm 0,12$	$0,79 \pm 0,01$	$2,5 \pm 0,1$

Видно, что R_a уменьшается с ростом E_γ , значит помимо неоднородности кристалла, не зависящей от энергии, существуют эффекты, вклад которых в уширение фотопика уменьшается с ростом E_γ .

В качестве таких эффектов можно привести следующие.

- Начальный γ квант поглощается в кристалле в результате фотоэффекта на внутренней (К) оболочке атома. При этом атом возбуждается. Переход атома в основное состояние сопровождается испусканием фотона энергии E_p . Для CsI(Tl) $E_p = 30$ кэВ. Часть этого излучения может не поглотиться и покинуть кристалл. В результате доля событий полного поглощения будет смещена по энергии на 30 кэВ. Тогда относительное уширение пика с $E_\gamma = 511$ кэВ. будет больше чем для пика с $E_\gamma = 1275$ кэВ.
- Чем меньше энергия начального γ кванта, тем больше доля событий двойного комптоновского рассеяния в объеме кристалла. Часть этих событий попадает в область фотопика и вблизи него, приводя к уширению пика.

Было оценено влияние эффекта вылета на уширение фотопика. Оказалось, что в 4.3% случаев 30-тикэвный γ -квант вылетает из кристалла. В этом случае для величины добавочного разрешения имеем:

$$R_a = \frac{6.0}{E(\text{KeV})}. \quad (21)$$

Таким образом имеем:

- для $E_\gamma = 511$ КэВ. — $R_a = 1.2\%$
- для $E_\gamma = 1275$ КэВ. — $R_a = 0.5\%$

$\Delta R = \sqrt{R_a^2(511) - R_a^2(1275)} = 1.09\%$ -что заметно меньше, чем наблюдаемая разница добавочных разрешений.

Для проверки результатов приведенных в табл.1,2 было сделано изменение добавочного разрешения счетчика по следующей схеме (см.рис.28).

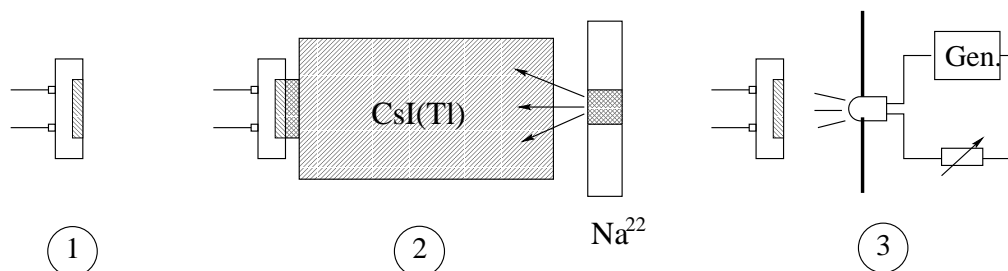


Рис. 28: Схема измерения со светодиодной засветкой

1) Проводится измерение шума фотодиода (дробовой+тепловой) по ширине пика калибровочного сигнала.

2) Измерение разрешения счетчика $\frac{\sigma E}{E}$ при $E_\gamma = 511, 1275$ КэВ. Определение статистического шума.

3) Измерение ширины пика импульсной засветки светодиодом с амплитудой импульса равной амплитуде от γ -кванта с энергиями: 511,1275 КэВ. (Т.е. прямое определение разрешения счетчика без добавочного разрешения, связанного с кристаллом).

Результаты этого измерения приведены в таблице 3.

Проводилось исследование разрешения счетчика на основе PIN фотодиода и сцинтилляционного кристалла CsI(Tl).

Таблица 3.

E_γ КэВ.	$\frac{\sigma_E}{E}$ %	R_s %	R_{tot} %	R_{sum} %	R_{sum}^d %	R_a %	R_a^d %
511	$4,28 \pm 0,02$	$2,17 \pm 0,03$	$1,85 \pm 0,03$	$2,85 \pm 0,03$	$3,23 \pm 0,05$	$3,19 \pm 0,04$	$2,81 \pm 0,06$
1275	$2,72 \pm 0,06$	$1,38 \pm 0,02$	$0,75 \pm 0,01$	$1,57 \pm 0,02$	$1,91 \pm 0,02$	$2,22 \pm 0,07$	$1,94 \pm 0,08$

где:

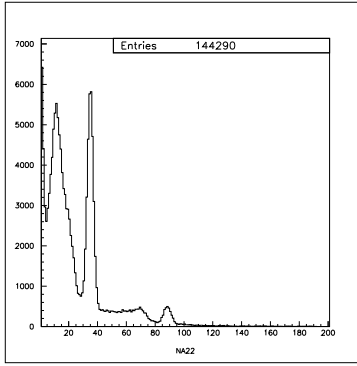
$$R_{sum} = \sqrt{R_s^2 + R_{tot}^2};$$

$R_{sum}^d = R_{sum}$ в случае засветки светодиодом;

$$R_a^d = \sqrt{\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 - (R_{sum}^d)^2}.$$

Кристалл размерами $2 \times 1 \times 1$ см. облучался источниками γ квантов — Na^{22} , Cs^{137} . Измерялось разрешение счетчика для двух энергий γ -кванта: 662, 1275 КэВ (время формирования $\tau = 2$ мкс.).

На рис.29 показан спектр сигнала со счетчика, облучаемого γ квантами от Na^{22} .

Рис. 29: Спектр Na^{22} на CsI(Tl)+PIN PD.

Результаты измерений сведены в таблицу 4.

Таблица 4.

E_γ КэВ.	$\frac{\sigma_E}{E}$ %	R_s %	R_{tot} %	R_a %
662	$4,64 \pm 0,03$	$0,651 \pm 0,003$	$4,28 \pm 0,06$	$1,67 \pm 0,18$
1275	$2,98 \pm 0,14$	$0,474 \pm 0,002$	$2,40 \pm 0,04$	$1,70 \pm 0,24$

Из таблицы видно, что добавочное разрешение не зависит от E_γ , т.о. неоднородность светосбора равна $\simeq 1,7\%$.

7. Большой счетчик на основе кристалла CsI(Na) и PIN фотодиода.

Калориметр детектора КМД-2 (ИЯФ) состоит из сцинтилляционных кристаллов CsI(Na) и CsI(Tl) размерами $15 \times 6 \times 6$ см. Съём сигнала с кристалла производится с помощью ФЭУ-60. Планируется заменить ФЭУ на PIN фотодиод производства Hamamatsu (Япония).

Был сделан счетчик на основе кристалла CsI(Na) с размерами $15 \times 6 \times 6$ см. и PIN фотодиода Hamamatsu S2744-08 5В3 (светочувствительная площадь 2 кв.см.).

На рис.30 показан спектр амплитудного распределения сигнала от космических частиц. Положение пика соответствует энергосодержанию в кристалле $\simeq 36$ МэВ. Световой выход счетчика равен 2550 фотоэлектронов/МэВ. Зная, что шумы электроники $\simeq 1000$ ф.э. получаем шум счетчика $\simeq 400$ КэВ.

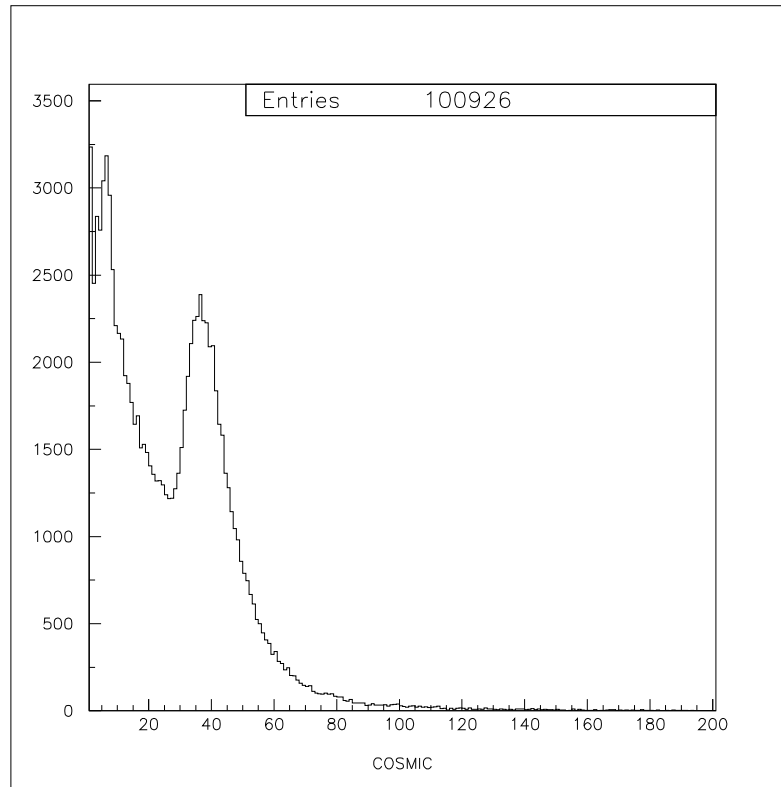


Рис. 30: Спектр космики.

Заклучение

В данной работе были измерены основные характеристики лавинных фотодиодов (зависимость темного тока и коэффициента усиления от напряжения). Получена зависимость электронного шума (тепловой + дробовой шум) APD от напряжения. Исследовано поведение фактора избыточного шума F с изменением напряжения и коэффициента усиления APD.

Для сцинтилляционных счетчиков на основе кристаллов CsI(Tl), BGO, лютеций-алюминиевого граната получены зависимости энергетического разрешения от напряжения APD.

Для CsI(Tl) определен вклад:

- 1) статистики фотоэлектронов,
- 2) электронного шума

в энергетическое разрешение счетчика; при $U_d = 180,2 V$ для энергий $E_\gamma = 511, 1275$ кэВ., при $U_d = 189,4 V$ для $E_\gamma = 662$ кэВ.

Обнаружено уменьшение величины остаточного разрешения с увеличением E_γ для счетчика на основе APD. Этот эффект требует дальнейшего рассмотрения.

Исследован сцинтилляционный счетчик на основе PIN фотодиода, который планируется использовать в калориметре детектора элементарных частиц КМД-2000(ИЯФ). Шум электроники составил 400 КэВ.

Хочу поблагодарить моего научного руководителя Б.А.Шварца за помощь и постоянное внимание к работе, а также С.Орешкина за помощь и ценные советы.

Список использованной литературы:

- [1] Belle Progress Report, March 1997.
- [2] E. Lorenz, S. Natkaniec, D. Renker, B. Schwartz
Fast Readout of Plastic and Crystal Scintillators by Avalanche Photodiodes.
Max-Planck-institut fur physik ,Werner-Heisenberg-institut, MPI-PhE/93-
23. October 1993.
- [3] R. Lecomte , C. Pepin , D. Rouleau , A. Saoudi , M. S. Andreaco , M.
Casey , R. Nutt , H. Dautet and P. P. Webb
"Investigation of GSO, LSO and YSO Scintillators Using Reverse Avalanche
Photodiodes IEEE Trans. Nucl. Sci.,vol. 45, no. 3, pp. 478-472, 1998.
- [4] Noise characteristics of advanced photonix avalanche photodiodes.
Advanced Photonix, Inc. December, 1991.