

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 6

ЧЕРЕНКОВСКИЙ ДЕТЕКТОР

1. Черенковское излучение

В 1934 г. П.А.Черенков, работавший под руководством С.И.Вавилова, открыл новый вид излучения, названный впоследствии “черенковским”. П.А.Черенков занимался экспериментальным исследованием люминесценции растворов ураниловых солей под действием γ -излучения радия. Открытое им излучение нельзя было объяснить обычным механизмом возбуждения флуоресценции. Дальнейшее исследование открытого излучения показало, что оно обладает рядом новых свойств.

1. Свечение вызывают не γ -кванты, а заряженные частицы (в опытах Черенкова - электроны), движущиеся в среде.
2. Свечение обладает направленностью - испускается под определенным углом к направлению движения частицы.
3. Интенсивность излучения не зависит от среднего заряда Z ядер среды, т.е. оно не может быть радиационного происхождения.
4. Спектр свечения является сплошным с максимальной интенсивностью в синей части спектра.

Объяснить механизм появления черенковского излучения удалось И.Е.Тамму и И.М.Франку на основе классической электродинамики. Утверждение классической электродинамики об отсутствии излучения у равномерно и прямолинейно движущейся заряженной частицы связано с предположением о том, что скорость движения частицы в среде меньше скорости распространения света. В среде с показателем преломления $n > 1$ это предположение может быть нарушено. В такой среде скорость света равна $c' = c/n < c$ и частица может двигаться со скоростью V , превышающей скорость распространения ее собственного электромагнитного поля:

$$V > c' = c/n.$$

Механизм возникновения черенковского излучения объясняется когерентным излучением диполей, возникающих в результате поляризации атомов или молекул среды под влиянием движущейся в ней заряженной частицы. Под действием электрического поля

пролетающей заряженной частицы электронное облако атома смещается относительно ядра. Атом поляризуется. При удалении частицы из данной области атом возвращается в нормальное состояние. Переход атома в нормальное состояние сопровождается излучением. На самом же деле прохождение заряженной частицы через вещество не всегда сопровождается электромагнитным излучением. Действительно, если заряженная частица движется в среде сравнительно медленно, то поляризационный эффект, вызванный частицей в каждый данный момент времени, оказывается сферически симметричным относительно положения частицы. В этом случае излучение поляризованного атома будет гаситься излучением, испускаемым в противоположной фазе симметричным ему атомом.

Для частицы, имеющей большую скорость движения, поляризационный эффект может оказаться несимметричным вдоль траектории частицы и результирующее поле возникших диполей может также оказаться отличным от нуля как в самой области поляризации, так и на больших от нее расстояниях. Последнее, однако, возможно только для скоростей частицы, превышающих скорость распространения света в данной среде c/n : $V > c/n$.

Можно показать, что в случае, если скорость движения частицы меньше скорости распространения света в среде, то напряженность результирующего поля в удаленных точках равна нулю. Это объясняется тем, что излучения, испускаемые отдельными элементами поляризованного объема, при интерференции оказываются в разных фазах и гасят друг друга.

Примем за начальную фазу излучения в момент появления частицы в данной точке ее траектории - точки A_1 , A_2 , A_3 и т.д. (рис.1). К моменту времени, когда частица оказывается в точке В своей траектории, излучение, отвечающее начальной фазе, распространится на расстояние

$$r_1 = \frac{c}{n} \cdot \frac{A_1 B}{V}, \quad r_2 = \frac{c}{n} \cdot \frac{A_2 B}{V}$$

и т. д. (времена пролета частицы от точек A_1 , A_2 , ... до точки В соответственно равны $t_1 = \frac{A_1 B}{V}$, $t_2 = \frac{A_2 B}{V}$). Однако, так как скорость частицы $V < c/n$, радиус сфер когерентного излучения всегда будет больше расстояний, пройденных частицей ($r_1 > A_1 B$, $r_2 > A_2 B$, ...), а,

следовательно, исключается возможность положительной интерференции.

Если же скорость частицы V превышает скорость распространения света в среде $V > c/n$, то в этом случае будет испускаться электромагнитное излучение, наблюдаемое лишь под определенным углом θ относительно траектории частицы (рис.2). Электромагнитные волны, возникающие в точках траектории A_1, A_2, \dots будут когерентны, лишь распространяясь под углом θ .

Они образуют волновой фронт ВС. Когерентность будет иметь место при условии, что частица проходит путь АВ за то же время AB/V , которое необходимо для распространения излучения из А в С

$(\frac{AC}{c/n})$, $\frac{AB}{V} = \frac{AC}{c/n}$. Отсюда следует соотношение:

$$\cos\theta = 1/\beta n, \quad \text{где } \beta = V/c \quad (1)$$

Выражение (1) и есть условие существования излучения. Из условия (1) следует, что:

1) черенковское излучение испускается лишь при соблюдении определенного соотношения между скоростью движения частицы V и показателем преломления n : $\beta \geq 1/n$. При скоростях частицы $\beta < \beta_{\min}$ излучения не происходит. При скорости, равной пороговой, направление излучения совпадает с направлением движения частицы;

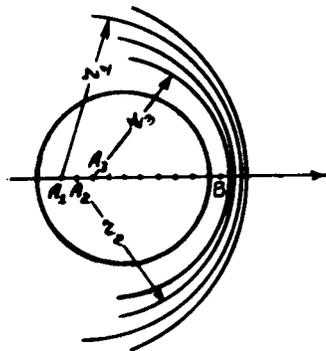


Рис. 1. Схема возникновения излучения при скоростях частицы $V < \frac{c}{n}$

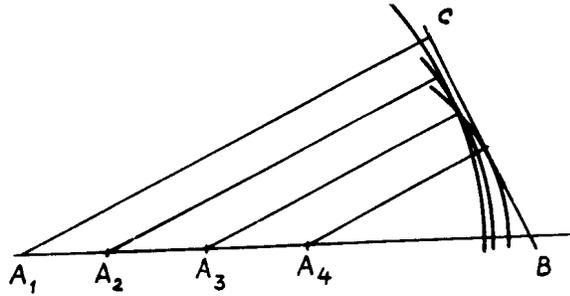


Рис. 2. Схема возникновения когерентного излучения

2) при увеличении скорости частицы V угол θ растет от нуля (при $\beta=1/n$) до максимального $\theta_{\max} = \arccos(1/n)$ (при $\beta=1$);

3) в соответствии с механизмом возникновения черенковское излучение обладает непрерывным спектром частот. Практическое значение имеет лишь излучение, лежащее в видимой части спектра (4000-7000 Å), так как обычные среды, служащие в черенковских детекторах радиаторами, непрозрачны для ультрафиолета.

Теория Тамма-Франка дает выражение для числа фотонов N , испускаемых частицей с зарядом Z , движущейся со скоростью β в среде с показателем преломления n в интервале длин волн от λ_1 до λ_2 :

$$N = 2\pi\alpha l Z^2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) = 2\pi\alpha l Z^2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \sin^2 \theta, \quad (2)$$

где α - постоянная тонкой структуры ($\alpha=e^2 / \hbar c=1/137$); l - длина пути частицы в радиаторе.

Согласно формуле (2) число фотонов, излучаемых частицей с зарядом Z на единице длины пути в веществе с постоянным показателем преломления, составляет

$$N \approx 500 \sin^2 \theta Z^2. \quad (3)$$

Сравним число фотонов, испускаемых, например, электроном с энергией 10МэВ на пути в 1 см в случае черенковского излучения и в случае тормозного излучения, в диапазоне длин волн от $\lambda_1 = 3500 \text{ Å}$ до

$\lambda_2 = 7000 \text{ \AA}$ в воде. Напомним, что число фотонов, испускаемых электроном на радиационной единице длины за счет тормозного излучения (радиационная единица длины или так называемая “t-единица” - это расстояние, на котором энергия частицы вследствие радиационного торможения уменьшается в e раз), можно подсчитать по формуле /1/: $N = 4/3 \ln(\lambda_2 / \lambda_1)$.

Для воды радиационная единица равна 34 см. Следовательно, на 1 см пути в воде электрон испустит $3 \cdot 10^{-2}$ фотонов в видимой части спектра за счет тормозного излучения. Потери же на черенковское излучение тем же электроном на 1 см пути составят 263 фотона, т. е. в видимой части спектра интенсивность черенковского излучения приблизительно в 10^4 раз больше интенсивности тормозного излучения.

Из формулы (2) видно, что интенсивность излучения существенно зависит от величины угла θ . Для одной и той же среды при увеличении скорости частицы интенсивность излучения увеличивается.

Быстрая заряженная частица при движении через твердое вещество вызывает черенковское излучение с интенсивностью порядка 100 фотонов/см, а в газообразных средах - около 10 фотонов/см ($n \approx 1,01$). Даже такое малое количество света оказывается достаточным, чтобы черенковское излучение можно было использовать для регистрации высокоэнергичных заряженных частиц с помощью специальных “черенковских счетчиков” /2,3/.

Как видно из формул (2) и (3), интенсивность черенковского излучения быстро возрастает с ростом заряда частицы Z . Поэтому черенковские детекторы успешно используются в физике релятивистских многозарядных ионов.

2. Черенковские детекторы

Черенковский детектор состоит в основном из радиатора (среды, в которой возникает черенковское излучение), оптической системы, направляющей излучаемый радиатором свет в регистрирующий прибор, и самого регистрирующего прибора. В качестве последнего обычно служит фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). В случае, когда интенсивность регистрируемых частиц обеспечивает большой световой выход, черенковское излучение может быть сфотографировано.

В качестве радиатора в черенковских счетчиках наиболее часто употребляются прозрачные пластмассы, например, плексиглас. Пластмассы обладают хорошей прозрачностью в области регистрируемых длин волн (от 0,035-0,3 до 2-1,2 мкм), высоким коэффициентом преломления ($n \cong 1,5$) при малой дисперсии, небольшой плотностью ($\rho \sim 1,1 \text{ г/см}^3$) и малым атомным номером ($Z \cong 6$). Пластмассы легко поддаются обработке, что также делает их удобными для использования в качестве радиаторов. Если условия эксперимента позволяют применять радиаторы больших объемов, то удобно использовать дистиллированную воду ($n=1,333$).

В зависимости от особенностей оптической системы черенковские детекторы разделяются на пороговые (детекторы без фокусировки) или интегральные и угловые или дифференциальные (детекторы с фокусировкой).

Пороговые детекторы используются обычно для подсчета количества частиц, проходящих через радиатор. При этом регистрируются только те частицы, скорость которых удовлетворяет условию $\beta \geq 1/n$. Так, при радиаторе из плексигласа ($n=1,5$) энергетический порог регистрации составляет 330 МэВ для протонов и 180 кэВ для электронов. Пороговый черенковский детектор представляет собой некоторый объем, заполненный радиатором и просматриваемый фотоумножителем. Оптическая система детектора чувствительна к свету, испущенному в широком интервале углов. Примером порогового детектора (детектора без фокусировки) может служить счетчик, созданный впервые Джелли для регистрации космических частиц (рис.3).

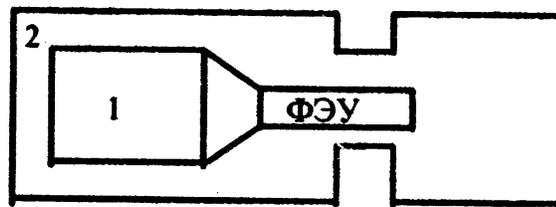


Рис.3. Схема порогового счетчика Джелли:
1- водный радиатор; 2- стеклянный контейнер

Детектор состоит из водного радиатора 1, заключенного в стеклянный контейнер 2 с посеребренными боковыми внутренними

стенками. Черенковское излучение отражается от посеребренных стенок и попадает на фотокатод ФЭУ. Серебрение стенок дает возможность собирать черенковский свет с наименьшими потерями.

Основное преимущество черенковских детекторов по сравнению с другими типами детекторов (при регистрации интенсивности частиц) - высокая разрешающая способность по времени.

Конечная длительность светового импульса черенковского излучения, наблюдаемого на некотором расстоянии от траектории частицы, связана с зависимостью показателя преломления от длины волны (дисперсия). Наличие дисперсии приводит к некоторому размытию угла θ черенковского излучения для частиц с данной скоростью V . Так, для красного и фиолетового концов спектра, для которых показатели преломления соответственно n_k и n_ϕ , черенковское излучение будет испускаться под углами

$$\theta_k = \arccos(1/\beta n_k), \quad \theta_\phi = \arccos(1/\beta n_\phi).$$

Так как в случае нормальной дисперсии $n_\phi > n_k$, то величина размытия угла $\Delta\theta = \theta_\phi - \theta_k = \arccos(1/\beta n_\phi) - \arccos(1/\beta n_k)$. Такое размытие угла приводит к существованию конечной длительности волнового фронта для наблюдателя, находящегося в некоторой точке L на расстоянии l от траектории частицы AC . Пусть в момент времени, когда частица находится в точке C , через точку L будет проходить красный фронт черенковского излучения (рис. 4).

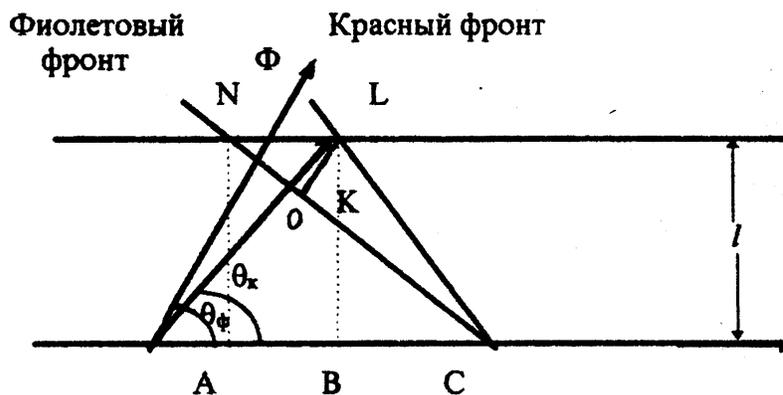


Рис.4 . Схема, поясняющая существование конечной длительности волнового фронта черенковского излучения

Фиолетовый фронт излучения в тот же момент времени проходит через точку N. Длительность излучения τ в точке наблюдения L будет определяться временем, необходимым для прохождения фиолетовым фронтом расстояния OL ($OL \perp NC$), т.е.

$$\tau = OL / (c/n_\phi) = LN \cdot \cos \theta_\phi / (c/n_\phi),$$

$$LN = AC - BC = l (\operatorname{tg} \theta_\phi - \operatorname{tg} \theta_\kappa),$$

$$\text{а } \cos \theta_\phi = 1/\beta n. \text{ Тогда получим } \tau = \frac{l}{\beta c} (\operatorname{tg} \theta_\phi - \operatorname{tg} \theta_\kappa).$$

Чтобы иметь представление о порядке величины τ , оценим длительность светового импульса черенковского излучения на расстоянии $l=10$ см от траектории релятивистской частицы ($\beta \approx 1$), движущейся в плексигласе с показателем преломления $n_\phi = 1,501$ ($\lambda_\phi = 4538 \text{ \AA}$) и $n_\kappa = 1,489$ ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$)

$$\theta_\phi = \arccos(1/n_\phi) = 48^\circ 10',$$

$$\theta_\kappa = \arccos(1/n_\kappa) = 47^\circ 45',$$

$$\tau = \frac{10}{3 \cdot 10^{10} \text{ см} / \text{с}} \cdot 0,0162 = 5,4 \cdot 10^{-12} \text{ с}.$$

Временное разрешение черенковского детектора без фокусировки определяется временем нарастания светового импульса на фотокатод ФЭУ и временными характеристиками самого ФЭУ. Время нарастания светового импульса на фотокатод ФЭУ несколько больше длительности собственного светового импульса черенковского излучения ($10^{-12} - 10^{-11}$ с), так как черенковское излучение в детекторах без фокусировки прежде чем попасть на фотокатод, испытывает отражение от стенок радиатора. Поэтому время нарастания светового импульса на фотокатод ФЭУ зависит от отражающих свойств стенок радиатора. В радиаторах с диффузным отражателем это время превышает длительность собственного черенковского излучения и составляет около 10^{-8} с. При зеркальном отражении разрешающее время составляет $\sim 10^{-10}$ с для радиаторов небольших размеров (20-30 см).

Дифференциальные счетчики или счетчики с фокусировкой

предназначаются для определения скорости быстрых частиц согласно выражению (1). Для этого необходимо обеспечить такую конструкцию счетчика, чтобы происходила фокусировка черенковского света, идущего под определенным углом θ к направлению движения частицы, на фотокатод ФЭУ. Конструкция радиатора выбирается так, чтобы сохранить имеющееся соотношение между углом светового конуса и направлением движения частицы и дать возможность измерить этот угол. Этим условиям отвечает, например, радиатор в форме цилиндра из прозрачного твердого вещества (плексигласа, например), основание и поверхность которого тщательно полируются.

Если быстрые заряженные частицы проходят через основание цилиндра параллельно его оси (рис.5), то черенковское излучение будет идти все время под одним и тем же углом к оси цилиндра. Черенковское излучение, вызванное частицами с одинаковыми скоростями, будет выходить из торца радиатора под одним и тем же углом. Излучение от частиц, движущихся с другими скоростями, будет выходить под другими углами. Выходящее под определенным углом из радиатора излучение должно быть сфокусировано оптической системой на фотокатод ФЭУ.

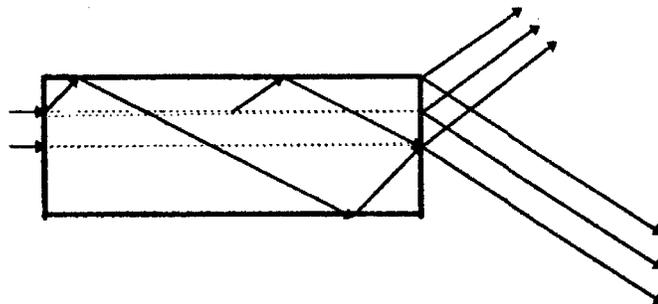


Рис.5. Схема цилиндрического радиатора

Существуют оптические системы с фиксированным и регулируемым положением фокуса. Назначение первых - селекция частиц по скоростям (энергиям), поэтому их применяют в тех случаях, когда требуется из потока частиц разных энергий отобрать частицы с заданной энергией. Детекторы второго типа используют для измерения энергий (скорости) при работе с монохроматическими потоками частиц.

Наиболее простой черенковский счетчик с фиксированным фокусом оптической системы состоит из радиатора в форме длинного

цилиндра, переходящего в конус с углом раствора θ , равным углу черенковского излучения (рис.6).

Частица, движущаяся параллельно оси радиатора, создает черенковский свет, если ее скорость удовлетворяет условию $\beta=1/(n\cos\theta)$. Черенковский свет испытывает полное внутреннее отражение от боковой поверхности цилиндра (для обеспечения зеркального отражения поверхность радиатора покрывается металлической фольгой) и падает на боковую поверхность конуса. При этом угол падения оказывается равным половине угла θ . Поэтому после отражения свет выйдет через основание конуса параллельным пучком, который собирается и фокусируется с помощью линзы на фотокатод ФЭУ.

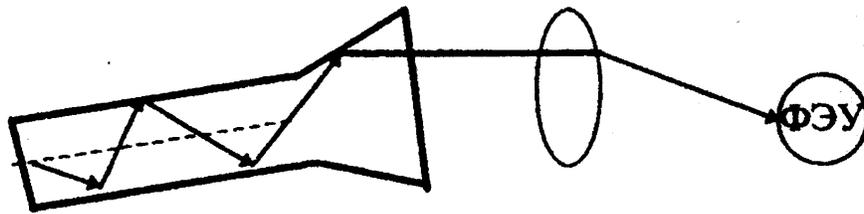


Рис.6. Схема черенковского счетчика с фиксированным фокусом

Черенковское излучение, вызванное в радиаторе частицами других скоростей, выйдет из конуса расходящимся или сходящимся пучком и не попадет на фотокатод ФЭУ. Следовательно, из пучка частиц с разными скоростями данным счетчиком будут зарегистрированы только частицы со скоростью $\beta=1/(n\cos\theta)$.

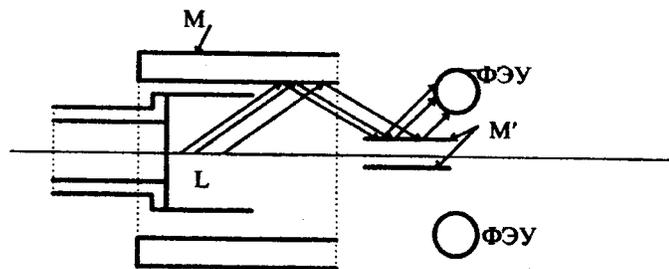


Рис.7. Схема черенковского счетчика с регулируемым фокусом:
L-линза- радиатор; M-цилиндрическое зеркало; M'-плоское зеркало

Примером схемы счетчика с регулируемым фокусом может

служить счетчик, изображенный на рис.7. В этом счетчике радиатор в форме части сферы радиуса R помещается внутри цилиндрического зеркала. Пучок частиц направляется по оси радиатора. Черенковский свет, возникший в линзе-радиаторе, фокусируется на цилиндрическое зеркало, которое отражает его на два плоских зеркала. Плоские зеркала расположены симметрично относительно оси. Отраженный от плоских зеркал свет регистрируется фотоумножителями. Фокусировка света, испущенного под разными углами θ , осуществляется путем передвижения радиатора в цилиндрическом зеркале при фиксированном положении ФЭУ. Тем самым достигается раздельная регистрация частиц с различными скоростями.

Надо заметить, что от типа применяемого радиатора (жидкий, твердый или газообразный) зависят селективные свойства дифференциальных черенковских детекторов. Выражение для разрешающей способности детектора по скоростям можно получить, продифференцировав соотношение (1):

$$\Delta\beta/\beta = \operatorname{tg} \theta \Delta\theta = (n^2 \beta^2 - 1)^{1/2} \Delta\theta . \quad (4)$$

Показатель преломления жидких или твердых радиаторов лежит в интервале значений от 1,3 до 1,8, т.е. в довольно узкой области. Поэтому счетчики с такими радиаторами имеют хорошую разрешающую способность по скоростям только для частиц, скорости которых не слишком близки к скорости света. Для частиц же со скоростями близкими к скорости света ($\beta \sim 1$) различие в скорости будет очень малым ($\Delta\beta < 1\text{см}$ (4)) и селективные свойства таких счетчиков будут неудовлетворительными. Так, например, для радиатора из плексигласа показатель преломления $n=1,5$ и пороговая скорость $\beta_{\min} = 0,7$. В этом случае углы излучения близки к максимальному $\operatorname{Cos}\theta_{\max} = 1/n$, и разница в углах излучения для частиц разных скоростей очень мала, так как $\Delta\theta \sim \Delta\beta$, $\Delta\beta \ll 1$. Поэтому для разделения по скоростям частиц высоких энергий ($\beta \rightarrow 1$) применяются черенковские детекторы с газовыми радиаторами, у которых показатель преломления $n \approx 1,01$.

Обычно энергетическое разрешение черенковских детекторов с фокусировкой составляет 5-10%. Однако в детекторах, предназначенных для точного определения энергии частиц, с помощью специальных мер разрешение может быть доведено до 10^{-5} .

Разработаны прецизионные приборы с коррекцией эффекта хроматической дисперсии, которые позволяют получить $(\Delta\beta / \beta) \approx 10^{-6} - 10^{-7}$.

Временное разрешение детекторов с фокусировкой определяется временными свойствами фотоумножителей, так как длительность черенковского излучения $10^{-11} - 10^{-12}$ с, а ФЭУ обычно воспроизводят без искажения лишь световые сигналы длительностью $10^{-10} - 10^{-9}$ с.

Быстрыми счетчиками, нашедшими широкое применение в физике высоких энергий, являются черенковские ливневые детекторы. Эти детекторы эффективно регистрируют гамма-кванты высокой энергии, порождающие электронно-фотонные ливни в радиаторах из свинцового стекла.

3. Описание установки

В настоящей работе проводится параллельное исследование некоторых характеристик черенковского и сцинтилляционного детекторов (изложение работы сцинтилляционного детектора смотри в описании лабораторной работы №1 “Сцинтилляционный метод”). Сопоставление результатов измерений, полученных с помощью черенковского и сцинтилляционного детекторов, работающих в одинаковых условиях, позволяет наглядно показать их особенности, обусловленные различием механизмов регистрации частиц в этих детекторах. Общий вид, схема и блок-схема установки приведены на рис.8 и на рис. 9.

Черенковский и сцинтилляционный детекторы работают от частиц космического излучения - в основном мюонов. Космические частицы выделяются с помощью так называемого “телескопа” (телескопом, по аналогии с астрономическим телескопом, называется устройство, используемое в физике космических лучей для выделения определенного телесного угла при регистрации космических частиц)

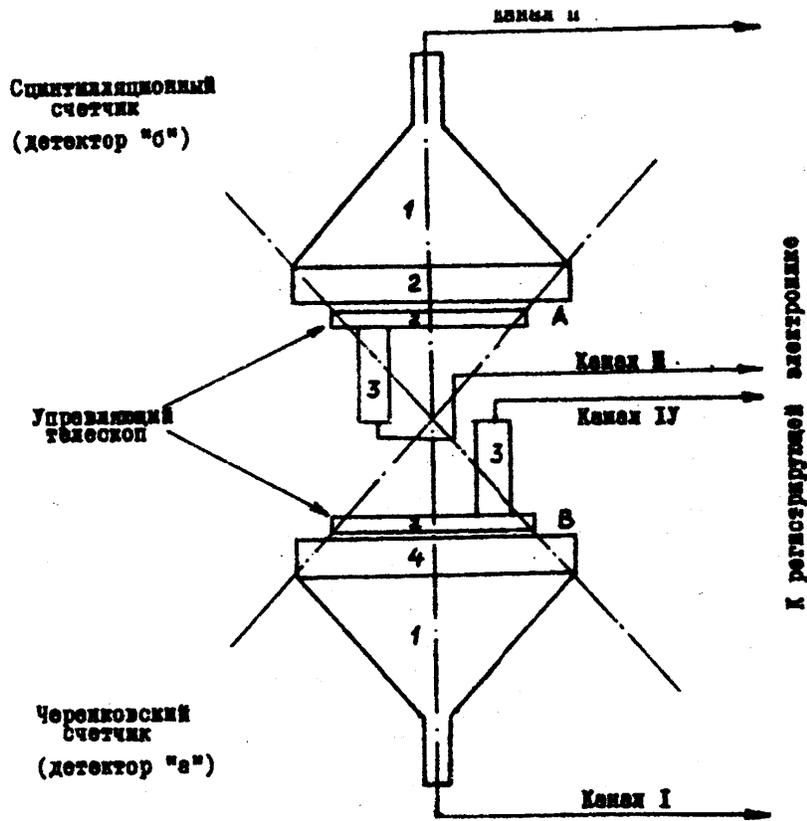


Рис. 8. Схема установки: 1 - фотоумножитель (ФЭУ-49); 2 - сцинтилятор; 3 - ФЭУ-16; 4 - радиатор (плексиглас)

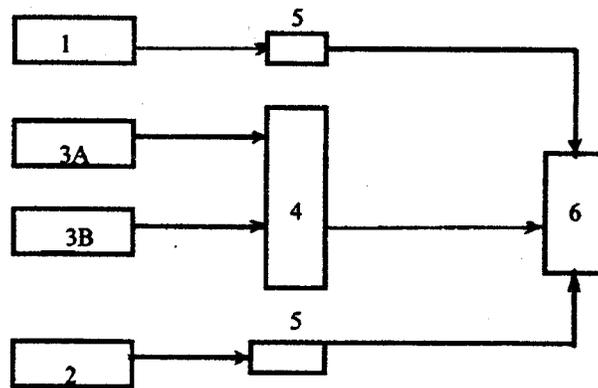


Рис.9 Блок-схема установки: 1- детектор "а"; 2 - детектор "б"; 3а и 3б - сцинтиляционный телескоп; 4 - схема совпадений; 5 - усилитель; 6 - амплитудный анализатор и компьютер.

из сцинтилляционных счетчиков (рис. 8) и регистрируется с помощью либо черенковского (канал “а”), либо сцинтилляционного (канал “б”) детекторов.

В черенковском детекторе в качестве радиатора служит плексиглас с коэффициентом преломления $n=1,5$: размер радиатора 15 см в диаметре и толщина 2,5 см. и ФЭУ-49 с диаметром фотокатода 15 см.

В сцинтилляционном детекторе используется пластиковый сцинтиллятор (“полистирол”) диаметром 15 см и высотой в 2,5 см. и ФЭУ-49.

Крепление черенковского и сцинтилляционного счетчиков обеспечивает их поворот на 180^0 . Телесный угол установки определяется величиной радиуса фотокатодов ФЭУ-49 и расстоянием между черенковским и сцинтилляционным детекторами, а сцинтилляционные счетчики А и В, выполненные на ФЭУ-16, размещены так, что они вписываются в этот же телесный угол (рис.8). Установкой же управляет сцинтилляционный телескоп (счетчики А и В), оба ряда которого включены в схему совпадений (рис. 9). При такой схеме регистрироваться будут только те частицы, которые прошли одновременно через черенковский и сцинтилляционный детекторы и через оба ряда сцинтилляционных счетчиков телескопа. При наличии управляющего сигнала с выхода схемы совпадений происходит регистрация импульсов либо от черенковского детектора, либо от сцинтилляционного детектора. Оба канала (черенковский и сцинтилляционный) имеют одинаковые телесные углы, следовательно, через оба детектора в единицу времени проходит одинаковое число космических частиц. Импульсы со всех детекторов регистрируются с помощью амплитудного анализатора, встроенного в компьютер.

Для снятия амплитудной характеристики ФЭУ (зависимости амплитуды импульсов на выходе ФЭУ от напряжения на делителе ФЭУ), для определения соотношения коэффициентов усиления в каналах “а” и “б”, используются генераторы световых сигналов, собранные на световых диодах типа АЛ-107 и размещенные непосредственно перед фотокатодами ФЭУ.

На световые диоды подается импульсное питание от специального генератора. Режимы работы световых диодов (величина токового импульса) подобраны так, чтобы интенсивность световых вспышек различалась не более, чем на 15-20%. Поэтому мы можем имитировать прохождение заряженной частицы через все детекторы,

что важно для наладки, контроля и калибровки нашей экспериментальной установки. Сигналы с анодов ФЭУ поступают в специальный блок аппаратуры научно-исследовательского измерительного комплекса (НИИК), в котором находятся все элементы управления работой установки (формирователи, дискриминаторы, усилители и т.д.) Здесь же расположены и источники высоковольтного и низковольтного питания. НИИК разработан в отделе частиц сверхвысоких энергий (ОЧСВЭ) НИИЯФ МГУ и используется еще в ряде лабораторных работ практикума.

Управление установкой ведется с дисплея компьютера.

Перед началом выполнения упражнений следует ознакомиться с устройством ФЭУ-49, с конструкцией всех частей установки, а также с командной панелью на дисплее компьютера, с помощью которой идет управление установкой, а также с инструкцией о порядке работы на установке. Инструкция содержит сведения о рабочих режимах - величинах высокого напряжения на ФЭУ и коэффициентах усиления в сцинтилляционном и черенковском каналах.

У П Р А Ж Н Е Н И Е 1

Определение зависимости амплитуды импульсов на выходе ФЭУ от напряжения на его делителе и измерение отношения коэффициентов усиления в каналах черенковского и сцинтилляционного детекторов (упражнение выполняется при выключенной схеме совпадений)

В упражнении используется генератор световых сигналов, дающий монохроматические красные вспышки постоянной интенсивности. В качестве генератора световых сигналов служат, как уже отмечалось, световые диоды, от которых световые импульсы одновременно поступают на фотокатоды всех ФЭУ (см. рис. 8а и 9). Естественно, что интенсивности этих световых вспышек несколько различаются. Обычно это различие составляет 10 – 15%.

Амплитудная характеристика ФЭУ. На световые диоды подается импульсное напряжение от специального генератора. Изменяя напряжение U на делителе ФЭУ ступенями от 1300 до 1800 В (см. инструкцию на рабочем столе), измеряют амплитуду выходного импульса ФЭУ с помощью амплитудного анализатора компьютера. В качестве искомой амплитуды может служить номер канала, соответствующий максимуму полученного распределения (напомним,

что распределение от светового диода - это распределение Гаусса). При необходимости калибровку каналов анализатора в вольтах можно получить, используя данные о диапазоне величин амплитуд, регистрируемых данным анализатором и, считая, что шкала анализатора линейна (см. /5/).

Снять амплитудные характеристики для ФЭУ сцинтилляционного и черенковского каналов и занести их в память компьютера. По результатам измерений построить графики $A(U)$ для каждого из 2-х ФЭУ, черенковского и сцинтилляционного, (в качестве величины A можно взять, как указывалось выше, соответствующий номер канала N). Записать значения коэффициентов усиления, при которых снимались амплитудные характеристики.

На рис. 10 приведен пример амплитудных характеристик ФЭУ, полученных при подсветке от одного и того же светового диода.

Измерение соотношения коэффициентов усиления в каналах черенковского и сцинтилляционного детекторов (каналы “а” и “б” соответственно). При этом будем понимать под “электронным каналом” или “трактом” путь от анода ФЭУ до входа анализатора.

Фотокатоды ФЭУ черенковского и сцинтилляционного детекторов подсвечиваются практически одинаковыми по интенсивности вспышками от световых диодов. Поэтому отношение величин амплитуд на входе анализатора от сцинтилляционного и черенковского каналов, будет обусловлено различием коэффициентов усиления электронных трактов и самих ФЭУ в этих каналах.

Для упражнения 3 нам понадобится соотношение коэффициентов усиления K в каналах сцинтилляционного и черенковского детекторов. Получить значение K можно следующим образом. Из полученных анодных характеристик ФЭУ сцинтилляционного и черенковского каналов следует найти величины амплитуд ($N_{\text{сц}}$ и $N_{\text{чер}}$) соответствующие рабочим значениям напряжений $U_{\text{сц}}$ и $U_{\text{чер}}$. Рабочие значения $U_{\text{сц}}$ и $U_{\text{чер}}$ – это те напряжения на делителях ФЭУ, при которых идет регистрация космического излучения в упражнениях 2 и 3 (см. инструкцию на рабочем столе). Отношение $K = N_{\text{сц}} / N_{\text{чер}}$ и будет искомым отношением коэффициентов усиления сцинтилляционного и черенковского каналов.

По окончании первого упражнения выключить питание светового генератора.

У П Р А Ж Н Е Н И Е 2

Определение интенсивности космических частиц

В этом упражнении измеряется интенсивность космических частиц с помощью сцинтилляционного и черенковских детекторов при включенной схеме совпадений. Измерения проводят в течение 10 минут поочередно в каналах “а” и “б” при одном положении черенковского детектора (положение радиатором вверх). Такие же измерения числа частиц проводятся при положении ФЭУ в черенковском и сцинтилляционном детекторах, повернутых на 180^0 (“вниз”). Каждое измерение регистрируется на анализаторе компьютера в виде соответствующего распределения. Число частиц, зарегистрированное в любом из измерений за 10 минут, можно получить после нахождения геометрического фактора установки (см. текст ниже) и проведения статистической обработки данного распределения (см. /4/). При этом границы обрабатываемых участков распределений для одного того же детектора (т.е. распределения, полученные в положении “вверх” и “вниз”) должны быть одинаковыми.

1. Объяснить полученные результаты по измерению числа частиц с помощью черенковского и сцинтилляционного детекторов при положении ФЭУ “вверх” и “вниз”.

2. Определить абсолютную интенсивность космических частиц.

Интенсивность космических частиц I , измеренная с помощью сцинтилляционного или черенковского детектора, связана с абсолютным значением потока частиц I_0 соотношением $I=I_0\Gamma$, где Γ – так называемый ”геометрический фактор” телескопа. На уровне моря геометрический фактор Γ дается следующим выражением:

$$\Gamma = 2l^4 \pi^2 \int_0^R \int_0^R \frac{R_1 R_2 \left[2(l^2 + R_1^2 + R_2^2)^2 + 4R_1^2 R_2^2 \right] dR_1 dR_2}{\left[l^4 + (R_1^2 - R_2^2)^2 + 2(R_1^2 + R_2^2)l^2 \right]^{5/2}} \quad \text{см.}^2 \text{ ср.}$$

где R_1 и R_2 - радиусы сцинтиллятора детектора “б” и полистирола детектора “а” ($R_1=R_2=7\text{см}$), l - расстояние между детекторами “а” и “б” ($l=13\text{,см}$). Абсолютная интенсивность потока космических частиц на уровне моря находится из выражения

$$I_0 = I/\Gamma \text{ частиц/см}^2 \text{ мин. ср.}$$

Выражение для геометрического фактора Γ находится численным интегрированием с помощью специальной программы компьютера.

У П Р А Ж Н Е Н И Е 3

Сравнение амплитуды на выходе черенковского и сцинтилляционного детекторов при регистрации частиц данной энергии

Цель данного упражнения - сравнить экспериментально найденное отношение интенсивностей вспышек на фотокатодах ФЭУ-49, образованных частицами одной и той же энергии, в сцинтилляторе и в радиаторе черенковского детектора.

К сожалению, мы не можем зарегистрировать и затем измерить величину вспышки света от одной и той же частицы одновременно в черенковском и сцинтилляционном детекторах. Но мы имеем дело со статистическим процессом и, поэтому можем получить распределение энергетических потерь от большого числа мюонов, прошедших через них, и работать уже с этими распределениями.

Нахождение экспериментального отношения интенсивностей вспышек (измерения рекомендуем проводить при рабочих напряжений U_g на делителях ФЭУ).

С помощью анализатора компьютера снять поочередно распределения энергетических потерь мюонов, зарегистрированных черенковским и сцинтилляционным детекторами (для положений ФЭУ-49 “вверх” радиатором или сцинтиллятором).

Снять распределения с точностью 10-20% в максимуме. Записать полученные распределения в индивидуальные файлы. Определить номер канала N_{ch}^{max} (черенковский) или N_{sc}^{max} (сцинтилляционный), соответствующего максимуму распределения. Найти отношение значений номеров этих каналов $M = \frac{N_{sc}^{max}}{N_{ch}^{max}}$ для распределений,

полученных с помощью черенковского и сцинтилляционного детекторов (практически величина M соответствует отношению наиболее вероятных энергетических потерь, зарегистрированных этими детекторами).

Чтобы полученное отношение отражало различие в величинах вспышек в сцинтилляторе сцинтилляционном и в радиаторе черенковского детекторов, образованных при прохождении через них частиц одной и той же энергии, необходимо в этом отношении учесть полученное в упражнении 1 соотношение К. Напомним, что К учитывает коэффициенты усиления черенковского и сцинтилляционного каналов, во-первых, и, во-вторых – различия коэффициентов усиления ФЭУ, стоящих в этих каналах.

Теперь в величину М внесем поправку К. Тогда величина $M_{\text{эксп.}} = M \cdot K$ будет экспериментально найденным отношением величин вспышек, зарегистрированных в сцинтилляторе и радиаторе. Однако, если коэффициенты усиления, при которых снимались амплитудные характеристики (упражнение 1) и распределения данного упражнения, различаются, то это следует учесть в величине $M_{\text{экс.}}$. Затем экспериментальное отношение $M_{\text{экс}}$ сравнить с ожидаемым.

Оценка ожидаемого отношения интенсивностей вспышек в черенковском и сцинтилляционном счетчиках.

В случае черенковского излучения число фотонов, генерируемых заряженной частицей с зарядом $Z=1$ на единице длины пути, дается формулой (3)

$$N_{\text{ч}} \cong 500 \sin^2 \theta.$$

Считая, что мы регистрируем релятивистские мюоны ($\beta \rightarrow 1$) и, учитывая, что для плексигласа $n=1,5$ можно найти число фотонов, генерированных мюонами в плексигласе на 1 см пути.

По определению световой выход

$$q = \frac{\text{энергия, испускаемая путем флуоресценции}}{\text{энергия, расходуемая заряженной частицей на флуоресценцию}} = hv/E_{\omega}.$$

Отсюда можно определить величину энергии, расходуемой частицей на образование одного фотона с энергией hv :

$$E_{\omega} = hv/q. \quad (5)$$

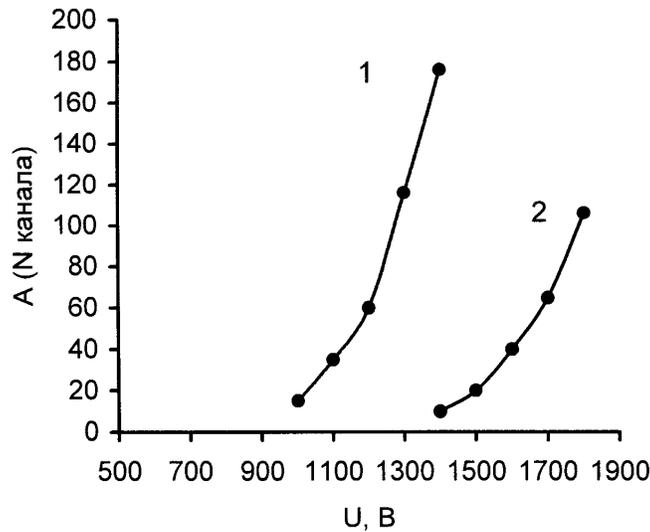


Рис. 10. Амплитудные характеристики ФЭУ при подсветке одинаковыми световыми диодами: 1 - кривая для сцинтилляционного детектора; 2-кривая для черенковского детектора.

В случае если заряженная частица с минимальной ионизацией dE_{\min} проходит в пластическом сцинтилляторе путь в 1см, число фотонов $N_{\text{сц}}$ во вспышке составит

$$N_{\text{сц}} = dE_{\min} / E_{\omega}. \quad (6)$$

Отношение $N_{\text{сц}} / N_{\text{ч}}$ и даст ожидаемое отношение интенсивностей вспышек в черенковском и сцинтилляционном счетчиках. При условии одинакового собирания света в черенковском и сцинтилляционном счетчиках, одинаковой чувствительности фотокатодов ФЭУ в этих счетчиках и одинаковых коэффициентов усиления ФЭУ отношение амплитуд на выходе ФЭУ при регистрации заряженных частиц одной и той же энергии будет по порядку величины таким же, как и отношение $N_{\text{сц}} / N_{\text{ч}}$.

В выражения (5) и (6) входят величины $h\nu$, q и dE_{\min} . Для полистирола $q=1,2\%$, $dE_{\min} \approx 2$ МэВ/см (в случае частицы с $Z=1$ и $\beta \rightarrow 1$) и $h\nu=2,8$ эВ (энергия фотона с длиной волны $\lambda=4400\text{Å}$ - средней длиной волны спектра испускания для полистирола).

Нахождение среднего значения и дисперсии экспериментальных распределений.

Из полученных экспериментальных распределений энергетических потерь мюонов черенковском и сцинтилляционном счетчиках определить:

а) номер канала, в котором зарегистрирована средняя амплитуда импульсов от мюонов

$$\bar{N} = \frac{\sum_i N_i n_i}{\sum_i n_i},$$

где N_i - номера каналов анализатора, в которых регистрируются амплитуды от мюонов, \bar{N} - номер канала, в котором зарегистрирована средняя амплитуда импульса от мюонов, n_i - число отсчетов импульсов от мюонов, зарегистрированных в i -ом канале;

б) номер канала $N_{\text{макс.}}$, в котором зарегистрирована максимальная амплитуда импульса от мюонов (она же будет отвечать наиболее вероятным энергетическим потерям заряженной частицы в детекторе);

в) дисперсию распределения

$$D_{\text{эксп}} = \frac{1}{n} \sum_i (N_i - \bar{N})^2,$$

где n - полное число отсчетов импульсов от мюонов, зарегистрированных счетчиком ($n = \sum_i n_i$). Напомним, что в нашем случае амплитуду заменяем номером канала n_i , в котором она зарегистрирована.

Вычисления средних значений и дисперсий распределений можно провести при помощи программ компьютера в режиме статистической обработки;

в) сравнить форму распределений, зарегистрированных в черенковском и сцинтилляционном детекторах и объяснить полученный результат.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Каков механизм возникновения черенковского излучения?
2. Чем объясняется конечная длительность светового импульса черенковского излучения?
3. Как устроен пороговый черенковский детектор?
4. Как устроены дифференциальные черенковские детекторы?
5. Какие виды дифференциальных детекторов существуют в зависимости от типа их оптической системы? Как устроен такой детектор?
6. В измерениях какого рода используются черенковские детекторы (какие сведения о заряженных частицах можно получить с помощью черенковских детекторов)?
7. Каковы основные преимущества и недостатки черенковских детекторов по сравнению с другими детекторами излучений, например, со сцинтилляционным?
8. Какова блок- схема установки, используемой в данной задаче?
9. Какие источники излучений использовались в настоящей задаче?
10. Какого типа черенковский детектор используется в задаче?

ЛИТЕРАТУРА

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика, Т.1,2.-М.: Энергоатомиздат, 1996.
2. Меликов Ю.В. Экспериментальные методы в ядерной физике. Курс лекций.-М.: Изд-во Моск.ун-та, 1996.
3. Мурзина Е.А. Взаимодействие излучения высокой энергии с веществом.-М.: Изд-во Моск. ун-та, 1990.
4. Ильина Н.П., Кузнецова Г.П., Силаев А.А., Сомиков А.В. Специальный практикум по современным методам физических исследований. Сцинтилляционный метод.-М.:Изд-во Моск. ун-та, 2004.
5. Сомиков А.В. Спектрометрическая система NP-3. Специальный практикум по современным методам физических исследований. -М.: Изд-во Моск. ун-та, 2004.