

Б-ка

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

А.Г.Оганесян

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ЕГО ВОЗМОЖНОЕ
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ЧАСТИЦ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ.

040— экспериментальная физика.

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук.

ЕРЕВАН—1969

Работа выполнена в Ереванском Физическом Институте.

Научные руководители: член-корр. АН СССР доктор физ.-мат. наук

А.И.АЛИХАНИЯН

член-корр. АН Арм.ССР доктор физ.-мат. наук

Г.М.ГАРИБЯН

Официальные оппоненты: член-корр. АН Арм.ССР доктор физ.-мат. наук

Г.А.ВАРТАПЕТИАН

доктор физ.-мат. наук Б.М.БОЛОТОВСКИЙ

Ведущее предприятие: Лаборатория ядерных проблем Объединенного
Института ядерных исследований.

Защита диссертации состоится "12" мая 1970г.
на заседании Совета Ереванского Физического Института (Актовый
зал Дома Ученых ЕрФИ).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕрФИ.

Ученый секретарь
Совета ЕрФИ

В.А. Шахбазян /ШАХБАЗЯН В.А./

В связи с переходом физики частиц высоких энергий в область энергий в десятки и сотни гигаэлектронвольт все острее становится проблема измерения энергии или идентификации частиц столь высоких энергий. При достигнутых в настоящее время энергиях эта проблема в основном решается посредством черенковских счетчиков. Очевидно, что переход в область импульсов частиц 100+1000 Гэв/с будет связан с резким увеличением размеров и усложнением этих счетчиков. Поэтому в настоящее время ведутся интенсивные поиски новых методов идентификации частиц высоких энергий. Одним из таких методов может явиться идентификация частиц по их переходному излучению.

Переходное излучение, возникающее при переходе заряженной частицы через границу раздела двух сред с различными диэлектрическими свойствами, было впервые теоретически предсказано И.М.Франком и В.Л.Гинзбургом в 1945г. В 1959г. Г.М.Гарибяном было показано, что интенсивность переходного излучения релятивистских частиц направлена в основном вперед и сосредоточена в рентгеновской области частот. При этом интенсивность излучения в определенном частотном интервале имеет резкую зависимость от энергии частиц. Имея в виду это, а также то обстоятельство, что в отличие от излучения Вавилова-Черенкова интенсивность переходного излучения растет непрерывно с увеличением энергии частиц, было показано, что переходное излучение можно использовать для детектирования частиц высоких энергий. Экспериментальные исследования подтвердили возможность создания такого детектора.

Однако использование рентгеновского переходного излучения для детектирования частиц высоких энергий осложняется необходимостью отделения гамма-квантов переходного излучения от заряженной частицы и дальнейшей их регистрацией. В то же время переход-

ное излучение в оптической области частот можно регистрировать посредством оптических систем и ФЭУ аналогично черенковским счетчикам. Однако логарифмическая зависимость интенсивности излучения в оптической области частот от энергии частиц не позволяет при разумных размерах счетчиков обеспечить достаточную разрешающую способность при идентификации частиц.

В настоящей диссертации предложен метод идентификации частиц высоких энергий, лишенный указанного выше недостатка, а также приведены результаты эксперимента, подтверждающие возможность создания детектора частиц высоких энергий на основе переходного излучения в оптической области частот. В основе предложенного метода идентификации частиц высоких энергий лежит то обстоятельство, что при регистрации излучения в интервале малых углов вокруг направления движения частицы, интенсивность переходного излучения в оптической области частот имеет очень сильную зависимость от энергии частицы.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. В первой главе обсуждаются теоретические и экспериментальные работы, выполненные по переходному излучению. Вторая глава посвящена анализу метода идентификации частиц по переходному излучению, конструкции и возможностей предлагаемого детектора. Экспериментальная установка и методика измерений описаны в третьей главе. Четвертая глава содержит результаты измерений.

Перейдем к краткому описанию основных материалов диссертации, заключающихся во второй, третьей и четвертой главах диссертации.

Идентификация частиц высоких энергий по их переходному излучению.

В работе [1] исходя из общеизвестного выражения для интен-

сивности переходного излучения было показано, что в оптической области частот ($\epsilon > 1$) при $\beta \sim 1$ и $\theta \ll \pi/2$

$$\frac{dW}{d\omega} \approx \frac{2e^2\theta^3 d\theta}{\pi c [(mc^2/E)^2 + \theta^2]^2}, \quad (1)$$

откуда следует, что максимум интенсивности переходного излучения наблюдается при угле $\theta = \sqrt{3} mc^2/E$; с увеличением энергии частиц E максимум сужается и сдвигается в сторону меньших углов.

Интегрирование формулы (1) по углу от 0 до определенного θ дает

$$\frac{dW}{d\omega} \approx \frac{e^2}{\pi c} \left\{ - \left[\left(\frac{\theta E}{mc^2} \right)^2 + 1 \right]^{-1} + \ln \left[\left(\frac{\theta E}{mc^2} \right)^2 + 1 \right] \right\}. \quad (2)$$

Как следует из (2), доля интенсивности, заключенная в пределах углов $0 < \theta \ll mc^2/E$ и $0 < \theta \gg mc^2/E$ соответственно составляет

$$\frac{dW}{d\omega} \approx \frac{e^2}{2\pi c} \theta^4 \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4 \quad (3)$$

и

$$\frac{dW}{d\omega} \approx \frac{e^2}{\pi c} \left[\ln \left(\frac{\theta E}{mc^2} \right)^2 - 1 \right], \quad (4)$$

т.е. интенсивность переходного излучения, заключенная в фиксированном интервале углов $0 < \theta$ растет с энергией как $\sim E^4$, если $\theta \ll mc^2/E$; с ростом энергии эта зависимость постепенно ослабевает и при $mc^2/E \ll \theta$ переходит в логарифмическую. Это означает, что если создать экспериментальную установку, способную регистрировать фотоны, испущенные в интервале углов от 0 до определенного значения θ , то эффективность детектирования

частиц такой установкой должна в сильной степени зависеть от энергий частиц.

Поскольку переходное излучение на одной границе раздела двух сред обладает малой интенсивностью, то для увеличения эффективности регистрации заряженных частиц следует использовать слоистую среду. В этом случае, если зона формирования излучения в вакууме меньше расстояния между слоями, имеет место простое суммирование интенсивностей излучения от всех пластин. С другой стороны, если в качестве слоев использовать прозрачные пластины с толщиной, большей зоны формирования излучения в среде, то интенсивность излучения будет вдвое большей, чем на одной границе.

В предлагаемой конструкции детектора слоистая среда разделена на n секций из l прозрачных пластин в каждой секции. Системой плоских зеркал, расположенных между секциями и над слоистой средой, переходное излучение направляется на линзу. Последняя фокусирует фотоны, испущенные в различных пластинах под данным углом θ в кольцо с центром, лежащим на оптической оси линзы, и с радиусом $r = fl \tan \theta$ (f - фокусное расстояние линзы) независимо от расстояния между траекторией частицы и осью прибора аналогично линзам, используемым в черенковских счетчиках. Диффрама, расположенная в фокальной плоскости линзы, позволяет регистрировать с помощью фотоумножителя фотоны, испущенные в интервале углов от 0 до данного θ . Таким образом, меняя только апертуру диффрагмы, можно перестраивать прибор на различные значения интервала углов $0 + \theta$.

Разбиение слоистой среды на секции уменьшает потери при светосборе по сравнению со случаем, когда излучение, образовавшееся в данной пластине, проходит затем через все последующие пластины. В последнем случае при определенном числе пластин дальней-

шее их увеличение не приводит к существенному увеличению числа фотонов, выходящих из слоистой среды. В описанной в диссертации секционированной слоистой среде нет принципиального ограничения на число фотонов, выходящих из слоистой среды.

В предположении, что флуктуации фотоэлектронов в фотоумножителе, регистрирующем переходное излучение, подчиняются закону Пуассона, найдена связь между разрешающей способностью $d\beta/\beta$ и числом слоев m [2]. Как показывают расчеты, при разумном числе слоев ($m \approx 2 \cdot 10^3$) и при регистрации излучения в интервале углов $0 + \theta = 10^{-2} + 10^{-3}$ в области энергий $\gamma = E/mc^2 \approx 10^2 + 10^4$ обеспечивается разрешающая способность $\Delta\beta/\beta \approx 10^{-4} + 10^{-8}$. При этом эффективность регистрации заряженной частицы, зависящая от числа фотоэлектронов, образуемых фотонами переходного излучения, и от порога дискриминации выходного импульса фотоумножителя, в той же области энергий близка к 100%. С другой стороны для разделения частиц с импульсами 100+1000 Гэв/с по массам необходимы разрешающие способности порядка $10^{-6} + 10^{-9}$. Следовательно, предлагаемый детектор позволит осуществить разделение частиц в изоимпульсном пучке по массам.

Как видно из (2), число фотонов переходного излучения зависит от $\gamma\theta$. Поскольку для двух разделяемых по массам частиц с одинаковыми импульсами при $\beta \approx 1$ имеет место соотношение $\gamma_1 M_1 \approx \gamma_2 M_2$ (M_1 и M_2 - массы частиц), то при $M_2 > M_1$ и фиксированном интервале углов $0 + \theta$ число фотонов, излученных легкой частицей, будет больше, чем излученных тяжелой частицей. Следовательно, вероятность регистрации легкой частицы $\epsilon_{M_1}(\gamma_1\theta)$ больше, чем вероятность регистрации тяжелой частицы $\epsilon_{M_2}(\gamma_2\theta)$. Расчеты показывают, что при числе слоев $m = 10^3 + 2 \cdot 10^3$ коэффициент разделения двух частиц по массам $R = \epsilon_{M_1}(\gamma_1\theta) / \epsilon_{M_2}(\gamma_2\theta)$

достигает $\sim 10^{-5} + 10^{-8}$ при разделении электронов и пионов с импульсами $5 + 20$ Гэв/с и $\sim 10^{-4} + 10^{-2}$ при разделении пионов и протонов с импульсами $100 + 400$ Гэв/с. Для облегчения расчета детектора в диссертации приведены номограммы, связывающие между собой R, m и $\chi\theta$.

Выше уже указывалось, что для независимого суммирования излучения от всех пластин слоистой среды, требуется, чтобы зона формирования излучения в вакууме z_e была меньше расстояния между пластинами l . Из теории переходного излучения известно, что $z_e \sim \frac{\lambda \chi^2}{2\pi[(\chi\theta)^2 + 1]}$ (λ - длина излученной волны), откуда видно, что с увеличением энергии частиц зона формирования, а следовательно и размеры предлагаемого детектора, сильно увеличатся. В то же время видно, что z_e уже в области $\chi\theta \geq 3$ не зависит от χ . С другой стороны, как следует из анализа формулы (2), интенсивность излучения, заключенная в области $0 \leq \chi\theta \leq 3$ составляет $\sim 20+30\%$ от интенсивности, заключенной в интервале $0 \leq \chi\theta \leq 20+40$, где еще энергетическая зависимость много резче логарифмической. Следовательно, даже в предположении, что превышение зоны формирования над расстоянием между пластинами приводит к полному подавлению переходного излучения, интенсивность излучения в области $\chi\theta \sim 20+40$ меняется мало. Таким образом, потеряв некоторую часть интенсивности, излученной под малыми углами, где зона формирования велика, можно получить большой выигрыш в интенсивности на единицу длины слоистой среды, уменьшая расстояния между пластинами.

Наконец, было проведено сопоставление черенковских счетчиков с предлагаемым детектором в случае использования их для разделения пионов от каонов. Длина обеих типов счетчиков растет с увеличением импульса частиц p как p^2 ; в то же время при

одном и том же p длина черенковского счетчика ~ 6 раз больше длины предлагаемого детектора.

Экспериментальная часть.

Для исследования энергетической зависимости интенсивности переходного излучения, заключенной в малом интервале углов во-круг направления движения частицы, а также переходного излучения в слоистой среде и спектрального распределения переходного излучения в оптической области частот, был поставлен эксперимент на пучке электронов с энергиями $\sim 20+55$ Мэв линейного ускорителя (инжектора) Ереванского электронного синхротрона АРУС [3+5]

Пучок электронов с энергетическим разбросом $\frac{\Delta E}{E} \approx 1\%$ линейного ускорителя отклонялся магнитом на угол 90° и, пройдя через коллиматор, попадал на экспериментальную установку. Последняя представляла собой вакуумную камеру с алюминиевыми входным и выходным окнами толщиной 50μ . Переходное излучение образовывалось в одной из стеклянных пластин толщиной $125 \mu, 220 \mu$ или 450μ , помещенных в вакуумную камеру. Стеклянные пластины устанавливались против пучка дистанционно без нарушения вакуума и без выключения электронного пучка.

Зеркало, изготовленное вакуумным напылением алюминия на стеклянную пластину толщиной 120μ , отклоняло излучение в оптической области частот на 90° , которое затем пройдя через линзу и диафрагму, регистрировалось фотоумножителем. Интенсивность электронов определялась при помощи цилиндра Фарадея. Темновой ток ФЭУ, а также ток, обусловленный фоновыми частицами и излучением, возникшим в различных частях установки, компенсировался; при этом стеклянные пластины из-под электронного пучка убирались. Защита всей установки от фона осуществлялась свинцовыми, желез-

ными и парафиновыми блоками. Вся установка тщательно кстирована- лась.

Помимо переходного излучения в оптической области частот в пластине образуются фоновые тормозное и черенковское излучения, вызванные первичной частицей, а также переходное, тормозное и черенковское излучения, вызванные δ - электронами. Наиболее интенсивным из них является черенковское излучение. Однако при $\beta \approx 1$ и $n \geq 1,45$ угол излучения Вавилова-Черенкова $\theta_c = \arccos \frac{1}{n}$ больше угла полного внутреннего отражения света в пластине $\theta_{\text{в.о.}} = \arcsin \frac{1}{n}$, т.е. черенковское излучение не выходит из пластины. К тому же, если даже черенковское излучение выйдет из пластины, оно не может зарегистрироваться, т.к. угол излучения Вавилова-Черенкова много больше интервала охватываемых диафрагмой углов, в котором регистрируется переходное излучение. Как показал анализ, влиянием всех прочих фоновых излучений можно пренебречь. Тем не менее, вклад перечисленных фоновых излучений определялся экспериментально следующим образом. Известно, что интенсивность переходного излучения в пластине с толщиной, много большей зоны формирования излучения в среде, не зависит от толщины пластины, а интенсивности тормозного и черенковского излучений зависят от нее. Следовательно, если измерения проводить в пластинках различных толщин, затем полученные значения интенсивностей экстраполировать к нулевой толщине, то значение интенсивности при нулевой толщине будут соответствовать интенсивности переходного излучения. Именно поэтому в эксперименте нами измерения проводились в стеклянных пластинках трех различных толщин. Кроме того, благодаря тому, что в камере был создан вакуум $\sim 10^{-2}$ мм рт.ст., полностью была исключена возможность образования излучения Вавилова-Черенкова в газе.

В процессе эксперимента измерялись две величины: анодный ток фотоумножителя $I_{\text{ФЭУ}}$ и ток цилиндра Фарадея $I_{\text{Ц.Ф.}}$. Для перехода от этих величин к интересующему нас числу фотонов переходного излучения в интервале длин волн $d\lambda$, необходимо знание коэффициента светосбора установки $\varepsilon(\lambda)$, коэффициента умножения K , относительной спектральной характеристики $S(\lambda)$ и квантовой эффективности $\eta(\lambda_m)$ фотоумножителя. $\varepsilon(\lambda)$ и K нами были определены экспериментально, а значения $S(\lambda)$ и $\eta(\lambda_m)$ были взяты из паспортных данных фотоумножителя.

Экспериментальные результаты и их обсуждение.

Исследования энергетической зависимости интенсивности переходного излучения в оптической области частот проводились в интервале углов $0 < \theta = 8 \cdot 10^{-2}; 6 \cdot 10^{-2}; 4 \cdot 10^{-2}; 3 \cdot 10^{-2}; 2 \cdot 10^{-2}; 10^{-2}$.

Как показали измерения, при увеличении толщины пластин интенсивность регистрируемого излучения увеличивается мало, т.е. как и ожидалось, вклад черенковского и тормозного излучений достаточно мал.

Сопоставление результатов измерений с теорией переходного излучения показало следующее. Наблюдается сильная зависимость числа фотонов переходного излучения от энергии электронов. При этом, в исследуемой области энергий эта зависимость тем резче, чем меньше интервал охватываемых диафрагмой углов. Так, при интервале углов $0 < \theta = 8 \cdot 10^{-2}$ зависимость числа фотонов от энергии электрона имеет вид $\sim E$, а при $0 < \theta = 10^{-2} \sim E^3$. При этом ход экспериментальных значений довольно хорошо согласуется с теоретическими кривыми. Однако абсолютные значения, измеренные экспериментально, превышают в среднем на 45% соответст-

вудшие теоретические кривые, что может быть результатом несоответствия паспортных значений $S(\lambda)$ и $\eta(\lambda_m)$ с данными используемого нами ФЭУ, или же неточного измерения тока электронов цилиндром Фарадея.

Исследование энергетической зависимости переходного излучения в слоистых средах было проведено при числе пластин $m = 5$ и $m = 9$. Расстояния между пластинами соответственно составляли 1,0 см и 0,5 см; толщина пластин $\sim 110 \mu$. Сопоставление экспериментальных результатов с теорией показало, что в слоистой среде действительно наблюдается усиление интенсивности переходного излучения по сравнению с излучением в одной пластине. Однако это усиление не пропорционально числу пластин, т.к. часть света теряется в самой слоистой среде. С учетом этого обстоятельства эксперимент совпадает с теорией с точностью до коэффициента 1,45, о котором говорилось выше.

Представляет интерес следующий факт. При энергиях электронов $\sim 40+50$ Мэв зона формирования излучения в вакууме ненамного меньше расстояния между пластинами. Тем не менее, подавления интенсивности переходного излучения в пределах экспериментальных ошибок не наблюдается.

Исследование спектрального распределения переходного излучения релятивистских электронов в оптической области частот представляет самостоятельный интерес, поскольку все эксперименты, выполненные до настоящего времени, проведены в случае нерелятивистских заряженных частиц. Для исследования спектрального распределения излучения между диафрагмой и фотоумножителем помещались различные оптические фильтры.

Как следует из формулы (2), в оптической области частот при $\beta \sim 1$ и $\theta \ll \pi/2$ спектральное распределение имеет вид $dI/d\lambda$.

Экспериментальные результаты, полученные при энергиях электронов $E=20,0; 30,0; 40,0$ и $50,0$ Мэв, интервале охватываемых углов $0 + \theta = 8 \cdot 10^{-2}$ и в интервале длин волн $3200+6500 \text{ \AA}$ хорошо описываются соответствующими теоретическими кривыми.

Таким образом, проделанные нами расчетные и экспериментальные исследования позволяют делать следующие заключения:

1. Показано, что в оптической области частот интенсивность переходного излучения в интервале углов $0 + \theta \ll mc^2/E$ растет с энергией как $\sim E^4$, а в интервале углов $0 + \theta \gg mc^2/E$ — логарифмически, что может быть использовано для идентификации иже частиц высоких энергий.

2. Предложена конкретная конструкция детектора частиц высоких энергий, использующего переходное излучение. Показано, что он способен разделять электроны от более тяжелых частиц в области импульсов до ~ 30 Гэв/с, а также пионы от каонов и протонов в области импульсов до $\sim 300+500$ Гэв/с. Оценен вклад в разрешающую способность детектора фоновых процессов.

3. Экспериментально исследована энергетическая зависимость интенсивности переходного излучения в различных интервалах углов $0 + \theta$ в случае одной пластины и слоистой среды, состоящей из пяти и девяти пластин. Исследовано также спектральное распределение переходного излучения в оптической области частот. Во всех случаях ход экспериментальных значений хорошо согласуется с соответствующими теоретическими кривыми, но абсолютные значения превышают теорию в среднем в 1,45 раза.

4. Экспериментально показано, что в согласии с теорией при $\theta \ll mc^2/E$ наблюдается довольно сильная зависимость интенсивности переходного излучения от энергии электронов. Экспери-

ментально также показано, что использование слоистых сред с расстоянием между пластинами большими, чем зона формирования излучения в среде, позволяет значительно усилить интенсивность излучения.

5. Подробный анализ возможностей метода детектирования частиц высоких энергий по их переходному излучению в оптической области частот, простота предлагаемой конструкции детектора, а также результаты экспериментальных исследований позволяют надеяться, что такой детектор может быть использован в области энергий, где использование черенковских счетчиков уже затруднительно.

Материалы, использованные в диссертации, опубликованы в работах [1 + 5] и докладывались на Международной конференции по ядерной электронике (Версаль, 1968г.).

ЛИТЕРАТУРА:

1. К.А.Испирян, А.Г.Оганесян, Изв. АН Арм.ССР, Физика, 3, 240, 1968; препринт ЕФИ-МЭ-4(68).
2. A.I. Alikhanian, K.A. Ispirian, G.M. Garibian, E.M. Lazier, A.G. Oganessian, Proc. Intern. Conf. on High Energy Instr., Versailles, 1968.
3. А.И.Алиханян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян, ЖЭТФ, 56, 6, 1796, 1969.
4. А.И.Алиханян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян, ЯФ, 10, 549, 1969.
5. А.И.Алиханян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян, Изв. АН Арм. ССР, Физика, 4, 4, 233, 1969.

Заказ 842

ВФ 03677

Тираж 150

Множительно-копировальный сектор Ереванского физического института, Ереван 36, Маршаряна 2