

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ԵՐԵՎԱՆՍԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ

ЕФИ—МЭ—4(70)

А.И.Алиханян

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЕГО
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В ДЕТЕКТОРАХ
УЛЬТРА—РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

ԱՐՍՏ



ԵՐԵՎԱՆ

1970

ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ФИ-МЭ-4(70)

А.И.АЛИХАНИЯ

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В
ДЕТЕКТОРАХ УЛЬТРА-РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

ЕРЕВАН

1970

Хорошо известен случай испускания света равномерно движущейся частицей, когда скорость ее движения превышает скорость распространения света в той же среде — это известный эффект Вавилова-Черенкова, нашедший большое применение в физике частиц высокой энергии. Значительно менее известен другой случай испускания излучения равномерно движущейся частицей, когда она пересекает границу раздела двух сред с различными оптическими константами. Гинзбург и Франк в 1946 году первыми обратили внимание на этот эффект и дали соответствующую теорию /1/. Долгое время это явление экспериментально не изучалось ввиду того, что ожидаемое число квантов ничтожно мало и составляет примерно $\frac{1}{137}$ для одной границы раздела сред. В 1959 году Гарибяном было показано /2/, что переходное излучение ультра-релятивистских частиц в основном направлено вперед, его интенсивность линейно растет с энергией частицы, а спектр излучения простирается до рентгеновской области частот /3/. Это предсказание привлекло внимание экспериментаторов, поскольку появилась возможность наблюдения самого переходного излучения и, более того, были высказаны предположения об использовании этого излучения для измерения энергий (или точнее, величин $\gamma = \frac{E}{mc^2}$) очень быстрых частиц /4,5/.

Действительно, в случае оптических частот проинтегрированная по всем углам и частотам полная энергия, испускаемая в переходное излучение, слабо (логарифмически) зависит от энергии частицы.

Переходное излучение от релятивистских частиц в оптической области спектра было исследовано Яном и сотрудниками ^{/6/}, которые действительно наблюдали логарифмический рост интенсивности излучения с увеличением энергии частицы.

Такая слабая зависимость числа квантов переходного излучения снижала интерес к этому излучению в видимой области спектра, т.к. создание детектора частиц на основе этого явления затруднено ^{/7/}.

Интерес к переходному излучению в видимой области спектра возник вновь после того, как Оганесян и Испириян ^{/8/} предложили метод угловой дискриминации переходного излучения, который позволяет в оптической области частот значительно усилить зависимость интенсивности излучения от энергии частицы.

Этот метод был экспериментально исследован в работе Алиханяна и др. ^{/9/}. На рис.1 приведена схема установки. Пучек электронов с энергиями от 20 до 50 Мэв пропускаться через стеклянные пластинки различной толщины. На рис.2 приведена зависимость интенсивности излучаемого света в интервале от 3500 \AA до 6000 \AA от толщины пластинки для разных энергий.

На рис.2 видно, что интенсивность излучения практически не зависит от толщины пластинки. Наблюдаемое излучение не может быть связано с Черенковским излучением, равно как и с явлением люминесценции. На рис.3 приведены кривые зависимости интенсивности света от энергии первичных электронов при различных углах дискриминации.

Как видно из рис.3 интенсивность света резко зависит от энергии при максимальной дискриминации $\theta \leq \frac{mc^2}{E}$ меняется как E^4 , а не \ln , как это имеет место при глобальной регистрации переходного излучения в видимой области частот. На этом основании в Ереванском физическом институте создается детектор частиц с использованием переходного излучения в видимой области. Использование оптического переходного излучения позволит облегчить задачу идентификации частиц в ин-

тервале $\gamma = E/mc^2 \approx 5 \cdot 10^2 - 5 \cdot 10^3$. Так, регистрируя оптическое переходное излучение в 2000 прозрачных пластин, можно с эффективностью 20%, 60% и 100% регистрировать пионы с импульсами 50, 80 и 100 Гэв/с соответственно. В то же время эффективность регистрации протонов при тех же импульсах составляет $7 \cdot 10^{-5}$, $2 \cdot 10^{-4}$ и 10^{-3} , а каонов - $6 \cdot 10^{-4}$, $3 \cdot 10^{-3}$ и 10^{-2} соответственно.

Конструкция детектора имеет следующий вид (рис.2).

Слоистая ореда для уменьшения потерь разбивается на секции. Излучение в каждой из секций системой зеркал Z и двух линз фокусируется на фотокатоде ФЭУ. При этом излучение, испущенное под углом фокусируется в кольцо с диаметром $d = 2ftg\theta$ аналогично черенковским счетчикам. Диафрагма D позволяет регистрировать фотоны, испущенные только в определенном интервале углов $0 - \theta$, что позволяет с высоким разрешением идентифицировать частицы в моноимпульсных пучках. Детектор, имеющий такую конструкцию, в настоящее время исследуется на электронном синхротроне АРУС. Надо однако заметить, что создание детектора на основе переходного излучения в оптической области частот сопряжено с определенными трудностями. Учитывая слабую интенсивность испускаемого света, детектор должен состоять из большого числа пластин, расставленных на расстояниях, превышающих размер зоны формирования излучения в вакууме. При больших энергиях первичной частицы длина зоны формирования становится значительной и это может привести к заметному увеличению размеров детектора, как это было отмечено Франком ^{/10/} в его Нобелевской лекции. Однако, если пренебречь излучением, испущенным под очень малыми углами, где зона формирования очень велика, а число фотонов очень мало, то размеры детектора могут быть существенно уменьшены ^{/11/}.

В отличие от видимого света глобальное рентгеновское переходное излучение не только линейно зависит от энергии первичной частицы, но и обладает малой величиной зоны формирования излучения в вакууме,

что позволяет на той же самой длине установить значительно больше границ раздела среды, чем в случае оптических частот, и получить тем самым большее число квантов переходного излучения. Согласно теории, зоны формирования рентгеновского переходного излучения в среде и в вакууме могут быть оценены из формул

$$Z_{\text{ср}} \approx \frac{c/\omega}{1-\beta^2+\theta^2+\frac{\sigma^2}{\omega^2}}; \quad Z_{\text{вак}} \approx \frac{c/\omega}{1-\beta^2+\theta^2}$$

где $E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ - энергия первичной частицы; σ - квадрат плазменной частоты $\sigma = 4\pi Ne^2/m$, ω - частота испускаемого рентгеновского излучения, θ - угол излучения кванта (обычно $\sim \sqrt{1-\beta^2}$).

Согласно Гарибяну и Барсукову [2,3], максимальное значение энергии фотонов рентгеновского переходного излучения может быть оценено из простой формулы $h\nu_{\text{гран}} \approx \sqrt{\sigma} \frac{E}{mc^2}$

Для $\gamma = 5 \cdot 10^3$, что соответствует электронам с энергиями 2,5 Гэв,

$$h\nu_{\text{гран}} \approx 100 \text{ кэВ.}$$

Для $\gamma = 5 \cdot 10^3$ оценка приводит к следующим значениям зон формирования в среде и в вакууме:

$$Z_{\text{ср}} \approx 15 \text{ микрон и } Z_{\text{вак}} \approx 160 \text{ микрон}$$

Первая попытка наблюдения рентгеновского переходного излучения была предпринята в работе [12], в которой был реализован проект эксперимента, предложенного в [13]. В последнее время рентгеновское переходное излучение, испущенное крайне-релятивистскими частицами, было исследовано в работах [14-17].

Дань и сотрудники [14], пропуская пучок позитронов с энергией

2 Гэв через стопку, состоящую из 231 алюминиевых фольг с толщиной 25 микрон, регистрировали рентгеновское переходное излучение с помощью германиевого детектора. Пучок позитронов после прохождения сложной среды отклонялся в сторону от детектора магнитным полем. В условиях этого опыта эффективность регистрации отдельных позитронов посредством переходного излучения составляла 27%.

На рис. 4,5 приведены угловое и энергетическое распределение фотонов переходного излучения при различных первичных энергиях электронов 4,3,2 и 1 Гэв [17]. Как это следует из теории, с увеличением энергии первичных частиц угловое распределение сужается и большая часть фотонов испускается в пределах очень малых углов. Так, например, при $\gamma = 4 \cdot 10^3$ около 2/3 всех фотонов испускаются в пределах углов $0,15^\circ$.

В работе [15], наблюдали переходное излучение, испускаемое электронами с энергиями от 1 до 4 Гэв при прохождении через сложную среду, состоящую из пластинок полиэтилена числом от нескольких сот до 1000. Рентгеновское излучение регистрировалось с помощью торoidalного кристаллического сцинтиллятора $CsJ(Te)$ с отверстием в центре, через которое беспрепятственно проходили первичные электроны (см. рис. 6). При этом, по аналогии с детектором оптического переходного излучения, производилась угловая дискриминация для усиленной зависимости числа излученных квантов от энергии. Торoidalная форма сцинтиллятора позволяла регистрировать фотоны, испущенные в интервале углов $\theta_1 > \theta > \theta_2$, определяемом внутренним и внешним диаметрами сцинтиллятора. Как следует из рис. 7, эффективность регистрации электронов таким детектором имеет резкую зависимость от энергии, причем с уменьшением θ_2 эта зависимость становится резче. Эффективность регистрации электронов с помощью переходного излучения была 10%. Эта эффективность может быть значительно увеличена заменой кристалла $CsJ(Te)$ другим, способным детектировать рентгеновские кванты в

области 10-30 кэв. Эффективность регистрации может быть увеличена еще за счет увеличения числа границ раздела сред, однако использование огромного числа пленок не может быть реализовано из-за поглощения фотонов в самом веществе слоистой среды.

Это особенно критично, когда нам нужно извлечь и зарегистрировать кванты мягкого рентгеновского излучения. В частности, это очень важно для частиц с $\gamma < 10^3$, например, пионов с энергиями меньшими, чем 200 Гэв.

Для этой цели в Ереванском физическом институте создается элемент детектора переходного излучения, в котором используется метод характеристического излучения, предложенный нами еще в 1961 году [13].

На рис. 7 приведено схематично устройство этого элемента. Слоистая среда (СС), в которой быстрые частицы образуют переходное излучение, помещается в контейнер, заполненный газом-поглотителем. Рентгеновское переходное излучение с энергией, равной или большей энергии К-края полосы поглощения атомов газа-поглотителя, образует характеристическое излучение с энергией E_k . Часть этих квантов регистрируется 16 сцинтилляционными счетчиками $CsI(Te)$, помещенными вдоль контейнера.

Слоистая среда состоит из 1500 пленок майлара размерами $3 \times 3 \times 10^{-3} \text{ см}^3$, расположенных на расстоянии $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ друг от друга. В качестве газа-поглотителя используется криптон или ксенон, у которых К-край равен 14,3 кэв и 34,6 кэв соответственно. Заметим, что использование аргона в качестве газа-поглотителя и полупроводниковых детекторов, способных регистрировать кванты с энергиями 3 кэв, позволит регистрировать пионы с импульсами 50 Гэв/с.

В отличие от предыдущих работ, где первичная частица тем или иным способом отводилась от детектирующего устройства, Алиханян, Лорика и другие в работе [16] производили регистрацию квантов и первичной частицы с помощью стримерной камеры, наполненной смесью $He + Ne$

с добавкой He .

Преимуществом этого метода является то, что в одном и том же приборе осуществляется раздельная регистрация как излучения, так и первичной частицы.

Благодаря этому, что кванты переходного рентгеновского излучения испускаются под очень малыми углами, следовало ожидать появления вдоль следа первичной частицы коротких следов фотоэлектронов, возникающих в газе камеры в результате поглощения фотонов. Другими словами следы быстрых частиц с $\gamma > 10^3$ должны сопровождаться фотоэлектронами различных энергий и выглядеть "лохматыми" в отличие от частиц с малыми значениями γ . При известном импульсе первичной частицы степень "лохматости" может служить мерой массы частицы и, по крайней мере, позволить идентифицировать частицы ультравысоких энергий.

На рис. 8 приведена схема установки. Слабый пучок электронов с варьируемой энергией проходил через стримерную камеру размерами $80 \times 20 \times 10 \text{ см}^3$. Слоистая среда, состоящая из пленок полиэтилена толщиной 45 микрон с расстоянием между ними 500 микрон, числом от нескольких сотен до тысячи помещалась на расстоянии 11 метров от окна стримерной камеры, представляющей собой пленку майлара толщиной 15 микрон. На рис. 9 приведен типичный случай следа электрона с энергией 2 Гэв и двух следов фотоэлектронов, образованных рентгеновскими квантами, повидимому, на атомах He .

В таблице I приведены результаты первой серии наблюдений. В первой колонке даны характеристика слоистой среды и количество добавленного He , во второй колонке - импульс электронов. В третьей колонке приведены значения эффективности регистрации первичных частиц по переходному излучению, а в четвертой колонке - среднее число зарегистрированных переходных квантов на одну первичную частицу. В этих данных уже учтен фон, вызванный тормозным излучением в том же интервале частот и энергиями δ - электронами, образуемыми в газе каме-

ры. Из таблицы видно, что при энергии первичных электронов, равной 2 Гэв ($\gamma = 4 \cdot 10^3$), эффективность регистрации частицы достигает 60-70%. Не подлежит сомнению, что эта эффективность, равно как и среднее число зарегистрированных переходных квантов, может быть значительно увеличены прежде всего за счет увеличения числа пленок слоистой среды. Кроме того, необходимо увеличить вероятность поглощения переходных фотонов в газе стримерной камеры за счет введения добавок другого газа, например, криптона. Действительно, в наших условиях эффективное поглощение обусловлено присутствием Xe , край полосы поглощения которого равен 34,6 кэв. Поэтому фотоны с энергиями выше указанной поглощались заметно в объеме камеры. Добавка Kz должна существенно увеличить число фотоэлектронов за счет поглощения фотонов с энергией $E_{\gamma Xe} > E > E_{\gamma Kr}$. Особый интерес представляют данные, полученные в этой работе, когда вместо специально созданной слоистой среды был помещен пенопласт толщиной 2 гр/см². Из таблицы I видно, что в этом случае эффективность регистрации достигала 87%, а среднее число зарегистрированных фотонов на одну проходящую частицу около 1. Как известно, пенопласт не имеет упорядоченной структуры и образование переходного излучения в этом случае говорит о том, что нет необходимости в периодической структуре радиатора переходного излучения. Из практических соображений использование пенопласта в качестве радиатора переходного рентгеновского излучения очень привлекательно как из соображений простоты и дешевизны, так и использования больших толщин и размеров радиатора.

В пятой колонке таблицы приведены расчетные значения среднего числа регистрируемых переходных фотонов, вычисленные по формуле для интенсивности переходного излучения, образованного в слоистой среде согласно работе Гарибяна /18/. Как видно из таблицы, экспериментальные значения в 3-4 раза ниже теоретических. Такое расхождение может

быть обусловлено как тем, что часть из образовавшихся фотоэлектронов могла быть незамечена из-за короткого пробега в стримерной камере, так и недостаточно точным учетом поглощения квантов переходного излучения в слоистой среде.

Повидимому, применение электронно-оптического преобразователя будет полезным для обнаружения и регистрации коротких следов фотоэлектронов, обязанных поглощению в газе сравнительно мягких квантов. Во второй серии наблюдений была использована та же установка, только перед стримерной камерой была устанавливалась большая толща пенопласта II гр/см².

В таблицу 2 сведены данные, полученные в этой позиции, а также в контрольной позиции, когда вместо пористого пенопласта помещалась пластина плотного вещества. В последнем случае определялось число фотоэлектронов на одну проходящую частицу, образованных рентгеновскими фотонами тормозного излучения. Как видно из таблицы 2, в большинстве случаев не было зарегистрировано ни одного фотоэлектрона. Число случаев, когда зарегистрировано 2 фотоэлектрона, составляет около 5%.

В противоположность этому, когда частица проходит пористую среду в подавляющем большинстве наблюдается 2 и больше фотоэлектронов. Число кадров, когда не было зарегистрировано ни одного фотоэлектрона, составляет меньше 3%. Наблюдались случаи, когда на одном кадре было 6 и больше фотоэлектронов.

На рис. 10 приведено распределение числа случаев с данным числом фотоэлектронов как для пористой среды, так и для сплошной. Различия в распределениях не составляет сомнения в том, что пористый пенопласт является хорошим радиатором рентгеновского переходного излучения.

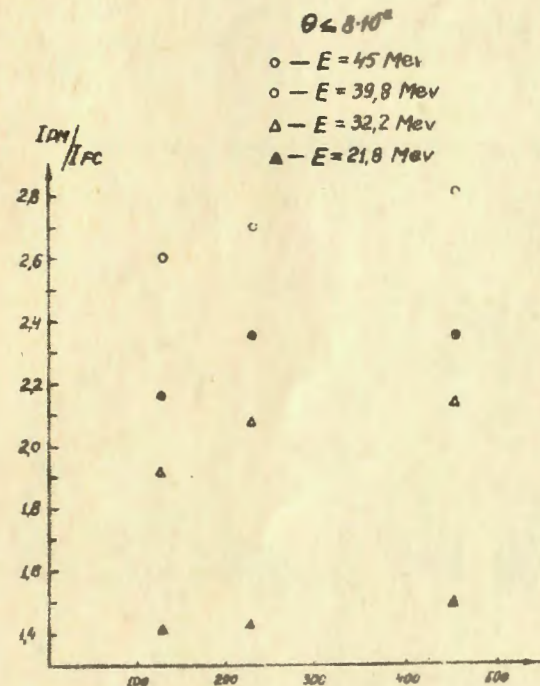
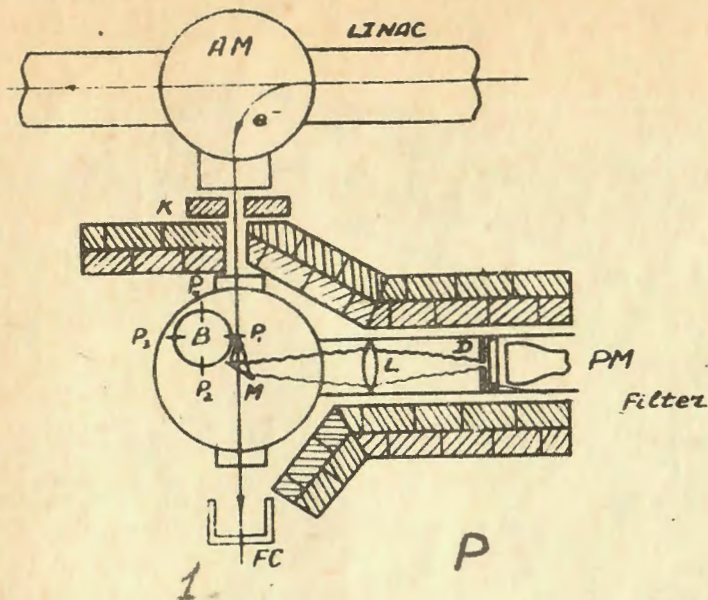
Выводы

1. Из всех данных следует, что интенсивность рентгеновского переходного излучения линейно зависит от энергии первичной частицы в соответствии с теорией Гарибяна [2].

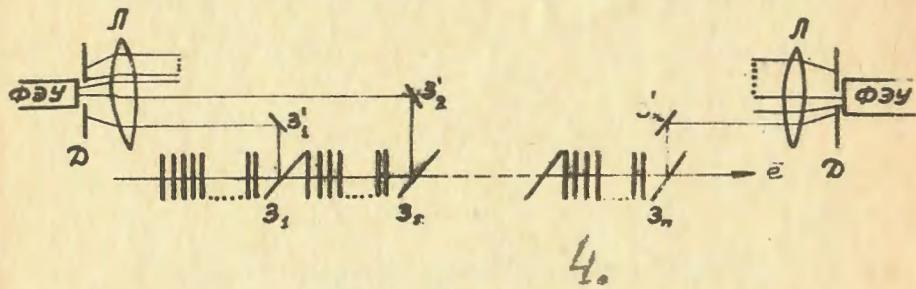
2. Фотоны рентгеновского переходного излучения могут быть получены в числе, достаточном для использования в детекторах рентгеновского переходного излучения.

3. Регистрация фотонов и первичной частицы в стримерной камере может быть использована для идентификации частиц в струях и звездах при энергиях частиц, входящих в них 200 Гэв и больше.

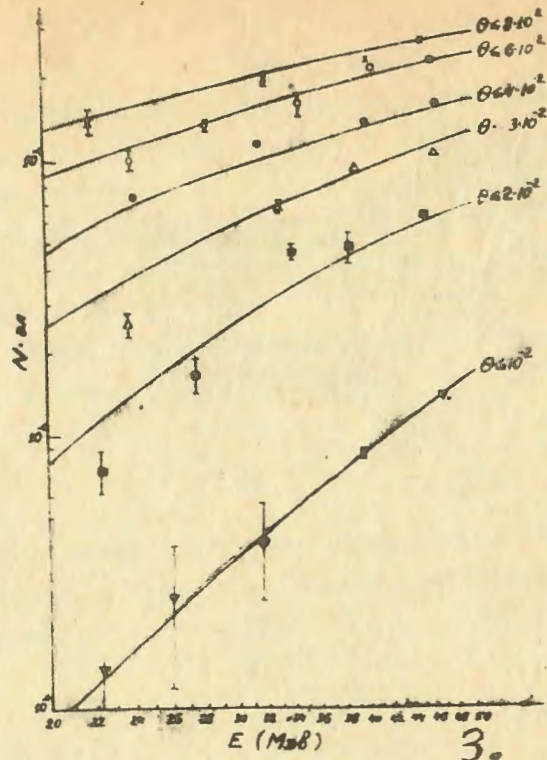
Автор считает своим долгом выразить глубокую благодарность А.Ц.Аматуни, Г.М.Гарибяну, М.П.Лорикяну и А.Г.Оганесяну за полезные обсуждения.



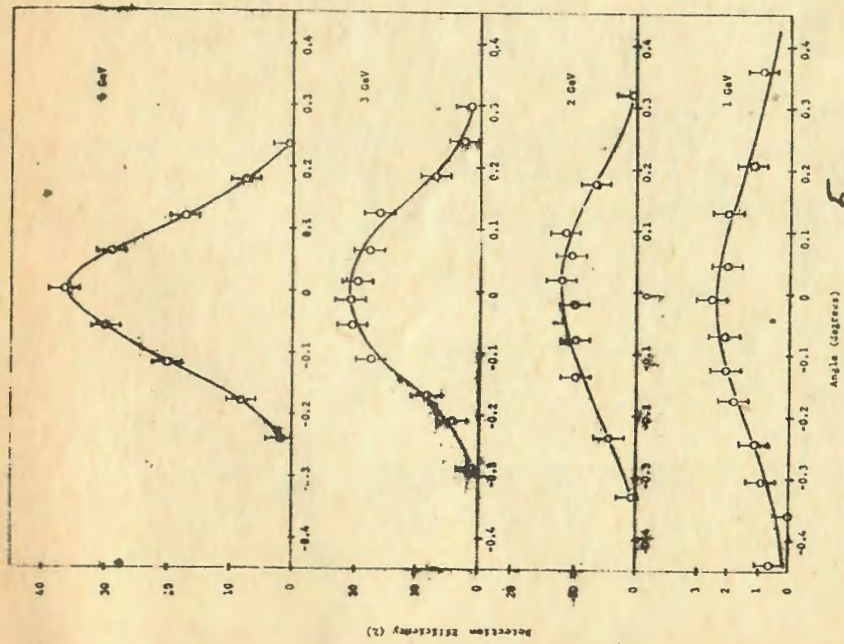
t (m) 2.



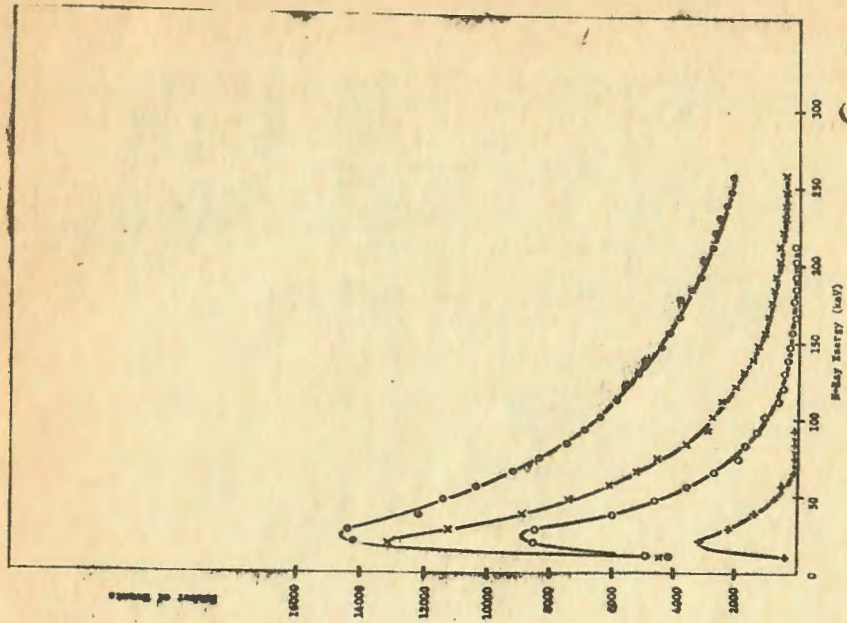
4.



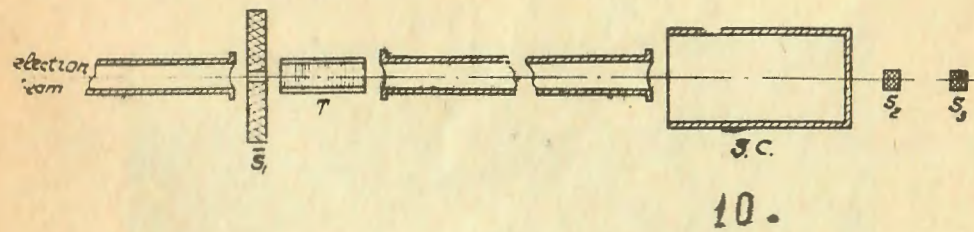
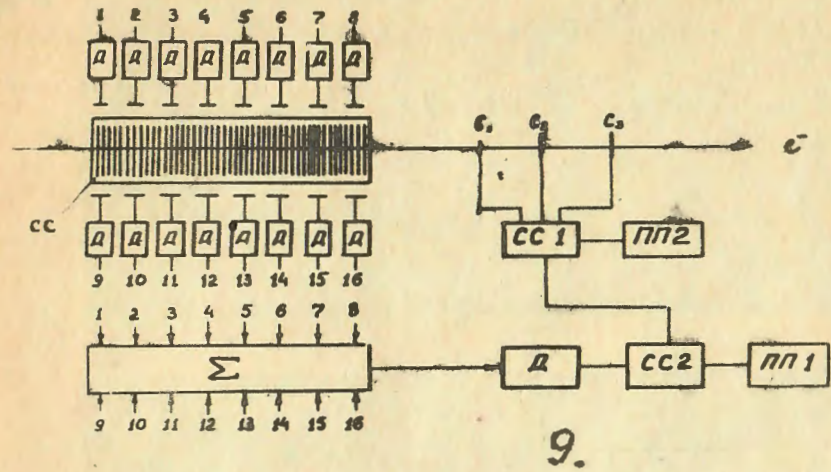
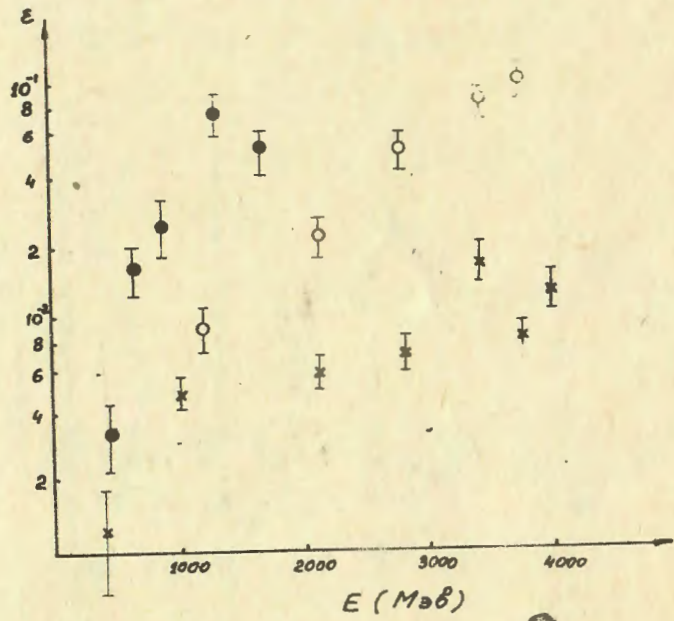
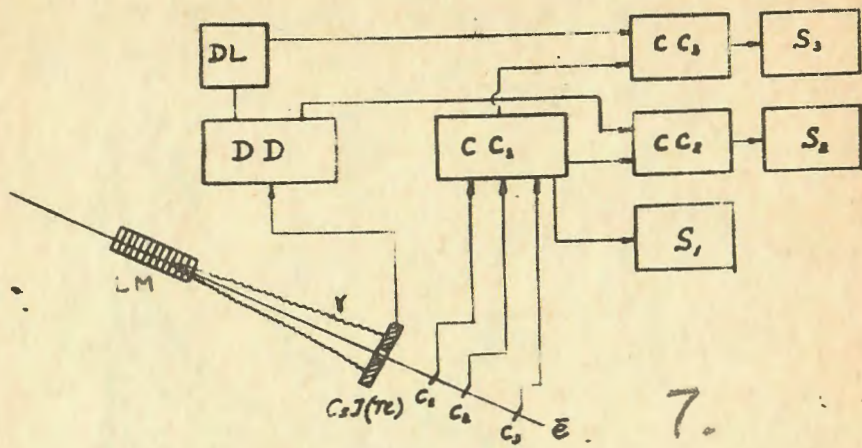
3.

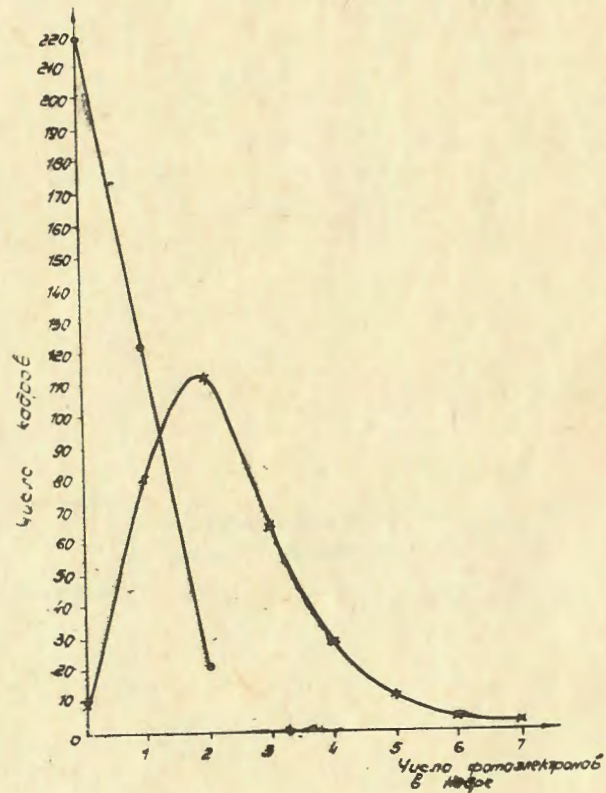
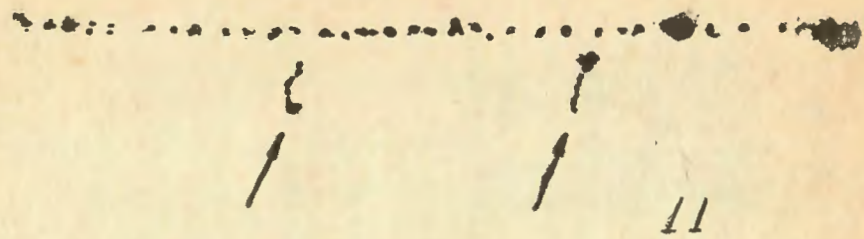


5.



6.





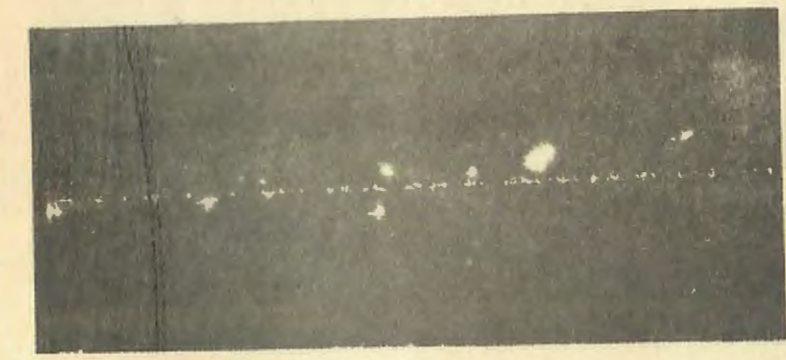
12.



г/



д/



е/

Типичные случаи к рис. II

Подписи к рисункам

- Рис.1 Схема установки для регистрации переходного излучения в оптической области частот
- Рис.2 Зависимость интенсивности излучаемого света от толщины пластинок
- Рис.3 Зависимость интенсивности переходного излучения от энергии первичных электронов при различных углах дискриминации
- Рис.4 Детектор на основе оптического переходного излучения
 \mathcal{D} - диафрагма, \mathcal{L} - линза, \mathcal{Z} - зеркало
- Рис.5 Угловые распределения фотонов рентгеновского излучения при энергиях первичных позитронов 1, 2, 3 и 4 Гэв
- Рис.6 Спектральное распределение переходного рентгеновского излучения при энергиях первичных позитронов 1, 2, 3 и 4 Гэв
- Рис.7 Схема установки для регистрации рентгеновского переходного излучения с помощью кристалла
- Рис.8 Зависимость числа квантов переходного излучения от энергии электронов при различной угловой дискриминации
 $\circ - \Theta_1 = 2,6 \cdot 10^{-4}; \Theta_2 = 2,5 \cdot 10^{-3}; m = 380; \times - \Theta_1 = 7,3 \cdot 10^{-4}$
 $\Theta_2 = 6,7 \cdot 10^{-3}; m = 380; \bullet - \Theta_1 = 2,6 \cdot 10^{-4}; \Theta_2 = 2,5 \cdot 10^{-3}$
 $m = 10^3$
- Рис.9 Схема элемента детектора для регистрации переходного рентгеновского излучения
- Рис.10 Схема установки для регистрации фотонов рентгеновского переходного излучения с помощью стримерной камеры
- Рис.11 Один из случаев следа электрона с энергией 2 Гэв в стримерной камере с двумя следами фотоэлектрона, вызванные рентгеновскими квантами переходного излучения.

- Рис.12 Распределение числа случаев прохождения электронов с энергией 2 Гэв в зависимости от числа фотоэлектронов в каждом случае. Левая кривая - плотное вещество, правая - пористая среда.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.Л.Гинзбург, И.М.Франк ЖЭФ , 16, 15 (1949)
2. Г.М.Гарибян ЖЭФ 37, 527 (1959)
3. К.А.Барсуков ЖЭФ 37, 1828 (1959)
4. А.И.Алиханян Вопросы физики элементарных частиц, т.У, Ереван, Изд. АН Арм.ССР (1965)
5. A.I. Alikhanian, Loeb Lectures, Harvard, February (1965)
6. I. Oostens, S. Prunster, C.L.Wang, L.C.L. Yuan, Phys Rev. Lett., 19, 541 (1967)
7. В.П.Зрелов и др. Препринт ОИЯИ P2-4058, 1968.
8. К.А.Испирян и А.Г.Оганесян Изв. АН Арм.ССР, Физика 3, 290 (1968)
9. A.I. Alikhanian, G.M. Garibian, K.A. Ispirian, E.M. Laziev, A.G. Oganessian, Proc. Int. Symp. Nucl. Elects, v.3, High Energy Inst., Versailles (1968)
10. И.М.Франк ЖФН, 68, 397 (1959)
11. А.И.Алиханян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян ЯФ 10, 549 (1969)
12. Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян ЯФ 1, 842 (1965)
13. А.И.Алиханян, Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, М.Л.Тер-Микаелян ЖЭФ 41, 2002 (1961)
14. L.C.L. Yuan, C.L.Wang, S. Prunster, Phys Rev. Lett., 23, 496 (1969)
15. А.И.Алиханян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян, А.Г.Таманян, Письма ЖЭФ, II, 347 (1970)
16. А.И.Алиханян, К.М.Авакян, Г.М.Гарибян, М.П.Дорикян, К.К.Шихляров Изв.АН Арм.ССР, 5 № 4 (1970)
17. L.C.L. Yuan, C.L.Wang, H.Uto, F. Prunster, Phys Lett., 31B, 603 (1970)
18. Г.М.Гарибян Препринт ЕФИ - ТФ-4 (70).

Заказ 1198

Тираж 300

Множительно- копировальная станция Ереванского физического
института, Ереван 36, Маркряна 2