

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-МЭ-4(68)

К.А.ИСПИРЯН, А.Г.ОГАНЕСЯН

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ  
ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ ПРИ ПОМОЩИ  
ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Заказа 162      ВФ 03084      Тираж 250  
Множительно-копировальный сектор Ереванского  
физического института, Ереван 36, Маркаряна 2

ЕРЕВАН

1968

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-МЭ-4(68)

К.А.ИСПИРЯН, А.Г.ОГАНЕСЯН

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ  
ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ ПРИ ПОМОЩИ  
ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-МЭ-4(68)

К. А. ИСПИРЯН, А. Г. ОГАНЕСЯН

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ  
ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ ПРИ ПОМОЩИ  
ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

ON A POSSIBILITY OF MEASURING THE ENERGY OF RELATIVISTIC  
PARTICLES BY MEANS OF TRANSITION RADIATION

K.A. ISPIRIAN and A.G. OGANESSIAN

The angular distribution of the intensity of transition radiation of relativistic particles in the region of the optical frequencies is considered. It is shown that the sharp dependence of the intensity of radiation emitted into a certain angular interval may be used for measuring the energy of the high energy particles.

Рассмотрено угловое распределение интенсивности переходного излучения в оптической области частот частиц высоких энергий. Показано, что резкая зависимость интенсивности излучения, испущенного в определенном интервале углов, может быть использована для измерения энергии частиц высоких энергий.

Известно, что при релятивистских энергиях переходное излучение в основном испускается под углом  $\theta \sim mc^2/E$ , а интегрированная по всем значениям  $\theta$  интенсивность в оптической области частот слабо зависит от энергии частицы, а именно логарифмически [1,2]. Последнее обстоятельство затрудняет создание прибора для измерения энергии частицы [3,4]. В настоящей работе рассматривается угловое распределение излучения и показывается, что интенсивность излучения, испущенного в интервале углов от 0 до  $\theta \ll \frac{\pi}{2}$ , имеет достаточно резкую зависимость от энергии частицы, что позволяет использовать переходное излучение для измерения энергии частиц высоких энергий.

Интенсивность переходного излучения в случае одной границы раздела (среда-вакуум или вакуум-среда) выражается формулой [2].

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{\pi^2 c (1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \left| \frac{(\epsilon - 1)(1 - \beta^2 \mp \beta \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})}{(\epsilon \cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})(1 \mp \beta \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})} \right|^2 \quad (1)$$

3

где  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость среды,  $\theta$  - угол излучения, знаки минус и плюс относятся к излучениям вперед и назад, соответственно.

Вспользуемся формулой (1) и покажем, что при интегрировании ее в пределах углов от 0 до  $\theta \ll \frac{\pi}{2}$  и  $\epsilon > 1$  зависимость интенсивности излучения от энергии будет иметь вид  $\sim E^4$ . Интегрируя (1) в случае излучения вперед по азимутальному углу и переходя к приближению малых углов  $\theta$  в релятивистском случае ( $\beta \approx 1$ ) получим

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

Из (2) следует, что максимум излучения наблюдается при  $\theta = \sqrt{3} mc^2/E$ ; с увеличением энергии максимум сужается и сдвигается в сторону малых углов  $\theta$ .

Интегрирование (2) по  $\theta$  дает

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

Если  $\theta \ll mc^2/E$ , из (3) следует:

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

если же  $\theta \gg mc^2/E$ , то

$$\frac{dW}{d\omega} \approx \frac{e^2}{\pi^2} \left[ \ln \left( \frac{\theta E}{mc^2} \right)^2 - 1 \right]. \quad (5)$$

Более точные вычисления, проведенные по формуле (1) на ЭВМ "Раздан-3", приводятся ниже.

На рис. 1 приведены угловые распределения интенсивности переходного излучения в пластине вещества с  $n = \sqrt{\epsilon} = 1,5$ , для некоторых значений  $\chi = E/mc^2$ . Из рисунка следует, что если создать экспериментальную установку, способную регистрировать фотоны, испущенные в интервале углов от 0 до некоторого значения  $\theta$ , то эффективность регистрации частиц такой установкой должна зависеть от энергии частицы. То же

самое следует из рис. 2, где приведены результаты интегрирования (1) от 0 до различных значений угла  $\theta$ . Из этого же рисунка видно, что интенсивность переходного излучения действительно в случае  $\theta \ll mc^2/E$  зависит от энергии как  $\sim E^4$  в согласии с формулой (4), а при  $\theta \gg mc^2/E$  переходит в логарифмическую зависимость от энергии частицы, как это следует из (5).

Аналогичная картина имеет место в случае излучения назад, с той лишь разницей, что интенсивность излучения в  $\left( \frac{\sqrt{\epsilon} + 1}{\sqrt{\epsilon} - 1} \right)^2$  раз меньше, чем интенсивность излучения вперед.

Основной трудностью при обнаружении и использовании переходного излучения для измерения энергии частиц, как видно из рис. 2, является слабая интенсивность излучения. Тем не менее, излучение, образованное в одной пластине вещества, может быть использовано для измерения энергии пучка частиц. Для измерения энергии одиночных частиц с большой эффективностью нужно увеличить число пластин, через которые проходит частица.

Экспериментальная проверка вышеуказанной энергетической зависимости переходного излучения и ее использование для детектирования частиц высоких энергий, могут быть осуществлены при помощи установки, схематически показанной на рис. 3. Переходное излучение, образованное при прохождении частицы через прозрачные пластины вещества  $\Pi$ , отклоняется зеркалом  $З$ . Линза  $\mathcal{L}$  фокусирует фотоны, испущенные в различных пластинах под данным углом  $\theta$  в кольцо с радиусом  $R = f \operatorname{tg} \theta$  ( $f$  - фокусное расстояние линзы) независимо от расстояния между траекторией частицы и осью прибора аналогично линзам, используемым в газовых черенковских счетчиках. Диафрагма  $\mathcal{D}$ , расположенная в фокальной плоскости линзы, позволяет регистрировать с помощью фотоумножителя фотоны, испущенные в интервале углов от 0 до данного  $\theta$ . На энергетическое разрешение такого прибора влияют те же факторы, что и в случае газовых черенковских счетчиков (см. например, [5]).

Основным фоновым процессом является черенковское излучение в пластинах вещества и в воздухе между ними. Последнего можно избежать, поместив пластины в вакуум. Излучение же в пластинах не регистрируется, так как угол черенковского излучения велик.

Кроме того, черенковское излучение не может выйти из пластин, т.к. будет претерпевать в них полное внутреннее отражение.

Предлагаемый в настоящей работе прибор позволит измерить энергии частиц в интервале  $\gamma \sim 10 + 1000$ , что соответствует импульсному интервалу  $5 + 500$  Мэв/с,  $1,3 + 130$  Гэв/с,  $5,0 + 500$  Гэв/с и  $10 + 1000$  Гэв/с для электронов, пионов, каонов и протонов соответственно.

Авторы выражают благодарность член-корр. АН СССР А.И. Алиханяну и член-корр. АН Арм. ССР Г.М. Гарибяну за полезные обсуждения результатов работы.

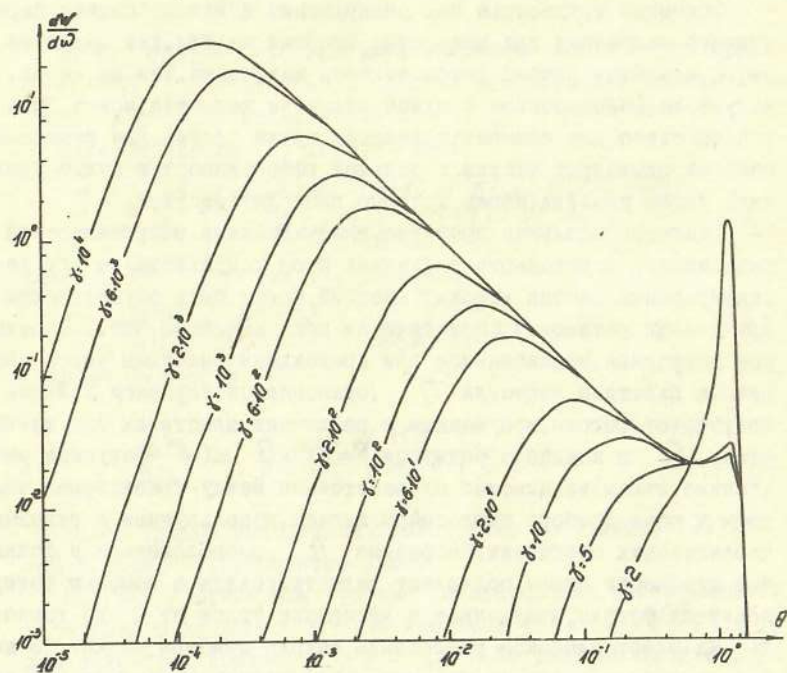


Рис. 1 Угловое распределение переходного излучения при различных  $\gamma = E/mc^2$ .

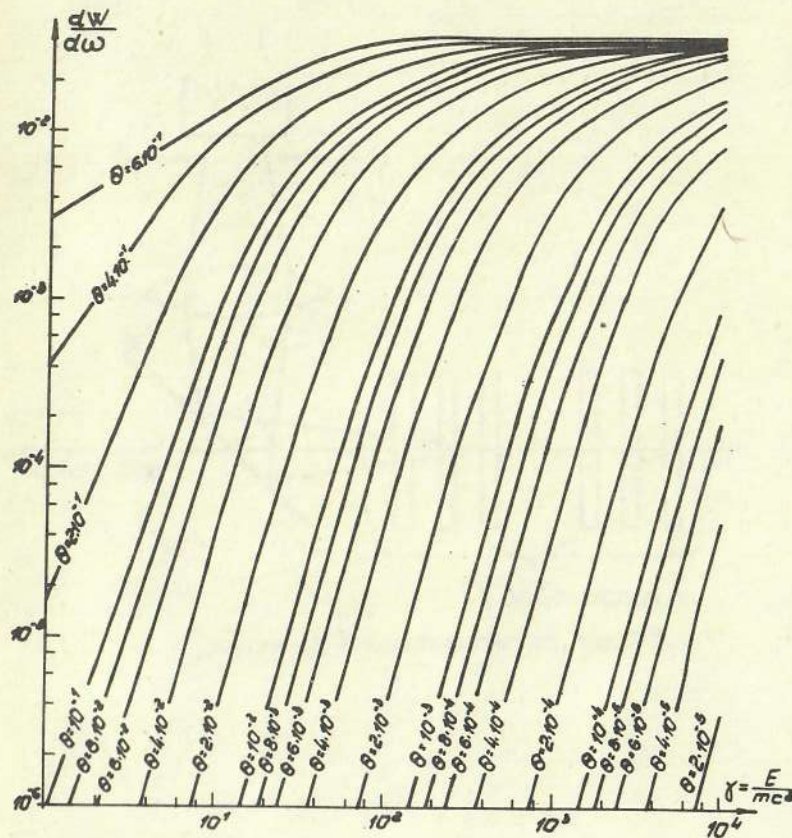


Рис. 2 Зависимость интенсивности переходного излучения от энергии частицы при различных интервалах углов  $\theta + \Delta\theta$ .

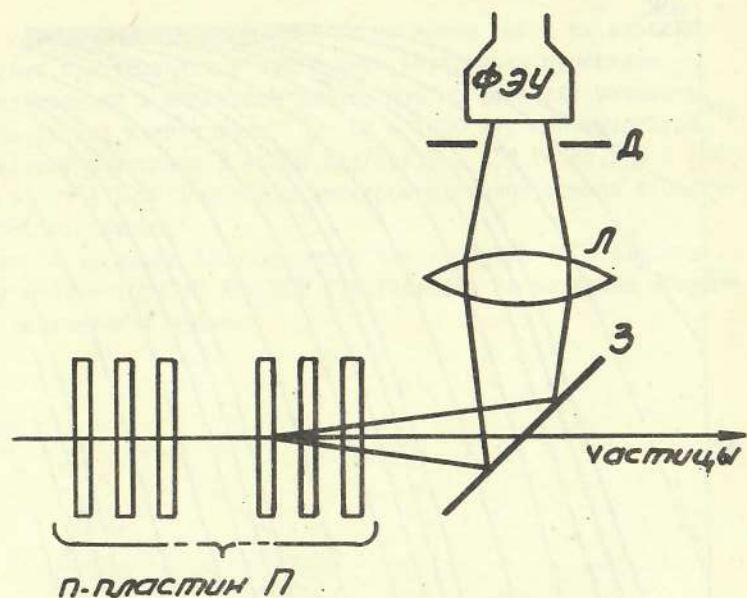


Рис.3 Схема экспериментальной установки.

#### Л и т е р а т у р а

1. В.Л. Гинзбург, И.М. Франк, ЖЭФ, 16, 15, 1945.
2. Г.М. Гарибян, ЖЭФ, 33, 1403, 1957.
3. А.И. Алиханян "Вопросы физики элементарных частиц", т. 5, стр. 651, Ереван, 1966.
4. I. Costens, S. Prunoter, C.L. Wang, L.C.L. Yuan, Phys. Rev. Lett., 19, 541, 1967.
5. "Принципы и методы регистрации элементарных частиц" под редакц. Люк К.Л. Юан и Ву Цзянь-Сюн. ИЛ, Москва, 1963.