

ԵՐԵՎԱՆԻ ԶՐԶՐԿՅՐ ԲՆՍՏՐՏՈՒՑ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍԿԻՆԵ ՏՈՅԵՑԻՆԵ

ЕФИ—103(75)

Տ.Ս.ԿԱԶԱՐՅԱՆ, Տ.Ա.ԿԱՆԿԱՆՅԱՆ, Ա.Գ.ՕԳԱՆԵՏՅԱՆ,  
Ա.Գ.ՏԱՄԱՆՅԱՆ

ՐՈՍՈ - ԴԵԹԵԿՏՈՐ ԴՆԱ ԻԴԵՆՏԻՖԻԿԱԿԻԱՆ ԱԴՐՈՆՈՎ.  
Վ ՕԲԼԱՏԻՆ ԻՄՍՍԼՅՈՎՈՎ 30-300 ԳՅՎ/Տ



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-103(75)

С.П.КАЗАРЯН, С.А.КАНКАНЯН,  
А.Г.ОГАНЕСЯН, А.Г.ТАМАНЯН

РПИ-ДЕТЕКТОР ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ АДРОНОВ  
В ОБЛАСТИ ИМПУЛЬСОВ  $30 + 300$  ГЭВ/С

Ереван 1975

Ереванский Физический  
ИНСТИТУТ  
Зал препринтов

Scientific Report ЕФН-103(75)

S.P.KAZARYAN, S.A.KANKANYAN,  
A.G.OGANESSYAN, A.G.TAMANYAN

XTR-DETECTOR FOR HADRON IDENTIFICATION  
IN (30 - 300) GEV/C MOMENTUM RANGE

New XTR-detector for the separation of pions from kaons and protons for relatively small values of  $\chi = E/mc^2$ , viz, in momentum range from 30 to 300 Gev/c is proposed. The identification of particles in this momentum range became possible due to the registration of low-energy part ( $\hbar\omega \approx 5$  kev) of XTR-spectrum.

Yerevan Physics Institute  
Yerevan 1975

Как известно, использование черенковских счетчиков для идентификации  $\pi/K$  или  $\pi/P$  в области импульсов  $P \approx 50$  Гэв/с нецелесообразно [1]. В то же время известные варианты РПИ-детекторов позволяют решить эту проблему только начиная со значений  $P \approx 300$  Гэв/с ( $\chi = \frac{E}{mc^2} \approx 2 \cdot 10^3$ ). Таким образом, в области импульсов  $50 \leq P \leq 300$  Гэв/с, соответствующей энергиям действующих или строящихся протонных ускорителей, проблема идентификации адронов еще не решена.

В настоящее время наиболее оптимальным считается РПИ-детектор, основанный на методе энерговыделения. В этом варианте детектор состоит из большого числа (до 30) секций, каждая из которых в свою очередь состоит из радиатора рентгеновского переходного излучения (50 + 200 пластин легкого вещества толщиной  $a \approx 5 + 20 \mu$  и с расстояниями между ними в  $b \approx 0,1 + 5 \mu$ ) и многонитевой пропорциональной камеры. При прохождении частицы через такую систему в каждой из пропорциональных камер образуется электрический импульс, пропорциональный суммарному энерговыделению за счет ионизационных потерь  $W_u$  и поглощения квантов переходного излучения  $W_n$  частицы в газе камеры. Если  $W_\Sigma = W_u + W_n > W_u$ , то имеется возможность идентифицировать заряженную частицу. Обычно для уменьшения флуктуаций энерговыделения, т.е. для увеличения эффективности идентификации, используется арифметическое или геометрическое усреднение показаний всех пропорциональных камер.

Как следует из работ [2], если  $W_{\Sigma}/W_{\alpha} \approx 1,34,4$ , то при использовании 30-ти секционного РПИ-детектора уже возможно разделение двух частиц.

Выполнение условия  $W_{\Sigma} \approx W_{\alpha}$  в области  $\gamma \approx 2.10^3$  практически невозможно по двум причинам.

1. Очевидно, что часть квантов переходного излучения поглощается в самом радиаторе. При этом бесполезно теряется практически область частот  $\hbar\omega \approx 5 + 10$  кэв. А, как известно, интенсивность переходного излучения частиц с  $\gamma \approx 2.10^3$  в основном сосредоточена именно в области  $\hbar\omega \approx 5 + 10$  кэв. С другой стороны, известно, что эффективность регистрации квантов в пропорциональных камерах близка к 1 в мягкой части спектра и резко уменьшается с ужестчением спектра. В результате этих процессов из общего числа  $m$  границ, имеющих в радиаторе, для кванта с частотой  $\omega$  как бы используется только  $m_{эф}(\omega)$  границ, причем при всех энергиях  $\hbar\omega$ , за исключением  $\hbar\omega \sim 5 + 15$  кэв,  $m_{эф}(\omega) \ll m$ . Для иллюстрации на рис.1 приведена зависимость  $m_{эф}$  от  $\hbar\omega$  для случая, когда радиатор состоит из  $\frac{m}{2} = 100$  слоев полиэтилена толщиной  $a = 6\mu$ , а пропорциональная камера наполнена ксеноном толщиной  $l = 1$  см при 1 атм. (кривая 1). Эффективное число границ  $m_{эф}(\omega)$  рассчитано по формуле.

$$m_{эф}(\omega) = (1 + e^{-\mu_n(\omega) \rho_n a}) / (1 - e^{-\mu_{xe}(\omega) \rho_{xe} b}) \left[ \frac{1 - e^{-m \mu_n(\omega) \rho_n a}}{1 - e^{-\mu_n(\omega) \rho_n a}} \right],$$

где  $a \rho_n, \mu_n$  и  $b, \rho_{xe}, \mu_{xe}(\omega)$  - толщина и плотность полиэтилена и ксенона,  $\mu_n(\omega)$  и  $\mu_{xe}(\omega)$  - коэффициенты поглощения квантов в полиэтилене и ксеноне соответственно. На том же рисунке приведено спектральное распределение переходного излучения, образуемого на одной границе  $\Pi$  -

-мезоном с энергией 100 Гэв (кривая 2). Видно, что действительно все излучение сосредоточено именно в области  $\hbar\omega \approx 5$  кэв, где  $m_{эф} \ll m$ .

Для достижения  $m_{эф} \sim m$  в более широкой области энергий квантов, по-видимому необходимо уменьшить поглощение излучения в радиаторе. Для этого можно уменьшить толщину каждой из пластин. Однако, при этом, как это следует из [3,4], резко подавляется само излучение. Другим путем может явиться выбор материала радиатора с минимально возможной плотностью  $\rho$  и  $z$ . Так, предлагается использовать в качестве радиатора Li [5] или даже пористый жидкий дейтерий [6]. Однако, помимо чисто технической сложности осуществления таких радиаторов, использование радиаторов с небольшим  $\rho$  не дает существенного продвижения в область малых значений  $\gamma$ , так как интенсивность излучения зависит от плазменной частоты  $\omega_0 \approx 30 \sqrt{\rho z}$ ; к тому же даже в таких радиаторах при  $\hbar\omega \approx 2 + 3$  кэв уже существенно поглощение.

2. Как уже было показано из-за поглощения переходного излучения в радиаторе спектр его ужестчается, вследствие чего уменьшается вероятность поглощения квантов в газе пропорциональной камеры. Для увеличения эффективности регистрации квантов излучения, т.е.  $W_n$ , необходимо увеличить толщину газа камеры. Но при этом пропорционально увеличивается энерговыделение за счет ионизационных потерь частицы  $W_H$ , вследствие чего опять затрудняется выполнение условия  $W_{\Sigma} \approx W_H$ .

Ниже будет рассмотрен новый тип РПИ-детектора, который позволит осуществить разделение пионов от каонов или протонов в области импульсов  $30 + 300$  Гэв/с ( $200 \approx \gamma \approx 2000$ ). Идея предлагаемого детектора заключается в следующем. Радиатор излучения (слоистая среда) помещается в ксеноновый объем, если при этом вдоль слоистой среды расположить два плоских металли-

ческих электрода (рис.2а) или сами пластины слоистой среды использовать в качестве отрицательных электродов и протянуть между ними металлические нити в качестве положительных электродов (рис.2б), то такое устройство можно использовать как систему или пропорциональных сцинтилляционных счетчиков [7,8], или многонитевых пропорциональных камер в которых производится одновременно и образование переходного излучения, и его поглощение в ксеноне, и регистрация величины энергосвечения.

Если в таком детекторе подобрать плотность  $\rho_n$ , толщину  $a$  пластин, расстояние между ними  $b$  и давление ксенона, т.е. его плотность  $\rho_{Xe}$  так, чтобы имело место условие  $\mu_{Xe} \rho_{Xe} b > \mu_n \rho_n a$ , то излучение, образованное на каждой из границ слоистой среды, будет поглощаться в ксеноне с большей вероятностью, нежели в самих пластинах. Это обстоятельство позволяет с высокой эффективностью регистрировать низкоэнергичную часть спектра переходного излучения и резко увеличить значение  $m_{эф}(\omega)$ . На рис.1 приведены зависимости  $m_{эф}$  от  $\omega$  для слоистых сред, состоящих из  $m = 200, 400$  и  $800$  границ (100, 200 и 400 пленок полиэтилена толщиной  $a = 6 \mu$ ) при количестве ксенона между слоями, равному  $6,10 \text{ г/см}^2$ . Эффективное число границ  $m_{эф}(\omega)$  рассчитано по формуле

$$m_{эф}(\omega) = \frac{(1 + e^{-\mu_n \rho_n a})(1 - e^{-\mu_{Xe}(\omega) \rho_{Xe} b})}{1 - e^{-\mu_n \rho_n a - \mu_{Xe}(\omega) \rho_{Xe} b}} \times$$

$$\times \left[ m - \frac{(1 - e^{-m(\mu_n \rho_n a + \mu_{Xe} \rho_{Xe} b)}) e^{-(\mu_n \rho_n a + \mu_{Xe} \rho_{Xe} b)}}{1 - e^{-(\mu_n \rho_n a + \mu_{Xe} \rho_{Xe} b)}} \right]$$

При одних и тех же значениях суммарной толщины ксенона (1 см) и числе границ (200) в области  $\hbar\omega \lesssim 5 \text{ кэВ}$  видна значительная разница в эффективностях известного (кривая 1) и предлагаемого (кривая 2) методов. Отметим, что даже в ультрафиолетовой части спектра ( $\hbar\omega < 1 \text{ кэВ}$ )  $m_{эф} \approx \frac{m}{2}$ , в то время, как ни один из известных типов РПИ-детекторов не позволял использовать эту часть спектра.

Очевидно, что для эффективной идентификации двух частиц необходимо обеспечить не только отличие их вероятных значений суммарных энергосвечений  $W_{\Sigma 1}$  и  $W_{\Sigma 2}$ , но также, по возможности, уменьшить флуктуации этих величин. При регистрации переходного излучения имеют место флуктуации числа квантов и, связанные с ними, флуктуации энергосвечения  $W_n$ . Очевидно, что чем больше число зарегистрированных квантов, тем меньше эти флуктуации. На рис.3 приведена зависимость числа зарегистрированных квантов с энергиями  $\hbar\omega \geq 0,1 \text{ кэВ}$  от импульса  $\mathcal{P}$  и  $K$ -мезонов (кривые 1 и 2). Видно, что даже при  $P = 30 \text{ ГэВ/с}$  прохождение почти каждого  $\mathcal{P}$ -мезона будет сопровождаться регистрацией переходного излучения. В то же время при использовании известной методики (кривая 3) даже при  $P \approx 500 \text{ ГэВ/с}$  не обеспечивает 100%-ную эффективность регистрации. (Расчеты, соответствующие рис.3, выполнены для вышеуказанных слоистых сред).

Интересно отметить, что в отличие от всех типов РПИ-детекторов, здесь использование легких радиаторов (типа лития или дейтерия) приводит к уменьшению как числа квантов, так и  $W_n$ . Это объясняется тем, что в нашем случае поглощение излучения в самих пластинах мало, а уменьшение  $\rho$  приводит только к уменьшению плазменной частоты  $\omega_0$ , т.е.  $W_n$ .

На рис.4 приведены зависимости суммарных энергосвечений пионов и каонов от импульса частиц. Видно, что во всем диапазоне импульсов эта зависимость силь-

нее логарифмической, причем  $W_n > W_k$

На рис.5 приведены энергетические зависимости  $W_n/W_k$  при использовании различных методов идентификации частиц. При использовании релятивистского роста ионизационных потерь (кривая 1) для разделения частиц при  $P \sim 30$  Гэв/с  $W_n/W_k \approx 1,2$  и с увеличением  $P$  это отношение резко уменьшается, т.е. такой метод применим в области  $P \lesssim 50$  Гэв/с, при этом для уменьшения флуктуаций  $W_n$  и  $W_k$  нужны многократные измерения. При использовании известного метода при  $P \approx 100$  Гэв/с  $W_n/W_k \approx 1,2$ , т.е. для идентификации пионов и каонов в этой области импульсов необходимо использование РПИ-детекторов, состоящих из весьма большого числа секций ( $\approx 30$ ) [2]. В предлагаемом варианте уже при  $P = 30$  Гэв/с  $W_n/W_k \approx 1,40$ , а при  $P \approx 100 + 200$  Гэв/с  $W_n/W_k \sim 1,5 + 2,0$ . Интересно отметить, что если использовать несколько секций, составленных из 100 пластин каждая, то в каждой последующей секции отношение  $W_n/W_k$  улучшается. Так, при использовании пяти секций при  $P = 100$  Гэв/с отношение  $W_n/W_k$  уже во второй секции достигает значения  $\sim 1,73$ .

По-видимому, в предлагаемом детекторе будут уменьшены не только флуктуации переходного излучения, но и ионизационных потерь. Действительно, представим детектор в виде отдельных газовых промежутков, разделенных друг от друга пластинами. В предельном случае, если толщина пластин достаточно велика, суммарный сигнал будет представлять собой результат арифметического усреднения  $m/2$  независимых измерений. В результате при  $m \gg 1$  флуктуации уменьшаются в  $\sim \sqrt{m/2}$  раз. В реальном случае толщина пластин составляет  $\sim 5+10$  мг/см<sup>2</sup>, т.е. для  $\delta$ -электронов с энергиями  $\approx 30+100$  кэв они являются достаточно толстыми [9], что должно привести к уменьшению флуктуаций. Кроме того, поскольку количество газа в каждом промежутке весьма мало и

вероятность образования первичной частицей пар ионов мала ( $\sim 0,5$ ) по-видимому должно уменьшиться и вероятное значение ионизационных потерь, что приведет к улучшению отношения  $W_n/W_k$ .

В настоящее время проводится детальный анализ предлагаемого детектора методом Монте-Карло. Однако уже сейчас можно надеяться, что новый тип РПИ/детектора позволит осуществить идентификацию  $\pi/k$  и  $\pi/p$  в области импульсов  $30 \lesssim P \lesssim 300$  Гэв/с.

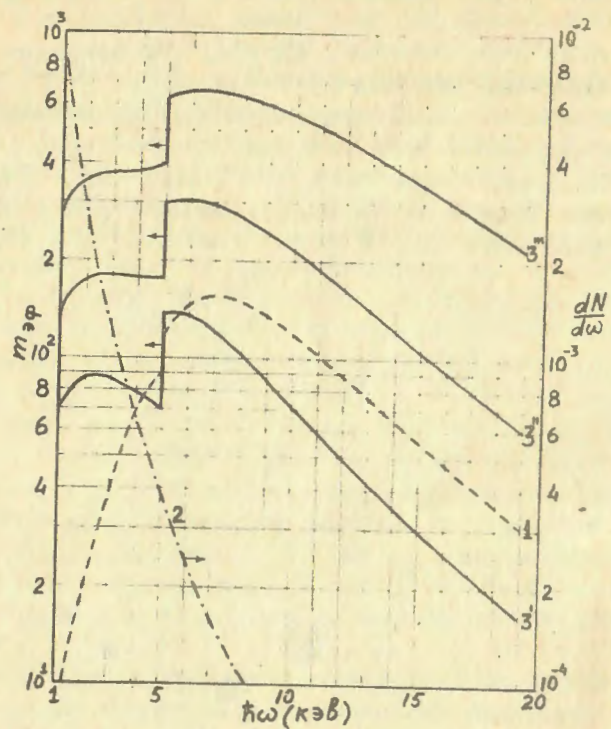


Рис.1 Зависимость числа эффективных границ от энергии квантов  $\hbar\omega$  при старом методе (кривая 1), при предлагаемом методе (кривые 3,3,3 при числе пластин радиатора 100, 200, 400 соответственно) и спектр излучения на одной границе (кривая - 2).

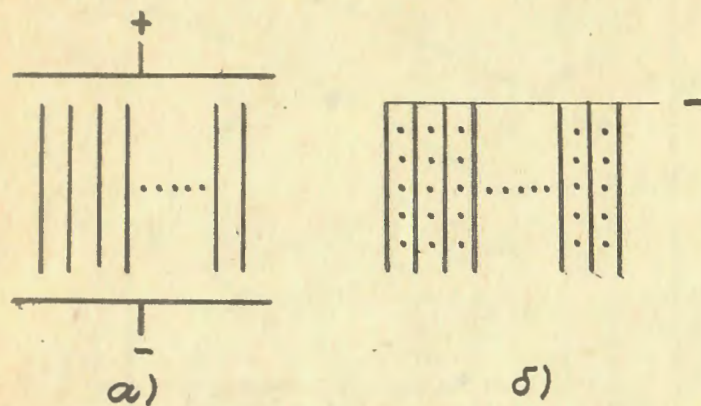


Рис.2 Принципиальная конструкция РПИ-детекторов

- а) вариант газового сцинтилляционного счетчика;
- б) вариант пропорциональной камеры.

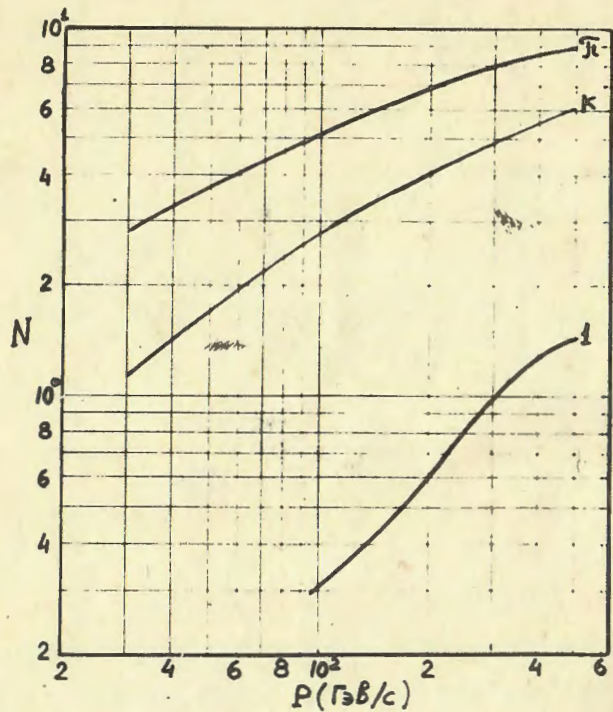


Рис.3 Зависимость числа зарегистрированных квантов  $N$  от импульса частиц для пионов и каонов в данном детекторе (кривые  $\pi$ ,  $K$ ) и при старой методике (кривая 1, для пионов).

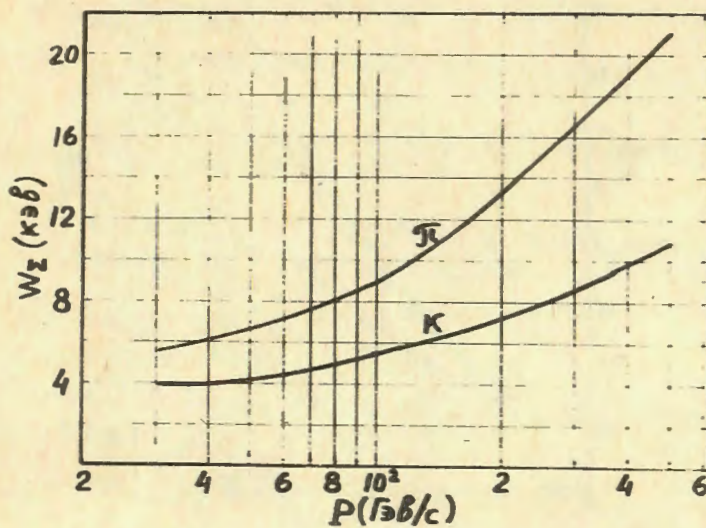


Рис.4 Зависимость суммарного энерговыделения  $W_{\Sigma}$  пионов и каонов от импульса частиц.

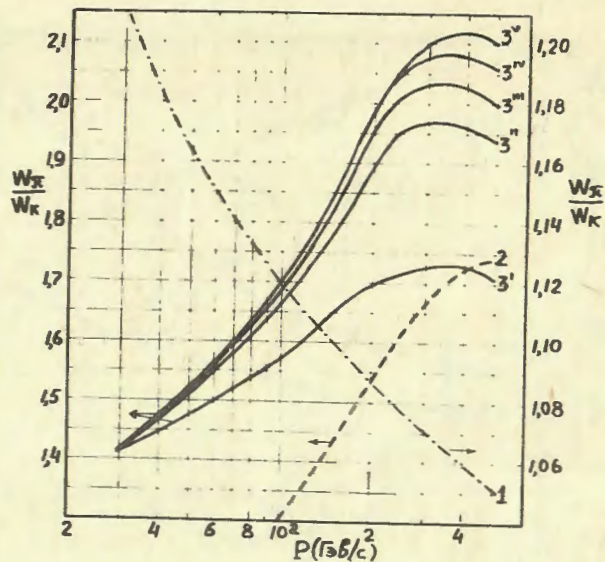


Рис.5 Зависимость отношения  $W_{\pi}/W_{\kappa}$  от импульса частиц при использовании релятивистского роста ионизационных потерь (кривая 1), при старом методе (кривая 2) и при предлагаемом методе (кривые 3),  $1 - \sqrt{v}$  соответствуют числу секций из 100 пластин, расположенных последовательно.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.Benot, I.Litt, R.Meunier. CERN/ECFA/72/4, V.1, p.370
2. L.C.L.Yuan. 12th International Conf.on Cosmic Rays, Hobart, Tasmania 8/16-25/71
3. A.I.Alikhanian, K.A.Ispirian, A.G.Oganessian, A.G.Tamanian. Nucl.Instr.and Methods, V.89, 1970.
4. H.Uto, L.C.L.Yuan, G.F.Deel, C.L.Wang, Nucl.Instr.and Meth., 97, 389. 1971.
5. J.Fischer, S.Iwata, C.L.Wang, W.J.Willis. Preprint BNL 18657.
6. J.E.Bateman. CERN/ECFA/72/4, V.1, 353.
7. A.J.P.L.Policarpo, M.A.F.Alves, M.J.T.Carvalho, M.A.G.Da Rocha. Nucl.Instr.and Methods, V.77, p.309, 1970.
8. И.Квитек, Ю.П.Попов, К.Г.Родионов. ПТЭ, 2, 90, 1967.
9. "Бета- и гамма-спектроскопия", П/р К.Зигбана, ИФМЛ М., 1959.

Рукопись поступила 1-декабря 1974 г.

Ереванский Физический  
ИНСТИТУТ  
Зал препринтов.

Редактор Л.П.Мукаян  
технич.редактор А.С.Абрамян

Заказ ВФ-03235 Тираж 300  
Подписано к печати 5/Ш-75 г. Формат издания 30 x 40  
0,7 уч.изд.л. Ц.5 к.

Отпечатано на ротаприте  
Ереванского физического института, Ереван 36, пер.Мар  
каряна 2