

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-492(35)-81

А.Т. АВУНДЖЯН, А.Г.ДАДАЛЯН,
С. П.КАЗАРЯН, А.Г. ОГАНЕСЯНИ

ОПТИМИЗАЦИЯ РПИ-ДЕТЕКТОРОВ

ԵՐԵՎԱՆ 1981 ԵՐԵՎԱՆ

БМ-492(35)-81

ДК.538.56:539.12:539.1.074

А.Т.АВУНДЖЯН, А.Г.ДАДАЛЯН,

С.П.КАЗАРЯН, А.Г.ОГАНЕСЯН

ОПТИМИЗАЦИЯ РПИ-ДЕТЕКТОРОВ

Приводится описание алгоритма, с помощью которого с достаточной точностью можно одновременно вычислить оптимальные параметры РПИ-детекторов. Впервые введен параметр оптимизации, связывающий реакцию и выбираемые параметры проектируемых детекторов, предназначенных для идентификации частиц высоких энергий, и указан способ нахождения оптимума. Проиллюстрированы возможности данного алгоритма на примере ранее существующих и вновь проектируемых детекторов.

Ереванский физический институт

Ереван 1981

EDW-492(35)-81

A.T.AVUNDJIAN, A.G.DADALYAN, S.P.KAZARYAN,
A.G.HOVANISYAN

OPTIMIZATION OF XTR-DETECTORS

A description of the algorithm, with the help of which it is possible to simultaneously calculate the XTR-detector optimal parameters with sufficient accuracy, is presented. For the first time an optimization parameter is introduced connecting the reaction and the selected parameters of designed detectors for the identification of high-energy particles, and the method of the optimum finding is described. Possibilities of the given algorithm are illustrated on the example of existing earlier and newly designed detectors.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1981

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

БФИ-492(35)-81

А.Т.АВУНДЖЯН, А.Г.ДАДАЛЯН,
С.П.КАЗАРЯН, А.Г.ОГАНЕСЯН

ОПТИМИЗАЦИЯ РПИ-ДЕТЕКТОРОВ

Ереван 1981

© *Ереванский физический институт, 1981*

Почти двадцать лет назад было предложено использовать рентгеновское переходное излучение (РПИ) для детектирования частиц высоких энергий [1]. С тех пор выполнено большое число экспериментальных исследований как самого переходного излучения, так и различных вариантов детекторов. Сейчас с уверенностью можно утверждать, что имеется хорошее согласие экспериментально измеренных характеристик излучения с теоретическими предсказаниями. Что относится к конструкции детекторов, на сегодняшний день благодаря высокой эффективности и большой светосиле, наибольшее распространение получили РПИ-детекторы, основанные на методе энерговыделения. Здесь в детекторе излучения, расположенном непосредственно за радиатором, одновременно регистрируются как кванты переходного излучения, так и ионизационные потери самой частицы. Многомодульные РПИ-детекторы такого типа позволяют разделять при известной энергии тяжелые заряженные частицы от легких.

РПИ-детекторы уже нашли применение в нескольких экспериментах как на ускорителях, так и с космическими лучами [2-5]. Есть все основания полагать, что в области энергий $\geq 10^3$ ГэВ они полностью придут на замену черенковским счетчикам. К сожа-

лению, в то время, как расчет и оптимизация параметров черенковских счетчиков является относительно простой задачей, до настоящего времени не существует метода расчета оптимальных РПИ-детекторов. Это связано с тем обстоятельством, что в черенковском излучении число фотонов однозначно связано с диэлектрической постоянной радматора и скоростью частицы, в то время как интенсивность регистрируемого рентгеновского переходного излучения зависит от множества взаимосвязанных параметров. Известно, что разрешающая способность РПИ-детекторов зависит от правильного выбора материала радматора, толщины пластин a и расстояний между ними: b , а также толщины l и коэффициента поглощения μ_d (т.е. плотности ρ_d и Z_d) вещества детектора излучения λ , наконец, числа модулей M .

Теоретический [6] или эмпирический [7] методы оптимизации параметров РПИ-детектора скорее имеют оценочный характер и не позволяют достигнуть максимальной разрешающей способности. Экспериментальный выбор оптимальных значений параметров РПИ-детектора практически неосуществим, поскольку, как это будет видно из нижеследующего, для оптимального РПИ-детектора требуется набор строго определенных значений его параметров.

В настоящей работе приводится описание сравнительно простого алгоритма, с помощью которого с достаточной точностью можно вычислить параметры оптимальных РПИ-детекторов. При составлении алгоритма мы руководствовались естественным предположением, что в соответствии с условиями эксперимента, в котором должен использоваться РПИ-детектор, заданы длина последнего, а также энергия идентифицируемых частиц.

Перейдем к расчету параметров оптимального детектора, для чего рассмотрим обычную конструкцию РПИ-детектора, содержащего M модулей с общей длиной L . Каждый модуль состоит из радиатора излучения (K пластин толщиной a , расположенных на расстоянии b друг от друга) и детектора квантов толщиной ℓ . Перечисленные параметры связаны следующим очевидным соотношением:

$$K = (L - M\ell) / M(a + b), \quad (1)$$

Задача заключается в выборе при заданном L таких параметров a , b , ℓ и M , чтобы достигалось наилучшее разделение частиц по массам. Введем определение параметра оптимизации R :

$$R = (\Delta W_1 + \Delta W_2) / (W_1 - W_2), \quad (2)$$

где W_1 , ΔW_1 , и W_2 , ΔW_2 — средние энерговыделения и их дисперсии для частиц с массами $m_1 < m_2$, соответственно. Смысл (2) заключается в том, что чем больше отличаются средние энерговыделения легкой и тяжелой частиц и чем меньше их флуктуации, тем эффективнее их идентификация. Отсюда ясно, что ищется та комбинация значений a_0 , b_0 , ℓ_0 , при которой получается наименьшее возможное значение R_{min} при данных значениях M и L .

Прежде чем пояснить метод поиска R_{min} , приведем некоторые формулы, по которым вычислялись входящие в формулу (2) значения суммарных энерговыделений $W_{1,2}$ и их флуктуаций $\Delta W_{1,2}$. Они, по определению, равны

$$W_{1,2} = W_I^{1,2} + W_{xTR}^{1,2} \quad (3)$$

$$\Delta W_{1,2} = \sqrt{(\Delta W_I^{1,2})^2 + (\Delta W_{XTR}^{1,2})^2}, \quad (4)$$

где индексу I соответствует среднее энерговыделение за счет ионизационных потерь, а индексу XTR — среднее энерговыделение за счет поглощения квантов переходного излучения. $W_I^{1,2}$ вычислялось по формуле

$$W_I^{1,2} = M \rho_d \ell \left(\frac{dE}{dX} \right)_{1,2}, \quad (5)$$

где ρ_d — плотность вещества детектора квантов, а $(dE/dX)_{1,2}$ находилось из выражения Штернхеймера [7], в котором для учета эффекта плотности использовалось полуэмпирическое выражение, полученное в работе [8]. Среднеквадратичная ошибка ионизационных потерь вычислялась по следующей эмпирической формуле, полученной нами исходя из результатов работ [9,10]:

$$\Delta W_I^{1,2} = W_I^{1,2} (P + Q(\ell M)^{-\tau}) / 2.35 \quad (6)$$

значения P , Q и τ для ксенона и аргона, наиболее часто используемых в РИИ-детекторах, приведены в табл. I.

Среднее энерговыделение переходного излучения, образуемое в M детекторах каждой из частиц, и его среднеквадратичная ошибка вычислялись по формулам [II]

$$W_{XTR}^{1,2} = \int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} S_{M,K}^{1,2}(\omega) d\omega \quad (7)$$

$$(\Delta W_{XTR}^{1,2})^2 = \int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} \omega S_{M,K}^{1,2}(\omega) d\omega \quad (8)$$

Здесь ω_{\min} выбирается из условия, чтобы кванты с данной энергией не поглощались в одной пластине с начальной толщиной a , а ω_{\max} в зависимости от лоренц-фактора частиц выбирается в пределах 100–200 кэВ. Спектральное распределение интенсивности переходного излучения, поглощенного в M модулях, определяется как [II]

$$S_{M,K}^{1,2}(\omega) = (1-\eta) S_K^{1,2}(\omega) \left\{ \frac{M}{1-\eta\varepsilon} - \frac{\eta\varepsilon[1-(\eta\varepsilon)^M]}{(1-\eta\varepsilon)^2} \right\}, \quad (9)$$

где

$$\eta(\omega) = \exp(-\mu_d \rho_d \ell), \quad (10)$$

$$\varepsilon(\omega) = \exp(-\kappa(\mu_f \rho_f a + \mu_g \rho_g b)) \quad (11)$$

$$S_K^{1,2}(\omega) = S^{1,2}(\omega)(1-\varepsilon)/(1-\lambda) \quad (12)$$

$$\lambda(\omega) = \exp(-(\mu_f \rho_f a + \mu_g \rho_g b)) \quad (13)$$

ρ_g и μ_g плотность и массовый коэффициент поглощения газовой среды, в которой находится радиатор излучения: входящее в формулу (12) выражение для интенсивности переходного излучения в одной пластине слоистой среды $S^{1,2}(\omega)$ вычислялось по известному выражению [12,13].

Расчет минимального значения параметра оптимизации R_0 и соответствующих значений a_0 , b_0 и ℓ_0 производится методом вариации переменных с учетом того обстоятельства, что переменные a , b и ℓ взаимосвязаны.

Первоначальная толщина пластин выбирается равной максимальной

ной зоне формирования излучения в среде для тяжелой частицы, т.е.

$$a_1 = \frac{c}{\sqrt{2} \omega_p} \frac{E}{m_2 c^2}, \quad (14)$$

где ω_p — плазменная частота вещества пластин. При каждом значении a исходное значение расстояния между пластинами выбирается из условия насыщения излучения легкой частицы; при $a = a_1$,

$$b_1 = \frac{c^2}{0,36 \omega_p^2} a_1 - \left(\frac{E}{m_1 c^2} \right)^2 \quad (15)$$

при данных значениях a и b исходная толщина детектора квантов выбирается достаточно большой:

$$\ell = L/M - (1 \div 5)(a + b), \quad (16)$$

Число слоев в одном модуле определяется из формулы (1). Затем, постепенно уменьшая значение ℓ сначала грубо, а затем — более плавно, определяется то его значение ℓ_1 , при котором достигается минимальное значение $R_{a,b,\ell}$. Далее, аналогично, начиная от исходного значения b_1 , при заданном a_1 , варьируется b и при этом для каждого значения b определяется значение ℓ , соответствующее минимуму R . В результате определяются значения b_2 и ℓ_2 , для которых $R_{a_1, b_2, \ell_2} < R_{a_1, b_1, \ell_1}$. Наконец, варьируя a и повторяя выбор b и ℓ , находим значения a_0 , b_0 и ℓ_0 , при которых имеет место условие $R_{a_0, b_0, \ell_0} < R_{a_1, b_2, \ell_2}$. Найденные таким образом a_0 , b_0 и ℓ_0 являются оптимальными при данных значениях L и M . Отметим, что в соответствии с (14)–(16) начальные условия заведомо выбраны так, что вариации a , b и ℓ приводят только к уменьшению R . Очевидно, что точность

определения оптимальных параметров и время, затрачиваемое на их поиск, зависят от величины шага изменения переменных. Если вблизи оптимальных значений установить шаг $\frac{\Delta a}{a} = \frac{\Delta b}{b} = \frac{\Delta \ell}{\ell} = 5\%$, то расчет параметров РПИ-детектора при данных значениях L и M требует ~ 20 минут работы ЭВМ с быстродействием $4 \cdot 10^5$ операций в секунду.

Проиллюстрируем некоторые возможности предлагаемого алгоритма оптимизации РПИ-детекторов. Все приводимые ниже расчеты выполнены для РПИ-детекторов, в которых в качестве детектора квантов используются пропорциональные камеры, наполненные ксеноном, а веществом радиатора является майлар. На рис. I приведены зависимости параметра оптимизации R от a , b и ℓ при прочих параметрах, соответствующих оптимуму. Длина РПИ-детектора принята равной $L = 100$ см; идентифицируемые частицы — пионы и протоны с энергией 1000 ГэВ. Как следует из рис. I, неправильный выбор любого из параметров может привести к ухудшению разрешающей способности РПИ-детектора вплоть до того, что по своему качеству одномодульный детектор не будет уступать многомодульному. В частности, чрезмерное увеличение или уменьшение толщины пропорциональной камеры приведет к ухудшению разрешающей способности РПИ-детектора из-за уменьшения доли переходного излучения в суммарном энерговыделении или увеличения флуктуаций энерговыделения и ослабления энергетической зависимости излучения, соответственно (рис. Ia). Причины ухудшения разрешающей способности РПИ-детектора при неправильном подборе значений a и b , проиллюстрированные на рис. Ib и Ib также очевидны.

Интересно отметить, что при оптимальных параметрах РПИ-детектора энерговыделение легкой частицы находится почти в насыщении, в то время как энерговыделение тяжелой частицы соответствует началу резкой зависимости энерговыделения от лоренц-фактора (рис.2).

На рис.3 приведены промоделированные методом Монте-Карло распределения энерговыделений пионов и протонов с энергиями 1000 ГэВ в оптимизированном РПИ-детекторе длиной $L = 100$ см и с числом модулей $M = 1$ (рис.3а) и $M = 4$ (рис.3б). Здесь же для сравнения приведены аналогичные распределения, но для случаев, когда значения a_0 и b_0 оптимальны, но толщина пропорциональной камеры меньше (рис.3с) или больше (рис.3д) оптимальной. Уже из этих рисунков следует, что оптимизация параметров РПИ-детектора приводит к резкому увеличению его разрешающей способности. Об этом же свидетельствует рис.4, где приведена зависимость коэффициента режекции пионов δ_{π} от эффективности регистрации протонов ϵ_p для РПИ-детекторов, представленных на рис.3.

Представляет интерес выбор оптимальных параметров для экспериментально исследованных РПИ-детекторов. Нами такая оптимизация была проведена для РПИ-детектора, приведенного в работе [14]. Как следует из [14], РПИ-детектор с $a = 25 \mu\text{m}$, $b = 1,5 \text{mm}$, $K = 188$, $l = 4,3$ см и $M = 3$ при энергии 3 ГэВ обеспечивал коэффициент режекции пионов $\delta_{\pi} = (15 \pm 3)\%$ при эффективности регистрации электронов $\epsilon_e = (95 \pm 4)\%$. Как показали проведенные нами расчеты, при тех значениях длины и числа модулей для π/e -разделения при энергии 3 ГэВ оптимальными параметрами являются $a_0 = 24 \mu\text{m}$, $b_0 = 310 \mu\text{m}$, $l_0 = 7.04 \text{cm}$,

$K = 777$. На рис.5 приведены зависимости коэффициента режекции пионов δ_{π} от эффективности регистрации электронов, полученные непосредственно из работы [14] (пунктирная кривая), а также рассчитанная нами методом Монте-Карло по оптимальным параметрам. Как следует из рис.5, преимущества оптимизации очевидны. Отметим, что используемая здесь программа Монте-Карло [8] с достаточной точностью описывает результаты, приведенные в работе [14].

В реальных экспериментах обычно приходится использовать РПИ-детектор с данными параметрами для идентификации частиц в довольно широком интервале энергий. Возникает вопрос: в каком диапазоне энергий обеспечивает хорошую разрешающую способность РПИ-детектор с оптимально подобранными параметрами? На рис.6 приведена зависимость коэффициента режекции протонов δ_p от энергии частиц при различных эффективностях регистрации пионов 4-модульным РПИ-детектором длиной 100 см. Оптимизация, проведенная при энергии 750 ГэВ, позволяет при этой энергии обеспечить $\delta_p = (2-5)\%$ при $\epsilon_{\pi} = (80-98)\%$. Если считать разрешающую способность на уровне $\delta_p = (4-10)\%$ приемлемой, то РПИ-детектор с данными параметрами может быть использован в диапазоне 350-1500 ГэВ.

В табл.2 приведены оптимальные значения α_0 , β_0 , ℓ_0 и K , необходимые для наилучшего разделения пионов и протонов при энергии 10^3 ГэВ при различных значениях L и M .

Как видно из таблицы, параметр R слабо зависит от толщины пластин, а при $M \approx 10$ - также и от числа модулей, что весьма существенно с технической точки зрения.

В заключение отметим, что предложенный метод оптимизации может быть использован и в других типах РИМ-детекторов, в которых переходное излучение и заряженная частица регистрируются одним и тем же детектором (при использовании стримерной камеры [15] , регистрации кластеров [16]).

Таблица I

Аргон	0.2327	0.882	0.7
Ксенон	0.1691	0.799	0.36

Таблица 2

M	L = 100 cm				L = 200 cm				L = 400 cm						
	a_0 (μm)	b_0 (μm)	l_0 (cm)	R	K	a_0 (μm)	b_0 (μm)	l_0 (cm)	R	K	a_0 (μm)	b_0 (μm)	l_0 (cm)	R	K
1	31	560	12.2	.586	1485	31	825	14.1	.524	2170	31	1120	15.4	.494	3340
2	31	410	8.00	.505	952	31	590	10.6	.431	1439	31	825	12.2	.390	2193
4	29	350	4.64	.451	537	29	450	6.72	.371	903	31	650	8.96	.321	1336
8	26	295	2.56	.414	309	29	380	3.84	.330	517	29	510	5.44	.277	826
16	24	270	1.36	.392	166	26	330	2.16	.303	290	26	450	3.04	.247	460
32	24	230	.76	.378	93	24	305	1.12	.286	155	26	380	1.76	.227	264
64	20	160	.38	.370	65	24	270	.64	.277	84	24	345	.96	.215	143
128	20	160	.17	.367	33	23	220	.35	.273	49	23	280	.56	.208	84
256	22	190	.09	.365	14										

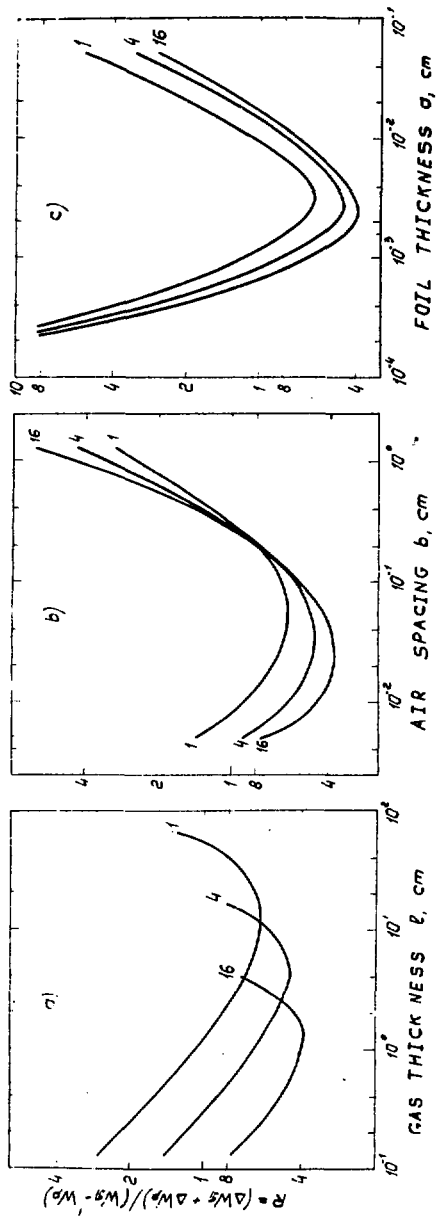


Рис. I Зависимости параметра оптимизации R от:

- а) толщины газа детектора квантов,
- б) расстояния между пластинами,
- в) толщины пластин в случае ПИИ-детектора длиной $L = 100$ см для разделения \bar{U}/P при 1000 ГэВ. Цифры у кривых указывают число модулей.

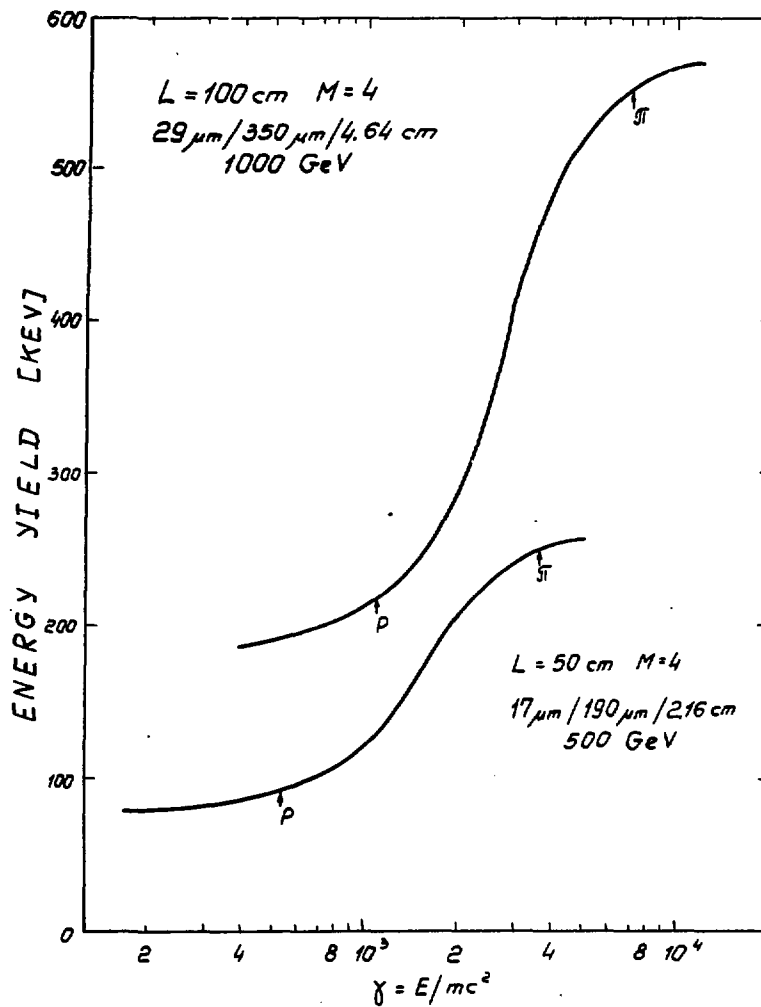


Рис.2 Зависимость энерговыведения от лоренц-фактора в случае оптимальных детекторов для разделения π/P при 500 ГэВ (нижняя кривая) и 1000 ГэВ (верхняя кривая). Цифрами указаны оптимальные значения a_0 , b_0 и l_0 .

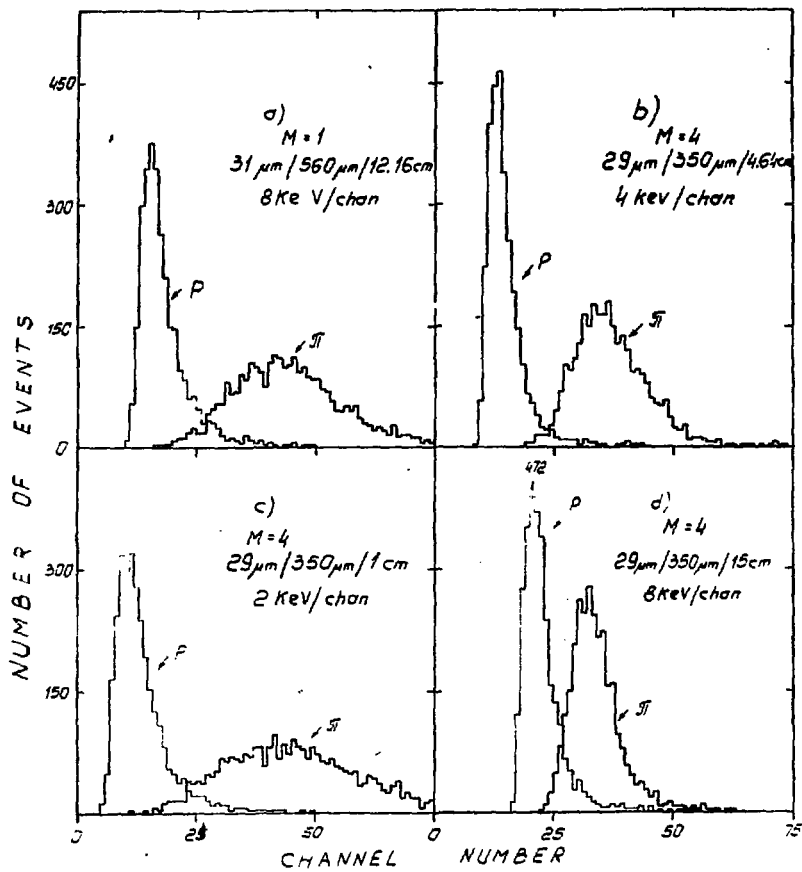


Рис.3 Ожидаемые распределения энергосделений пионов и протонов с энергиями 1000 ГэВ в оптимальном РШИ-детекторе длиной $L = 100$ см и числом модулей а) $M = 1$, б) $M = 4$ и в четырехмодульном детекторе той же длины при с) $l < l_0$ и д) $l > l_0$.

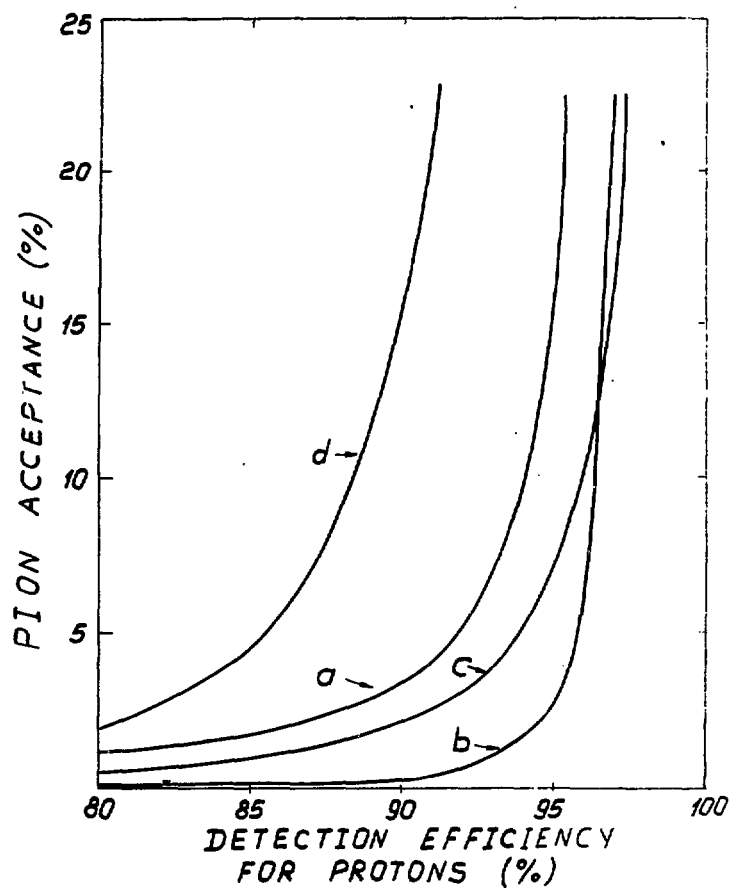


Рис.4 Зависимость коэффициента режкции пионов от эффективности регистрации протонов для РПИ-детекторов, представленных на рис.3.

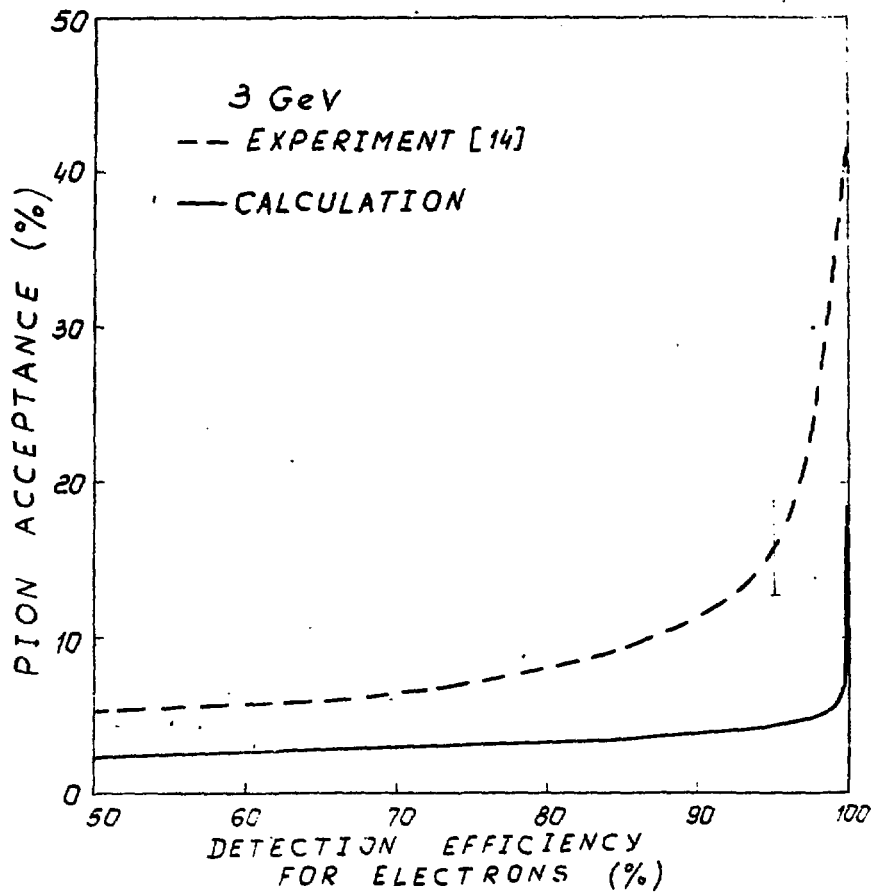


Рис.5 Зависимость коэффициента режекции пионов от эффективности регистрации электронов в условиях эксперимента [14] (пунктирная кривая) и оптимального детектора (сплошная кривая).

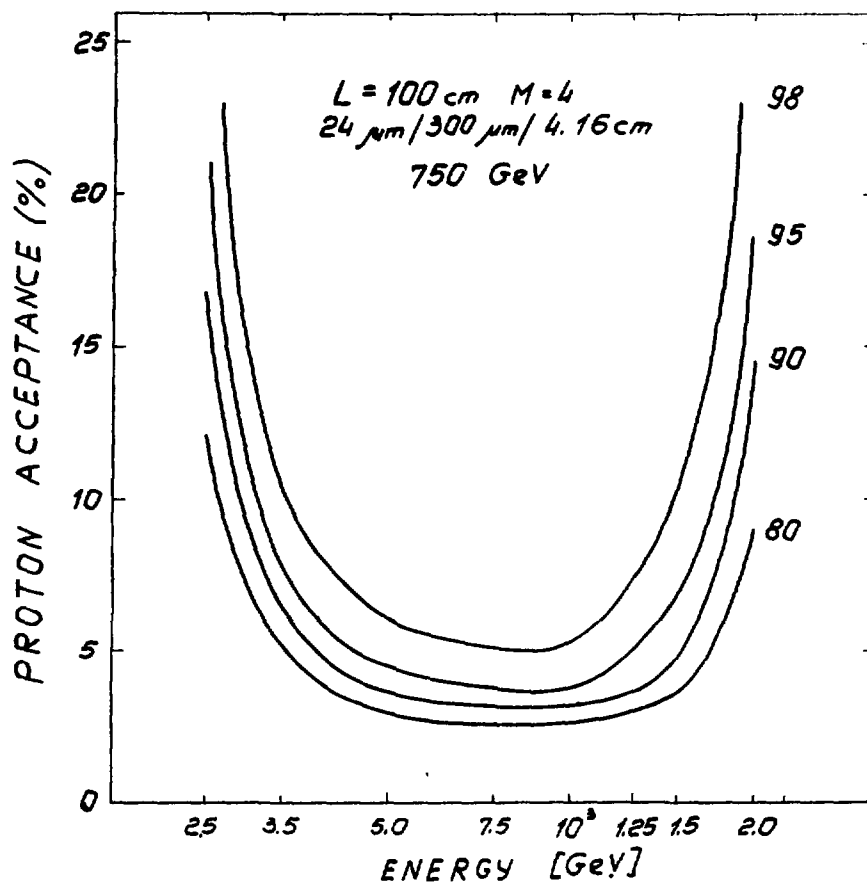


Рис.6 Зависимость коэффициента режекции протонов от энергии частиц ; цифры у кривых - эффективность регистрации пиков (%).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРА

1. Аликханян А.И., Арутюнян Ф.Р., Испирян К.А., Тер-Микаелян М.Д.,
Об одной возможности детектирования заряженных частиц высоких энергий. ЖЭТФ, 1961, т.41, с.20027
2. Ellsworth R.W., Ito A.S., MacFall J.R. et al. Measurement of the Unaccompanied Pion-Proton Flux Ratio at 2900 meters using a transition radiation detector, 14-th Intern. cosmic ray conf., Vol.7 p.2538-2548, 1975.
3. Cobb J.H., Allison W.W.M., Bunch J.N., The Ionisation Loss of Relativistic Charged particles in Thin Gas Samples and Its Use for Particle Identification; & Theoretical Predictions, NIM, vol 140-413-427, 1977
4. Muller D., Hartman G., Prince T. A Balloon-Borne Measurement of Cosmic Ray Electrons with Transition Radiation Detectors, Proc.of Intern.Simp.on Transition Radiation of High Energy Particles, Yarevan, 1977, p.524-533.
5. Avakyan V.V., Avundzhyan A.T., Antonyan K.G. et al., Arrangement for the Identification of Cosmic Ray Hadrons and the Measurement of Interaction Cross Sections at Energies $E > 500$ GeV, 16-th Intern.Cosmic Ray Conf. Kyoto, 1979, vol.13, p.61, p.66.
6. Artru X., Yodh G.B., Mennessier G., Practical Theory of the Multilayered Transition Radiation Detector - Phys.Rev., vol.D 12, 5, p.1289, 1975.
7. Sternheimer R.M. and Peierls R.F., General Expression for the Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles

- les, - Phys. Rev., 1971, vol.133, p.3681.
8. Авунджян А.Т., Казарян С.П., Оганесян А.Г. Алгоритм моделирования РИИ-детекторов и некоторые его применения. Препринт ЕФИ-437(44)-80. Ереван, 1980.
 9. Ермилова В.К., Котенко Л.П., Мерзон Г.И. Флуктуации и вероятные значения ионизационных потерь энергии релятивистских частиц в тонких слоях газа. Труды Межд. симп. по переходному излучению частиц высоких энергий. Ереван, 1977, с.489-519.
 10. Jeanne D., Lazeugas P., Zehraus I., High Energy Particle Identification Using Multilayer Proportional Counters, Rep. CERN/D. Ph. II/Beam 73-1, 26, 1. 1973
 11. Ellsworth R.W., MacFall J., Markcown P.K. A Transition Radiation Detector Design for Cosmic Ray Experiments. University of Maryland, Technical Report N.71-019
 12. Гарибян Г.М., Гольдман И.И., Излучение частицы в слоистой среде. ДАН Арм.ССР, 1960, т.31, с.219.
 13. Ter-Mikaelian M.L. Emission of Fast Particles in a Heterogeneous Medium - Nucl.Phys., 1961, vol.24, p.43.
 14. Cherry M.L., Muller D., Prince T.A. The Efficient Identification Radiation, NIM, 1974, vol.115, p.141-150
 15. Alikhanian A.I., Avakian K.M., Garibian G.M. et al. Detection of X-Ray Transition Radiation by Means of a Spark Chamber, -Phys.Rev.Lett., 1970, vol.25, p.636
 16. Fabjan C.W. and Willis W. Practical Prototype of a Cluster-Counting Transition Radiation Detector, Report CERN-EP/80-198, 31.10.1980.

Рукопись поступила 28-го мая 1981 г.

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

Заказ 461

ВФ-04897

Тираж 299

Препринт ЕФИ

Формат издания 60 x 84/16

Подписано к печати 23/VI-81г. 1,5 уч.изд.л. Ц.10 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института Ереван-36, пер.Маркаряна 2

индекс 3624