

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

На правах рукописи

СУРЕН АНДРАНИКОВИЧ КАНКАНЯН

ДЕТЕКТОРЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЧАСТИЦ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ НА ОСНОВЕ МЕТОДА  
ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

(на русском языке)

01.04.01 -экспериментальная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Ереван-1977

Работа выполнена в Ереванском физическом институте.

Научный руководитель:

старший научный сотрудник, кандидат физико-математических и  
А.Г.ОГАНЕСЯН

Официальные оппоненты:

профессор, доктор физ.-мат. наук Т.Л.АСАТИАНИ,  
профессор, доктор физ.-мат. наук А.М.ГАМБЕР

Ведущее предприятие:

Лаборатория космических лучей ФИАН СССР.

Защита диссертации состоится "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 1977 г.  
в "\_\_\_" часов на заседании специализированного Ученого  
Совета Ереванского физического института (актовый зал  
Дома ученых).

Адрес: г.Ереван, 375036, ул.Маркаряна 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕрФИ.

Автореферат разослан "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 1977 г.

Ученый секретарь специализированного

Ученого Совета

кандидат физико-математических наук

В.А.ШАХБАЗЯН

В связи с запуском ускорителей заряженных частиц с энергией в сотни Гэв, проектированием новых ускорителей, рассчитанных на тысячу Гэв, а также с повышением интереса к исследованиям в области энергий выше  $10^{12}$  эв в экспериментах с космическими лучами, детекторы частиц высоких энергий на основе рентгеновского переходного излучения (РПИ) стали объектом интенсивного исследования.

Излучение, возникающее при переходе заряженной частицы через границу раздела двух сред с различными диэлектрическими свойствами, было теоретически предсказано И.М.Франком и В.Л.Гинзбургом в 1945 году.

В 1959 году Г.М.Гарибяном и К.А.Барсуковым было показано, что основная доля интенсивности переходного излучения релятивистских частиц сосредоточена в рентгеновской области частот и направлена вперед вдоль движения частицы. Г.М.Гарибяном было также показано, что полная интенсивность излучения линейно растет с энергией частицы.

Возможность экспериментального обнаружения РПИ была показана в 1961 году в работе А.И.Алиханяна, Ф.Р.Арутюняна, К.А.Испиряна и М.Л.Тер-Микаеляна, а в 1965 году в горизонтальном потоке  $\mu$ -мезонов космического излучения Ф.Р.Арутюняном, К.А.Испиряном и А.Г.Оганесяном впервые было зарегистрировано РПИ. В дальнейшем многочисленные экспериментальные исследования подтвердили возможность создания детекторов на основе переходного излучения. В настоящее время во многих лабораториях ведутся интенсивные поиски оптимальных вариантов детекторов РПИ.

Настоящая диссертационная работа посвящена исследованиям

новых типов детекторов РПИ на основе метода энерговыделения, проведенным группой переходного излучения ЕРФИ на электронном синхротроне АРУС (Ереван) и протонном ускорителе ИФВЭ (Серпухов).

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

В первой главе приводится краткое изложение теории рентгеновского переходного излучения ультрарелятивистских частиц и основные формулы, необходимые для расчета детектора РПИ.

Во второй главе проведено сопоставление различных методов регистрации РПИ, а также дан анализ различных типов детекторов для регистрации частиц с помощью переходного излучения. Особое внимание уделяется методу энерговыделения, как, с нашей точки зрения, наиболее перспективному.

Основная трудность использования детекторов РПИ для идентификации заряженных частиц заключается в необходимости отдельной регистрации частицы и образованного ею излучения. Первоначально эта проблема решалась использованием отклоняющих магнитов, расположенных после радиатора излучения, при котором частица и вызванное ею переходное излучение регистрируются отдельно. Но этот способ детектирования ультрарелятивистских частиц требует применения громоздких магнитов и не может обеспечить создание светосильных установок.

Очень большой светосилой обладают детекторы РПИ, в которых как излучение, образованное в радиаторе, так и сама заряженная частица регистрируются широкоазимутной стримерной камерой. Однако, такие РПИ-детекторы не способны сами формировать управляющий импульс при регистрации частиц с заданным

лоренц-фактором, что значительно сужает круг экспериментов, в которых они могут быть использованы. К тому же затруднительна идентификация фотоэлектронов на фоне  $\delta$ -электронов, образованных заряженной частицей в газе стримерной камеры.

Были предложены и другие методы отдельной регистрации РПИ и частицы (тороидальные сцинтилляторы, фотоэмulsion, сверхпроводящие поглотители и пр.), однако все они обладают теми или иными недостатками, и на них мы не будем останавливаться.

Как показывают исследования, проведенные в ряде лабораторий в течение последних лет, наиболее перспективными являются РПИ-детекторы, в которых используется метод энерговыделения. В частности, РПИ-детектор на основе метода энерговыделения используется в эксперименте для определения отношения числа пионов и протонов в потоке космического излучения с энергиями  $\geq 300$  Гэв на высокогорной станции Арагац.

Суть метода энерговыделения заключается в следующем. Непосредственно за радиатором излучения устанавливается детектор, в котором выделяется энергия как из-за поглощения квантов РПИ, так и вследствие ионизационных потерь самой заряженной частицы. Это означает, что сигнал на выходе детектора будет пропорционален суммарному энерговыделению вследствие поглощения квантов переходного излучения ( $W_n$ ) и ионизационных потерь частицы ( $W_i$ ) в газе счетчика. Если выбрать детектор излучения из вещества с большим атомным номером и с достаточно малой толщиной, то можно создать

условия, при которых ионизационные потери заряженной частицы будут меньше или порядка энергосвечения за счет поглощения квантов РПИ. В то время, как интенсивность переходного излучения имеет сильную зависимость от  $\gamma = \epsilon/mc^2$ , ионизационные потери ультрарелятивистских частиц практически не зависят от  $\gamma$ . Следовательно, в таком детекторе при малых значениях  $\gamma$ , где излучение практически отсутствует, сигнал на выходе детектора будет определяться ионизационными потерями  $W_{и}$ , а при больших  $\gamma$  - в основном поглощением переходного излучения  $W_{п}$ . Это означает, что если имеются частицы с одним и тем же значением импульса  $P$  и с массами  $m_1$  и  $m_2$ , причем  $m_1 > m_2$ , т.е.  $\gamma_1 < \gamma_2$ , то при соответствующей дискриминации электрических импульсов с детектора излучения частица с массой  $m_2$  будет регистрироваться с гораздо большей эффективностью, чем частица с массой  $m_1$ .

Известно, что ионизационные потери частиц высоких энергий имеют большие флуктуации, что особенно сказывается в случае тонких поглотителей. С другой стороны, подвержено сильным флуктуациям и энергосвечение за счет РПИ. При этом флуктуирует как число излученных квантов и поглощенных, так и энергия, выделявшаяся в детекторе излучения. Эти обстоятельства налагают существенные требования к выбору параметров детектирующей части. С этой целью нами подготовлена программа расчетов Монте-Карло для определения эффективности регистрации частиц и точности их идентификации с учетом указанных флуктуаций.

Приведенная во второй главе программа Монте-Карло позволяет отдельно определить распределения энергосвечения рентгеновской

переходного излучения, ионизационных потерь, а также суммарного (ионизационных потерь и вклада переходного излучения) энергосвечения в веществе детектора.

Нами проделаны расчеты для радиатора излучения, состоящего из 120 пленок лавсана толщиной 25  $\mu$  и с расстоянием между ними 3 мм, и пропорциональной камеры толщиной 3 см в качестве детектора РПИ. Предполагалось, что камера имеет энергетическое разрешение 20% при  $\hbar\omega = 20$  Кэв и оно меняется по закону  $\omega^{-1/2}$ . Расчеты, проведенные для протонов с импульсом 500 Гэв/с в случае РПИ-детектора, состоящего из одного радиатора и одной пропорциональной камеры (односекционный РПИ-детектор), показывают что распределение энергосвечения очень сходно с распределением Ландау, т.е. протоны указанных энергий практически не образуют РПИ; вероятное значение энергосвечения при этом составляет  $\sim 11$  Кэв. В то же время для пионов с тем же импульсом получается более широкое распределение; вероятное значение энергосвечения благодаря вкладу образованного пионами РПИ составляет уже  $\sim 23$  Кэв. Если учитывать события с энергосвечением выше 18 Кэв, то эффективность регистрации пионов составит 84%, а вклад протонов - 19%. Картина значительно улучшается при использовании РПИ-детектора, состоящего из четырех последовательных секций. В этом случае уже простое арифметическое усреднение четырех значений показаний значительно улучшает разделение пионов от протонов. При проведении выборки трех наименьших значений энергосвечений из четырех и при их дальнейшем усреднении вклад протонов уменьшается до 2% при тех же 84% эффективности регистрации пионов. При одном и том же числе секций с ростом импульса частиц

точность их идентификации растет вплоть до таких значений импульсов, при которых интенсивность переходного излучения пионов и протонов становятся одного порядка. При приведенных выше параметрах радиатора излучения эта граница соответствует  $P_{\pi, p} \geq 3000$  Гэв/с.

Третья глава посвящена применению газовых сцинтилляторов и пропорциональных камер в РПИ-детекторах на основе метода энерговыделения. Приводится краткий обзор экспериментальных работ по газовым сцинтилляторам.

Обычно для регистрации мягкого рентгеновского излучения применяются неорганические сцинтилляторы типа  $\text{NaI}(\text{Tl})$  и  $\text{CsI}(\text{Tl})$ , полупроводниковые детекторы и пропорциональные счетчики. Однако названные детекторы имеют ряд недостатков. Так, неорганические сцинтилляторы и пропорциональные счетчики имеют ограниченное быстродействие ( $10^{-6} + 5 \cdot 10^{-8}$  сек), что затрудняет их использование в повышенных фоновых условиях. Полупроводниковые детекторы, обладая примерно таким же временным разрешением, в настоящее время не могут быть изготовлены с чувствительной поверхностью, больше нескольких квадратных сантиметров.

Описываемый нами газовый ксеноновый сцинтиллятор, обладая временным разрешением  $\leq 10^{-8}$  сек, в то же время может быть изготовлен достаточно больших размеров и любой конфигурации. Выбор ксенона в качестве рабочего газа продиктован его большой плотностью ( $\rho = 5,9 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>) и большим атомным номером ( $Z = 54$ ), что позволяет с большой вероятностью поглощать рентгеновские кванты.

В газовых сцинтилляторах основная доля излучения люминесценции лежит в далекой ультрафиолетовой области. Обычно для

перевода ультрафиолетового излучения в более длинноволновую область, соответствующую диапазону чувствительности фотомножителей, применяют органические преобразователи света. Нами был исследован ряд смесителей, из которых лучший световыход в детекторе обеспечивала смесь 50% POPOP + 4 - 4' дистерилбифенила с толщиной нанесенного слоя  $6 \cdot 10^{-5}$  г/см<sup>2</sup>.

Выбор оптимальных условий работы ксенонового сцинтиллятора, а именно, выбор давления газа, толщины слоя и типа спектрального преобразователя производился с помощью изотопов  $\text{S}_n^{119m}$  ( $\sim 24$  Кэв) и  $\text{Co}^{67}$  ( $\sim 14$  Кэв). Энергетическое разрешение в газовом ксеноновом сцинтилляторе при энергии 14 Кэв составил  $\sim 90\%$ , в то время как в кристаллах  $\text{NaI}(\text{Tl})$  оно равно  $\sim 70 + 80\%$ . Это означает, что световыход в ксеноновом сцинтилляторе ненамного уступает кристаллу  $\text{NaI}(\text{Tl})$ , о чем свидетельствует и работа других авторов.

Эффективность регистрации квантов мягкого рентгеновского излучения относительно кристалла  $\text{NaI}(\text{Tl})$  была определена следующим образом. На пучке вторичных электронов с энергиями 2,5 + 3,6 Гэв Ереванского синхротрона АРУС в одних и тех же условиях регистрировалось переходное излучение в интервале энергий квантов  $\sim 5 + 50$  Кэв как кристаллом  $\text{NaI}(\text{Tl})$ , так и ксеноновым сцинтиллятором. Электроны, пройдя через радиатор переходного излучения, отклонялись очищающим магнитом и регистрировались сцинтилляционным телескопом.

При сопоставлении кристалла  $\text{NaI}(\text{Tl})$  и ксенонового сцинтиллятора были достигнуты эффективности регистрации электронов по их переходному излучению соответственно  $\sim 25\%$  и  $\sim 43\%$  [1].

Большая эффективность регистрации при использовании ксенонового газового сцинтиллятора объясняется тем, что последний, как уже отмечалось, обладая примерно таким же световым выходом, как и кристалл  $\text{NaJ}(\text{Tl})$ , имеет лучшее временное разрешение. В случае кристалла  $\text{NaJ}(\text{Tl})$  для того, чтобы избавиться от влияния фоновых загрузок, приходилось сильно дифференцировать импульс на выходе фотомножителя. В результате резко снижались наложения импульсов друг на друга и вклад случайных совпадений. В то же время снижалась и эффективность регистрации электронов. В случае же газового ксенонового сцинтиллятора не было необходимости дифференцировать импульсы. Надо отметить и лучшие условия съема в газовых ксеноновых сцинтилляторах. Из приведенных в диссертации результатов следует, что газовые ксеноновые сцинтилляторы могут быть использованы не только для регистрации сильноионизирующих частиц, как считалось до настоящего времени, но и для регистрации мягкого рентгеновского излучения.

Для исследования РПИ-детектора на основе метода энерговыделения при энергиях электронов 2,5 и 3,6 Гэв нами была разработана новая конструкция газового ксенонового сцинтиллятора. Толщина сцинтиллятора составила 4 см при давлении 1,5 атм, что составляет  $3,54 \cdot 10^{-2}$  г/см<sup>2</sup> вещества. В качестве радиатора излучения использовалась периодическая слоистая среда из 1300 слоев лавсана толщиной 10 м, расположенных на расстоянии  $2,8 \cdot 10^{-2}$  см друг от друга. Исследования проводились на электронном синхротроне АГУС.

Полученные результаты показывают, что вероятное значение

суммарного энерговыделения при энергии 2,5 Гэв составляет  $\sim 25$  Кэв, в то время как при энергии 3,6 Гэв оно равно  $\sim 30$  Кэв. Смещение максимума в распределении в более жесткую область спектра при увеличении энергии электронов объясняется тем, что при этом увеличивается значение критической энергии  $\hbar\omega_{кр} = \gamma\hbar\omega_0$ . т.е. спектр обогащается более жесткими квантами.

Если ограничиться значениями  $W \geq 20$  Кэв, т.е. областью, где энерговыделение за счет ионизационных потерь электронов и поглощения переходного излучения в ксеноне равно или больше энерговыделения только за счет ионизационных потерь, то при этом эффективность регистрации электронов по их переходному излучению составит 27% и 35% при энергии электронов 2,5 Гэв и 3,6 Гэв соответственно. Вероятность же регистрации частиц только по их ионизационным потерям составляет при тех же условиях всего  $\sim 0,11$  и  $\sim 0,06$  соответственно [2].

После дальнейшего усовершенствования газового ксенонового сцинтиллятора исследование РПИ-детекторов с регистрацией энерговыделений были продолжены на пучке электронов с энергией 31 Гэв протонного синхротрона ИФВЭ, в котором при импульсах  $26 + 40$  Гэв/с примесь адронов и мюонов составляла  $\sim 1\%$ .

Газовый ксеноновый сцинтиллятор имел толщину 4 см, давление 1,6 атм, что составляет  $3,78 \cdot 10^{-2}$  г/см<sup>2</sup> вещества. С помощью радиоактивных изотопов  $\text{Am}^{241}$  (13,8 Кэв, 17,4 Кэв, 26,4 Кэв и 60 Кэв) и  $\text{Co}^{57}$  (14 и 122 Кэв) были исследованы линейность спектрометра и зависимость энергетического разрешения  $\Delta\omega/\omega$  от энергии  $\omega$  регистрируемых квантов.

Полученная зависимость  $\Delta\omega/\omega$  от  $\omega^{-\frac{1}{2}}$  показывает, что энергетическое разрешение газовых ксеноновых сцинтилляторов

ненамного уступает кристаллам  $\text{NaJ}(\text{Tl})$  и, во всяком случае, лучше чем в кристаллах  $\text{CsJ}(\text{Tl})$ , что еще раз доказывает возможность использования газовых сцинтилляторов для регистрации рентгеновского переходного излучения.

Радиатор излучения, используемый в РПИ-детекторе, имел следующие параметры: 1000 слоев лавсона толщиной  $10 \mu$  каждый, размерами  $10 \times 10 \text{ см}^2$ , расположенных на расстоянии  $0,7 \text{ мм}$  друг от друга. Пучок электронов выделялся с помощью телескопа сцинтилляционных счетчиков с размерами  $50 \times 50 \times 10 \text{ мм}^3$ , включенными на совпадение, расположенных за слоистой средой. Измерения проводились как со слоистой средой, так и без нее. Последние проводились для учета вклада фоновых событий и ионизационных потерь электронов.

В случае измерения со слоистой средой максимум числа событий, т.е. вероятное значение энергии, выделившийся в ксеноне за счет поглощения квантов переходного излучения и ионизационных потерь, соответствует  $\sim 125 \text{ КэВ}$ . В то же время, согласно расчетам Монте-Карло, вероятное значение ионизационных потерь в данном количестве ксенона должно составить  $\sim 48 \text{ КэВ}$ . Следовательно, примерно  $\sim 77 \text{ КэВ}$  из суммарного энерговыделения приходится на долю поглощенного в ксеноне переходного излучения.

В интервале  $75 \pm 200 \text{ КэВ}$  отношение полного числа событий к числу электронов, прошедших через РПИ-детектор, т.е. эффективность регистрации электронов по их переходному излучению, составила  $0,865 \pm 0,095$ . В то же время вероятность регистрации частиц в отсутствие слоистой среды, т.е. при имитации тяжелых частиц, составила  $0,110 \pm 0,013$  [3].

В отличие от газовых сцинтилляторов пропорциональные камеры обладают меньшим быстродействием. Однако, последние могут быть изготовлены практически любой поверхности. Это качество особенно ценно при конструировании светосильных детекторов РПИ.

Нами были исследованы характеристики РПИ-детектора на основе метода энерговыделения, в котором в качестве детектора переходного излучения и ионизационных потерь использовался пропорциональный счетчик, наполненный газовой смесью  $93\% \text{ Xe}$  и  $7\% \text{ пропана}$  при атмосферном давлении. Измерения проводились на пучке электронов протонного синхротрона ИФВЭ при энергии электронов  $40 \text{ ГэВ}$ .

Параметры радиатора излучения и сцинтилляционного телескопа те же, что и при измерениях с газовым сцинтилляционным счетчиком.

Полученные результаты показывают, что вероятное значение энерговыделения ионизационных потерь составляет  $39 \text{ КэВ}$ , в то время как вероятное значение суммарного энерговыделения составляет  $96 \text{ КэВ}$ , откуда следует, что вероятный вклад переходного излучения равен  $57 \text{ КэВ}$ . Вероятное значение ионизационных потерь находится в хорошем согласии с расчетами, выполненными методом Монте-Карло для данного количества газа ( $41,2 \text{ КэВ}$ ).

Из сопоставления полученных распределений следует, что если рассматривать энерговыделение в области  $\geq 60 \text{ КэВ}$ , где оба распределения пересекаются, то эффективность регистрации электронов по переходному излучению составит  $93\%$ . В то же время вклад частиц, не образующих переходное излучение в области энерговыделения,  $\geq 60 \text{ КэВ}$ , т.е. точность идентификации электронов составит  $12\%$ .

Зависимость эффективности регистрации электронов и точности их идентификации (коэффициент режкции) при разных уровнях дискриминации при энергии электронов 40 Гэв, для периодической слоистой среды, приведена в таблице I.

Таблица I.

$W_g$ (Кэв)	$\varepsilon$ (%)	$R$ (%)
66	88	8,9
75	77	5,6
81	62,5	2,7

Несколько худшие результаты получены при использовании в качестве радиатора излучения пенопласта длиной 135 см, плотностью  $0,06 \text{ г/см}^2$ . В этом случае вероятное значение суммарного энерговыделения составило  $\sim 72$  Кэв, а эффективность регистрации частиц по переходному излучению и коэффициент режкции при пороге дискриминации  $\geq 50$  Кэв составили 64% и 20%, а при пороге дискриминации  $\geq 60$  Кэв - 55% и 13% соответственно [4].

Сопоставление этих результатов с результатами измерений при энергиях 2,5 и 3,6 Гэв показывают, что при энергии электронов 31 и 40 Гэв как эффективность регистрации, так и точность идентификации значительно лучше. Этому способствовало увеличение расстояний между слоями, в результате чего подавление рентгеновского переходного излучения из-за интерференции сказывалось в относительно меньшей степени. Кроме того, переход

к энергиям электронов 31 и 40 Гэв способствовал увеличению вероятности излучения относительно жестких квантов, что должно было привести к увеличению вероятного значения суммарного энерговыделения. Немаловажным фактором явилось большое отличие фоновых условий на протонном ускорителе ИФВЭ, где мягкий рентгеновский фон был значительно меньше. Наконец, следует отметить улучшение характеристик газового ксенонного сцинтиллятора в последней серии измерений.

Четвертая глава посвящена описанию экспериментальной установки, предназначенной для исследования зарядового состава первичного космического излучения на больших высотах. В этой же главе приводятся описание отдельных узлов и их расчетные характеристики, а также ожидаемые результаты измерений.

Предложенная установка, согласно расчетам, позволит исследовать зарядовый состав ядер при значениях  $7 \leq Z \leq 30$  и их спектральные распределения в области энергий  $E = 10^3 + 10^4$  Гэв/нуклон. Принцип действия установки заключается в следующем. С помощью РПИ-детектора измеряется лоренц-фактор регистрируемого ядра. При помощи черенковского и сцинтилляционных счетчиков одновременно измеряется заряд ядер  $Z$ . Значение  $Z$  позволяет с точностью до изотопного состава данного элемента определить массу ядра  $m \cdot c^2$ . Наконец, по измеренным значениям  $\gamma$  и  $m \cdot c^2$  определяется энергия ядра  $E$ .

Из анализа распределения энерговыделений при выбранных значениях  $\gamma$  и  $Z$  видно, что с увеличением  $Z$  разрешающая способность РПИ-детекторов улучшается, т.к. интенсивность переходного

излучения прямо пропорциональна  $Z^2$ . В то же время с ростом  $\gamma$  разрешение установки несколько ухудшается, поскольку зависимость интенсивности переходного излучения от  $\gamma$  постепенно выходит на плато. Так, при  $\gamma = 2 \cdot 10^3$  точность измерения энергии ядер  $\Delta E/E$  будет  $\sim 30\%$  и  $\sim 8\%$  для  $Z = 7$  и  $Z \geq 25$ , в то время, как при  $\gamma = 2 \cdot 10^4$ ,  $\Delta E/E$  для тех же значений  $Z$  составит  $37\%$  и  $12\%$ . Для описанной установки оценен геометрический фактор  $i$ , на основе известных данных для энергий

$\geq 1000$  Гэв/нуклон, рассчитано ожидаемое число регистрируемых ядер. Так, например, при геометрическом факторе  $\sim 1$  м<sup>2</sup>стерад в интервале энергий  $E \geq 1000$  Гэв/нуклон за 1000 часов экспозиции установки ожидается регистрация  $\sim 1500$  ядер с  $7 \leq Z \leq 30$  [5].

Анализируя сделанные нами расчетные и экспериментальные исследования, можно делать следующие заключения.

Разработана программа расчета методом Монте-Карло для определения эффективности регистрации частиц и точности их идентификации детекторами рентгеновского переходного излучения, позволяющая отдельно определить распределения как ионизационных потерь, так и суммарного энерговыделения и которая может быть применена к конкретной физической задаче.

Разработаны и осуществлены газовые сцинтилляционные детекторы мягкого рентгеновского излучения, область чувствительности которых можно варьировать путем изменения давления газа. С помощью таких сцинтилляторов осуществлена регистрация частиц высоких энергий по их рентгеновскому переходному излучению и

при этом получено хорошее согласие экспериментальных результатов с расчетными.

Показано, что РПИ-детекторы с использованием ксеноновых сцинтилляторов благодаря их быстродействию могут успешно применяться в экспериментах на ускорителях в условиях высокоинтенсивных пучков и в повышенных фоновых условиях для идентификации заряженных частиц сверхвысоких энергий.

РПИ-детекторы с использованием пропорциональных камер, уступая своим быстродействием РПИ-детекторам с применением газовых ксеноновых сцинтилляторов, практически могут быть изготовлены любой площади, что делает этот метод очень ценным при конструировании светосильных РПИ-детекторов. Для улучшения эффективности и точности идентификации частиц целесообразно использование многосекционных детекторов. Совпадение результатов эксперимента с расчетами Монте-Карло и данные, полученные в последующих расчетах, позволяют надеяться, что данная методика идентификации частиц может быть использована не только для разделения электронов от тяжелых частиц, но и частиц с более близкими значениями масс (например пионов, каонов от протонов).

На основе результатов экспериментального исследования РПИ-детекторов предложен проект установки для исследования зарядового состава первичного космического излучения в области энергий  $10^3 + 10^4$  Гэв/нуклон РПИ-детектором.

Полученные нами результаты, подтвержденные в дальнейшем в работах других авторов, позволяют нам утверждать, что

детекторы рентгеновского переходного излучения на основе метода энергоселекции по видимому в настоящее время являются наиболее перспективными для идентификации частиц сверхвысоких энергий в экспериментах, проводимых как на ускорителях, так и с космическими лучами.

Литература по основному содержанию  
диссертации

1. А.И.Алиханян, С.А.Канканян, А.Г.Оганесян, А.Г.Таманян  
Изв. АН Арм.ССР, Физика, 8, 228, 1973.
2. С.А.Канканян, М.С.Кочарян, А.Г.Оганесян, А.Г.Таманян  
Изв. АН Арм.ССР, Физика, 8, 305, 1973.
3. А.Г. Alikhanian, S.A. Kankanian, A.G. Oganessian,  
A.G. Tamanian Phys. Rev. Lett., 30, 109, 1973.  
Научное сообщение ВФИ-МЭ-18(72).
4. А.И.Алиханян, С.А.Канканян, А.Г.Оганесян, А.Г.Таманян  
ПТЭ, 4, 51, 1974.
5. В.В.Авакян, Л.С.Багдасарян, С.П.Казарян, С.А.Канканян,  
А.Г.Оганесян, А.Г.Таманян, Научное сообщение ВФИ-177(23)(76).

Тех. редактор А.С.Абрамян

Заказ 884

ВФ-03144

Тираж 150

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