



ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

2000/11/1

ИТЕФ-34 (1987)

В.Ф. ПЕРЕПЕЛИЦА

ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
ПРОТЯЖЕННОГО ТАХИОНА.
II. ВОЗМОЖНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ
ПО ПОИСКУ ТАХИОНОВ
Препринт №34

Москва — ЦНИИАтоминформ — 1987

Данная работа продолжает рассмотрение вопроса о черенковском излучении протяженных заряженных тахионов, начатое в /1/. Она содержит в себе предложения экспериментов по поиску тахионов, основанные на использовании особенностей тахионного черенковского излучения. Как показано в /1/, если в каком-либо процессе рождается заряженный тахион, он проявляет себя как мощ- ный практически точечный источник жесткого рентгеновского и γ - излучения с характерным угловым распределением. Эти свойства сверхсветовых частиц, носящие ярко выраженный ("сигнатурный") характер, могут быть положены в основу экспериментов по их поиску как с помощью пузырьковых камер, так и электронной методики.

Рис. - 3, список лит. - 10 назим.

I. Введение

В работе /1/ было начато рассмотрение вопроса о черенковском излучении протяженных заряженных тахионов с различными электрическими форм-факторами. Были изучены основные характеристики этого излучения и получены определенные предсказания, представляющие интерес с экспериментальной точки зрения.

Данная работа продолжает это рассмотрение; она посвящена уже чисто экспериментальным аспектам проблемы, а именно тому, какие эксперименты по поиску заряженных тахионов с использованием особенностей черенковского излучения последних могут быть поставлены на установках, работающих на ускорительных пучках.

Кратко перечислим основные результаты /1/, относящиеся к тем или иным свойствам тахионного черенковского излучения.

Это излучение очень интенсивно, энергетические потери тахиона, обладающего единичным электрическим зарядом, в зависимости от принимаемой модели тахионного форм-фактора, равны

$$\frac{dE}{dx} \approx (3 \div 15) \left(\frac{10^{-8} \text{ см}}{b_0} \right)^2 \frac{\Gamma \text{эВ}}{\text{см}}, \quad (\text{I.I})$$

где b_0 - характерный размер тахиона (в модели "сферически симметричного" тахиона параметр b_0 определяет радиус сферы, которую представляет собой тахион, движущийся со скоростью

$V = \sqrt{2}$; в модели струноподобного тахиона θ_0 характеризует его продольную длину). В принципе, можно считать, что величина θ_0 существенно превосходит размеры адронов, т.е. $\theta_0 \gg r_{\pi} \approx 2 \cdot 10^{-13}$ см. Однако даже при $\theta_0 = 10^{-8}$ см потери (I.1) столь велики, что тахивн с начальной энергией, например, несколько ГэВ теряет ее практически полностью на пути в несколько миллиметров ^{ж)}. Таким образом, только что родинвшийся заряженный тахивн представляет собой мощный и, с точки зрения большинства экспериментальных методов, точечный источник электромагнитного излучения.

Это излучение направлено. Угол излучения отдельного γ -кванта (по отношению к исходному направлению тахивнного импульса) связан с кинематическими характеристиками тахиона:

$$\cos \theta = \frac{1}{V} = \frac{E}{P}. \quad (I.2)$$

Угловое распределение полного энерговыделения пропорционально $1/\sin^2 \theta$, при этом θ - текущий угол раствора черенковского конуса - пробегает значения от $\theta_{in} = \arccos \frac{1}{V_{in}} = \arccos (E_{in}/P_{in})$ (E_{in} , P_{in} - начальные энергия и импульс тахиона) до $\theta_{fin} = \pi/2$. Последнее значение угла θ отвечает энергии тахиона, приближающейся к нулю, при этом его скорость стремится к бесконечности.

Спектр излучения сосредоточен в области жесткого рентгеновского и γ -диапазона с характерной энергией

$$E_{\gamma 0} \approx 200 \frac{P}{m} \left(\frac{10^{-13} \text{ см}}{\theta_0} \right) \text{ МэВ}, \quad (I.3)$$

^{ж)} Тахивн, потерявший почти всю свою энергию, продолжает движение с существенно меньшим энерговыделением: для низкоэнергичного тахиона $dE/dx \sim E^2$. Подробности см. в [1].

где m - массовый параметр тахиона. К сожалению, у нас нет никаких соображений, фиксирующих ту или иную величину v_0 , т.е. ограничивающих спектральную область тахионного черенковского излучения. Поэтому в экспериментах по поиску тахионов необходимо сканировать весьма широкий диапазон параметров v_0 , скажем, от 10^{-7} до 10^{-13} см, что отвечает характерным энергиям черенковских квантов от 0,2 кэВ до 1-2 ГэВ. Естественно, в одном эксперименте охватить всю эту спектральную область чрезвычайно трудно. Поэтому мы предлагаем несколько экспериментов по поиску тахионов, каждый из которых был бы чувствителен в определенном участке диапазона возможных величин параметра v_0 .

Очевидно, что методические приемы предпринимаемых экспериментов могут быть весьма различны. Мы рассматриваем только некоторые из них. При этом наше рассмотрение будет ориентировано на возможность использования для поиска тахионов как пузырьковых камер, так и электронных установок.

2. Возможные эксперименты по поиску заряженных тахионов с использованием пузырьковых камер

а) Жидководородные пузырьковые камеры

Как показано в Приложении, ионизационные потери тахионов, как и обычных частиц, пропорциональны I/v^2 . Разница заключается в том, что если те и другие примерно одинаковы при $v \approx 1$, то с уменьшением энергии, когда скорости начинают заметно отличаться от единицы, ионизационные потери обычных частиц растут, а тахионов - резко падают. В результате тахионы становятся практически невидимыми в обычных экспериментальных установках, как только их скорости становятся больше 2-3 (что соответствует энергиям $E \lesssim (0,3 \div 0,6) m$). Чтобы представлять, каковы пробеги тахионов до

достижения ими таких больших скоростей, рассмотрим тахионы с $M \approx 0,3 \text{ ГэВ}$ и начальной энергией $E_{in} \approx 1 \text{ ГэВ}$ и воспользуемся оценкой (I.I) для величины черенковских потерь, откуда следует, что расстояния, проходимые тахионом, которые еще "наблюдаем", порядка миллиметра или меньше, если $\beta_0 \lesssim 10^{-8}$ см.

Именно это свойство заряженного тахиона (уносить электрический заряд, не оставляя наблюдаемого трека) мы предлагаем использовать для поиска рождения таких тахионов в жидководородной пузырьковой камере. Необходимо искать события с видимым несохранением электрического заряда в вершине. Например, при облучении жидководородной пузырьковой камеры пучком заряженных частиц такими событиями будут нечетнолучевые звезды (звезды с нечетным числом треков вторичных частиц, см. рис.1). Дальнейший анализ событий должен производиться методом недостающих масс аналогично /2/. Предлагаемый отбор событий позволит на три-четыре порядка улучшить соотношение сигнал/фон по сравнению с работой /2/ уже на стадии просмотра, т.к. основные источники фона при такой постановке эксперимента (близкие вторичные взаимодействия; резко асимметричные Далитц-пары; взаимодействия с ядерными примесями в водороде; процессы дифракционной диссоциации с очень малой передачей импульса протону отдачи и некоторые другие) при стандартном пространственном разрешении жидководородных пузырьковых камер (100 мкм) могут иметь суммарный уровень, по нашим оценкам, примерно 1 событие на каждую единицу чувствительности эксперимента, выражаемую в событиях/мкб (данная оценка относится конкретно к экспозициям $\pi^- p$ и $\pi^+ p$ при 5 ГэВ/с; с ростом импульса налетающей частицы

число фоновых событий также будет расти ^{*)}). Область величин тахионного параметра β_0 , исследуемая в таком эксперименте: $\beta_0 \lesssim 10^{-8}$ см.

Ситуация может быть существенно улучшена, если использовать в качестве вершинного детектора камеру с высоким (~ 20 мкм) оптическим разрешением (типа LEBC /5/). Такие камеры применяются в настоящее время для изучения очарованных частиц (см., например, /6/). Благодаря тому, что в камерах такого типа очень высокая линейная плотность пузырьков вдоль следа частицы (~ 100 см⁻¹ для релятивистской частицы), то кроме простого улучшения разрешения, появляется дополнительная возможность исследовать диапазон тахионных параметров β_0 в пределах $5 \cdot 10^{-9} - 10^{-7}$ см. Заряженные тахионы с параметром β_0 в указанных пределах, рождаясь в рабочем объеме такой камеры, оставляли бы короткие (заканчивающиеся вблизи от вершины), но еще достаточно хорошо наблюдаемые

треки с понижающейся ионизацией. Таким образом, необходимо искать события, содержащие такие треки. В такого рода эксперименте также имеется возможность существенно улучшить соотношение сигнал (фон, если установка, содержащая подобную камеру в качестве вер-

*) Этот рост обуславливается, во-первых, большей множественностью вторичных частиц; во-вторых, тем, что все они летят в более узком конусе, из-за чего велика вероятность наложения треков; и, в третьих, увеличением числа энергичных δ -электронов как на входном, так и на вторичных треках. Например, в работах /3,4/, выполненных при 250 ГэВ/с и 800 ГэВ доля нечетнолучевых звезд достигает уже 1% от полного числа событий. Заметим, что ни в этих экспериментах, ни в каком-либо другом изучение событий с видимым несохранением электрического заряда в вершине не предпринималось.

вершинного детектора, обладает способностью идентифицировать знаки электрических зарядов всех частиц, образовавшихся в событии (за исключением, конечно, знака короткобежной частицы), при условии, что мишень является протон (т.е. рабочим веществом вершинного детектора должен быть водород, как, например, в /6/). Тогда отбирая только те события, в которых в силу закона сохранения электрического заряда короткобежной частице должен быть приписан положительный знак заряда, можно исключить сравнительно высокий фон от π^- и K^- -мезонов, перезаряжающихся в непосредственной близости от вершины события в нейтральную систему и имитирующих, таким образом, короткобежные частицы (пониженная плотность ионизации может быть при этом имитирована статистическими флуктуациями плотности пузырьков). Фон же положительных короткобежных (и слабоионизирующих) частиц — в основном, это позитроны от пар внутренней конверсии, аннигилирующие на лету — в адронных событиях невелик, т.к. имеются два подавляющих фактора: вероятность внутренней конверсии фотона ($\sim 10^{-2}$) и отношение сечения аннигиляции быстрых позитронов на лету к сечению перезарядки π^- -мезонов ($\sim 10^{-4}$).

б) Тяжеложидкостные пузырьковые камеры

Тяжеложидкостные (в частности, ксеноновые) пузырьковые камеры достаточно большого объема обладают высокой эффективностью регистрации γ -квантов с энергией $E_\gamma \gtrsim 10$ МэВ и поэтому могут быть использованы для поиска рождения тахионов, испускающих такие кванты в виде черенковского излучения (указанный диапазон энергий γ -квантов соответствует диапазону параметра $\beta_0 \lesssim 10^{-12}$ см). При не очень высоких начальных энергиях пучка (порядка нескольких ГэВ) число испускаемых γ -квантов может колебаться от нескольких штук до нескольких десятков. Т.е. при этом условии классичности

тахинного черенковского излучения (условие (2.5) работы /1/) может выполняться уже не всегда, наблюдать непосредственно черенковский конус, как следует ожидать, окажется невозможным. Выход заключается в том, чтобы применить для идентификации тахионных событий кинематический анализ. Необходимо производить фитирование энергий и углов вылета нескольких χ -квантов в предположении, что они представляют собой последовательную цепочку фотонов, испущенных тахионом. Система кинематических уравнений (используемая в так называемом многовершинном фите) оказывается переопределенной при числе χ -квантов $n_\chi \geq 5$. Существенное уменьшение фона χ -квантов от распадов π^0 -мезонов может быть достигнуто снова уже на стадии просмотра путем отбора событий только с нечетным числом χ -ливней. Если эффективность регистрации χ -квантов камерой близка к единичной, как, например, в случае /7/, число χ -ливней от распадающихся π^0 -мезонов будет, как правило, четным. Таким образом, при отборе событий с нечетным числом χ -ливней следует ожидать улучшения отношения сигнал/фон.

Заметим в заключение, что в эксперименте с использованием ксеноновой камеры возможна реализация метода тахионной масс-спектрометрии, описание которого приведено ниже (гл.4).

3. Возможные эксперименты по поиску заряженных тахионов с использованием электронной методики

Предложим вниманию читателя несколько схем возможных электронных экспериментов по поиску тахионов, обладающих, в принципе, значительно более высокой чувствительностью, чем камерные, описанные в предыдущей главе.

а) 4π -геометрия. Рассмотрим в качестве примера реализацию 4π -геометрии в установках, работающих на встречных лучах

(установки типа $UA1$ или $ARGUS$), в которых используются так называемые универсальные детекторы. Последние наряду с центральным (трековым) детектором (и если необходимо - адронным калориметром) содержат в себе также электромагнитный калориметр. При этом детектор обеспечивает покрытие почти полного телесного угла. Электромагнитный калориметр таких установок позволяет регистрировать γ -кванты с энергией $\epsilon_\gamma \geq \epsilon_{\gamma \min}$ (например, для установки $ARGUS$ $\epsilon_{\gamma \min} \approx 50$ МэВ) и обладают угловым разрешением порядка $0,1$ рад. Установки такого типа могут быть использованы в экспериментах по поиску заряженных тахионов, излучающих черенковские кванты с энергией $\epsilon_\gamma > \epsilon_{\gamma \min}$.

Естественно, при проведении такого поиска необходимо модифицировать методику отбора событий с целью выделения тахионного сигнала. Как было показано ранее, заряженный тахион, рожденный в каком-либо процессе, очень быстро теряет почти всю свою энергию, после чего он уходит из установки, не унося никакой сколько-нибудь заметной энергии. С другой стороны, уносимый им импульс всегда отличен от нуля: $p \geq m$. Таким образом, если масса родившегося тахиона превосходит по абсолютной величине типичную экспериментальную ошибку в измерении суммарного импульса всех обычных частиц (включая фотоны), то события с рождением одиночных тахионов должны лежать в области существенно ненулевых недостающих импульсов при нулевой недостающей энергии. Отбирая такие события, необходимо затем искать в направлении, близком к направлению недостающего импульса, γ -кластер, т.е. группировку γ -квантов, испущенных, по предположению, тахионом, родившимся в событии. Если кластер найден, необходимо проверить угловое распределение энергии в нем на предмет сравнения с ожидаемым угловым распределением энергоделиения черенковских потерь тахиона вида

$I / \sin^3 \Theta$. События, выдержавшие такое сравнение, могут считаться кандидатами в события с рождением тахиона, и для их дальнейшего анализа должна быть применена методика тахионной масс-спектрометрии (см. гл.4).

Диапазон тахионных параметров (масс m и размеров θ_0), сканируемый в таком эксперименте, зависит от характеристик конкретной экспериментальной установки. Нижний предел диапазона масс будет ограничен величиной характерной ошибки в определении суммарного импульса всех зарегистрированных частиц. Верхний предел этого диапазона определится кинематикой рождения тахиона большой массы; она зависит от энергии пучка. Импульс тахиона, рожденного совместно с облученными частицами, не может превышать их суммарного импульса ^{ж)}; в свою очередь, максимальное значение последнего ограничено величиной полной начальной энергии сталкивающихся частиц. В пределе низкой энергии тахиона ($E \ll m$) получаем $m \leq p_{\max} \approx \sqrt{S}$.

Что касается параметра θ_0 , то из (1.3) можно получить для этой величины оценку диапазона, сканируемого в эксперименте:

$$\theta_0 \lesssim (200 \text{ МэВ} / \epsilon_{\gamma \text{ min}}) \frac{p_{\max}}{m} \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

б) Плоская геометрия. Более простые установки могут быть использованы при проведении поисков тахионов в экспериментах с фиксированной мишенью. При этом геометрия эксперимента оказывается довольно специфичной. Назовем ее условно "плоской геометрией".

Указанная специфика заключается в том, что конус ожидаемого черенковского излучения от тахионов проецируется на плоскость, состоящую из чувствительных элементов (счетчиков, пропорциональ-

^{ж)} Напомним, что мы здесь рассматриваем возможность рождения одиночных тахионов в экспериментах на встречных пучках.

ных или дрейфовых камер). Отбор событий должен быть ориентирован на поиск кольцевой структуры энерговыведения с угловым распределением вида $I/\sin^3 \theta$. В зависимости от диапазона энергий искомым черенковским квантам детектирующая аппаратура должна быть различной.

Для регистрации сравнительно жестких γ -квантов с энергией $I \lesssim E_\gamma \lesssim 300$ МэВ (что соответствует тахионному параметру $10^{-10} \lesssim \theta_0 \lesssim 10^{-13}$ см) можно применять годоскоп из счетчиков на C_3J или германате висмута. Собранные в мозаику, например, в форме квадрата и установленные на некотором удалении от мишени (желательно по ходу пучка) так, чтобы перекрывать значительный телесный угол и в то же время обеспечивать достаточно хорошее угловое разрешение, они способны были бы регистрировать как место попадания γ -квантов в годоскоп, так и их энергии. Включая в триггер условие одновременного срабатывания определенного количества счетчиков, окружающих группу "молчащих" счетчиков, можно производить предварительный отбор событий уже на стадии набора статистики. Если такой детектор обладает хорошими характеристиками (мы имеем в виду акцептанс, угловое и энергетическое разрешение), которые позволяют идентифицировать (и, следовательно, подавлять) фон γ -квантов от распадов π^0 -мезонов, то в данном эксперименте для дальнейшего анализа событий также может быть использована методика тахионной масс-спектрометрии (гл. 4).

Для регистрации фотонов с энергией от нескольких кэВ до нескольких МэВ (что в нашем случае отвечает тахионному параметру θ_0 от 10^{-9} до 10^{-11} см) с успехом могут быть применены пропорциональные или дрейфовые камеры с тонкими стенками. В частности, для регистрации рентгеновских квантов (в области от 2 до 30 кэВ) эффективны камеры с газовым ксеноновым наполнением и тонкими

майларовыми стенками, которые обычно применяются для регистрации переходного излучения /8/. Более жесткие γ -кванты (с $\xi_{\gamma} > 30 \text{ кэВ}$) могут быть детектированы несколькими установленными одна за другой пропорциональными камерами широко распространенной конструкции (см., например, /9/ : камеры с тонкими латунными стенками, которые играли бы в данном случае роль конвертеров γ -квантов). Эффективность одной такой камеры к γ -квантам указанной энергии находится в пределах всего лишь нескольких процентов, однако сборка из 50–100 камер могла бы быть достаточно эффективным прибором для регистрации ожидаемого большого числа черенковских фотонов от заряженного тахиона; такой прибор можно было бы назвать "тахинным калориметром".

Поскольку все обсуждаемые камеры являются однокоординатными, то кольцевая структура черенковского энерговыделения окажется преобразованной в некое двугорбое распределение типа указанного на рис. 2. Расстояние между максимумами этого распределения давало бы угол раствора детектируемого черенковского конуса, т.е., согласно (1.2), начальную скорость тахиона.

Триггер при такой постановке эксперимента должен включать в себя условие большого суммарного энерговыделения в камерах, распределенного более или менее равномерно. Если же через камеры проходят и пучковые частицы, то обязательно включение в триггер условия взаимодействия последних с мишенью. В противном случае фон от ядерных фрагментов, выходящих из стенок камер при их облучении, будет преважировать при отборе событий только по большому энерговыделению в камерах.

В электронных экспериментах такого рода возможно достижение очень высокой чувствительности поиска рождения заряженных тахионов. Например, пропуская через мишень установки толщиной

$\sim 10 \text{ г/см}^2$ около 10^5 пучковых частиц в секунду, при хорошо организованном триггере можно достигать суточной чувствительности порядка $50 \text{ соб/ч} \delta$. Это позволило бы зарегистрировать тахионы, даже если вероятности их рождения на 6-8 порядков по величине ниже уровня вероятности обычных адронных реакций. Напомним, что имеющиеся верхние пределы на вероятности рождения тахионов лишь на 2-3 порядка ниже этого последнего уровня /2,10/.

4. Тахионная масс-спектрометрия

Для определения масс тахионов могут быть использованы различные методы. В пузырьковых камерах, например, таким методом является известный метод недостающих масс. Суть его заключается в том, что если для событий, предварительно отобранных тем или иным способом, в области $M^2_{\text{miss}} < 0$ имеет место статистически значимый пик, то этот факт одновременно является как свидетельством регистрации тахионов, так и измерением их масс.

Мы хотим предложить другой метод, основанный на свойствах тахионного черенковского излучения. Для его реализации экспериментальная установка, используемая в эксперименте по поиску тахионов, должна обладать способностью регистрировать и угловое распределение γ -квантов, и их суммарную энергию. После того, как события, зарегистрированные в этих установках, прошли предварительные отборы и получили статус кандидатов в события с рождением тахионов, последние могут быть охарактеризованы двумя параметрами: начальной скоростью V_{in} и начальной энергией E_{in} . Первая определяется из ф-лы

$$V_{in} = \frac{1}{\cos \theta_{g_{in}}} ; \quad (4.1)$$

вторая принимается равной суммарной энергии зарегистрированных γ -квантов (после вычета, если необходимо, энергий γ -квантов от распадов π^0 -мезонов, а также, вообще говоря, ω^0 , η и других резонансов). Необходимо построить двумерное распределение событий на плоскости $E - V$ (энергия - скорость). Если эти события действительно содержат тахионы, точки на плоскости $E - V$ должны концентрироваться вблизи кривых, описываемых зависимостью:

$$E = \frac{m}{\sqrt{V^2 - 1}}. \quad (4.2)$$

Обнаружение таких сгущений явилось бы одновременно как наблюдением рождения тахионов, так и измерением их масс. Значения последних могли бы быть извлечены стандартными методами путем фитирования сгущений на плоскости $E - V$ зависимостью вида (4.2).

5. Краткий анализ предложенных экспериментов

Завершая рассмотрение возможных экспериментальных исследований по поиску рождения заряженных тахионов, проанализируем критичность предложенных экспериментальных методов по отношению к предполагаемым свойствам сверхсветовых частиц.

Предложение по поиску событий с видимым несохранением электрического заряда в вершине в жидководородной пузырьковой камере основано на гипотезе о рождении в процессах соударений обычных частиц одиночных заряженных тахионов и выводе о "невидимости" заряженного тахиона в обычной пузырьковой камере. Этот вывод представляется весьма определенным при любых разумных значениях тахионных параметров. Так как непосредственное наблюдение тахиона после его рождения не предполагается, то это предложение свободно от каких-либо дополнительных гипотез о свойствах тахионов.

Предложение по поиску короткопробежных слабоионизирующих

тахсионов в пузырьковых камерах с высоким пространственным разрешением не исключает возможность наблюдения парного рождения тахионов. Однако оно предполагает фиксацию параметра β_0 в довольно узком диапазоне $5 \cdot 10^{-9} - 10^{-7}$ см, т.к. только при этом тахионы производили бы наблюдаемые короткие треки с пониженной ионизацией. Далее поскольку измерения импульсов и углов вылета частиц (эти измерения могли бы понадобиться при кинематическом анализе событий, являющихся кандидатами в тахионные) в вершинном детекторе такого типа затруднены либо просто невозможны, соответствующая информация могла бы быть извлечена только с помощью внешней части установки, содержащей указанный вершинный детектор. А это, как правило, связано с потерей какой-то части этой информации. Поэтому упомянутый кинематический анализ в экспериментах такого типа окажется, как следует ожидать, затруднительным.

Эксперименты по поиску тахионов, предложенные в данной работе для тяжеложидкостных пузырьковых камер и электронных установок с универсальными детекторами (4π -геометрия), тоже в значительной степени опираются на гипотезу об одиночном рождении тахионов. Эти эксперименты являются чувствительными в случае, если спектр тахионного черенковского излучения лежит в довольно жесткой области с $E_{\gamma \min} \gtrsim 10-50$ МэВ, что отвечает диапазону тахионного параметра $\beta_0 \lesssim 10^{-11}$ см.

И, наконец, предложения по поиску черенковского излучения от тахионов в рентгеновском и ближнем γ -диапазонах (эксперименты в так называемой плоской геометрии) предполагают, что заметная доля энерговыделения заряженного тахиона приходится именно на эти диапазоны (соответствующая область параметра β_0 заключается в пределах $10^{-8}-10^{-11}$ см). При этом возможна регистрация тахионов, рождающихся как парами, так и поодиночке, причем чувствитель-

тельность экспериментов такого рода может быть сделана рекордно высокой.

Завершая этот краткий анализ предложенных экспериментов по поиску заряженных тахионов, обратим внимание читателя на рис.3. На нем отложены области чувствительности почти всех обсуждавшихся экспериментов: А - эксперимент по поиску событий с видимым несохранением электрического заряда: вся плоскость рисунка за исключением области Б (заштрихованной) Б - эксперимент по поиску событий, содержащих треки с пониженной ионизацией; В - эксперимент с использованием тонкостенных пропорциональных камер с ксеноновым наполнением; с ростом тахионной массы граница области чувствительности этого эксперимента (как и последующих) понижается; приведенная на рис.3 граница относится к массе $\mu = 200$ МэВ; Г - эксперимент с использованием пропорциональных камер с латунными стенками - конвертерами γ -квантов; Д - эксперимент с использованием жидкоксеноновой пузырьковой камеры; Е - эксперимент с использованием детектора ARGUS (E_1 - область поиска тахионов с массой около 200 МэВ; E_2 - то же для тахионов с массой около 2 ГэВ). При этом предполагалось, что для уверенной регистрации тахионного черенковского излучения с помощью пропорциональных камер (соответствующие области - В и Г) необходимо, чтобы тахион излучал (в среднем) не менее 100 фотонов на длине своего пробега; аналогичное ограничение для жидкоксеноновой пузырьковой камеры и детектора ARGUS (области Д,Е) принималось равным 10 квантам (с учетом того, что в этой методике пространственная картина излучения может быть восстановлена полностью).

Исходя из этого рисунка, можно предложить следующую стратегию поиска тахионов: сначала проводится эксперимент по изучению событий с видимым несохранением электрического заряда, охватываю-

ший максимальную площадь области чувствительности; затем с помощью той или иной методики исследуются более узкие интервалы по шкале β_0 .

6. Заключение

Существующие к настоящему времени экспериментальные ограничения на вероятности рождения тахионов являются весьма слабыми. В области тахионных масс от 100 МэВ до 10 ГэВ (т.е. в привычном диапазоне масс обычных частиц) полученные в экспериментах ^{/2,10/} верхние пределы на вероятности образования тахионов в адронных реакциях всего лишь на 2–3 порядка меньше вероятностей обычных каналов этих реакций. Это не исключает, в принципе, возможного участия тахионов даже в сильных взаимодействиях. С нашей точки зрения, такая ситуация представляется явно неудовлетворительной. Возможность существования таких экзотических объектов, каковыми являются тахионы, требует более тщательных экспериментальных исследований. Предложенные здесь варианты таковых выглядят, с одной стороны, достаточно надежно обоснованными, т.к. используют такие свойства черенковского излучения заряженных тахионов, которые практически однозначно следуют из совершенно общих теоретических предпосылок (а именно, из предположения о справедливости уравнений Максвелла для тахионов); с другой стороны, они являются вполне реализуемыми и достаточно чувствительными.

В заключение хочу выразить благодарность членам коллаборации ARGUS М.И.Данилову, Д.М.Зайцеву и С.Оку за обсуждения возможных экспериментов по поиску тахионов с помощью универсальных

детекторов, а также Ю.А.Камышкову, А.М.Кунину, В.Л.Моргунову и В.В.Пляскину за обсуждения аналогичных экспериментов с использованием сборок пропорциональных камер с тонкими стенками.

Ионизационные потери заряженных тахионов

Коснемся вопроса об ионизационных потерях заряженных тахионов. Начнем наше рассмотрение с модели струноподобного тахиона. В рамках наших предположений (нормальное электромагнитное взаимодействие тахиона) справедлив закон Кулона для силы взаимодействия отдельного элемента δe заряженной тахионной струны с атомным электроном:

$$\delta \vec{F} = \frac{e \delta e}{r^3} \vec{r}. \quad (\text{A.1})$$

Элементарный импульс, переданный электрону, равен интегралу по времени от силы, действующей в направлении, перпендикулярном направлению движения тахиона. Полный переданный импульс

$$\begin{aligned} p_e &= \int_{-\tau/2}^{\tau/2} dx \int_{-\tau/2}^{\tau/2} F_{\perp} dt = e^2 \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \frac{dx}{b} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \frac{a dt}{[a^2 + (vt + x)^2]^{3/2}} = \\ &= \frac{2e^2}{Va} \left[\sqrt{a^2 + \left(\frac{v\tau + b}{2}\right)^2} - \sqrt{a^2 + \left(\frac{v\tau - b}{2}\right)^2} \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Здесь τ - характерное атомное время, a - прицельный параметр. Если $v\tau \gg b$ (что соответствует условию $v_0 \ll \frac{p}{m} \tau$) и одновременно $v\tau \gg a$, то выражение (A.2) дает

$$p_e \approx \frac{2e^2}{Va}, \quad (\text{A.3})$$

как было бы и для точечного тахиона. Энергия, приобретаемая электроном, есть $p_e^2 / 2m_e$. Таким образом, ионизационные потери тахионов, как и обычных частиц, пропорциональны $1/V^2$.

В случае "очень длинного" тахиона, такого, что $b \gg v\tau$ (т.е. $v_0 \gg p\tau/m$), и одновременно $b \gg a$, ф-ла (A.2) переходит в

$$p_e \approx \frac{2e^2}{aV} \frac{l}{m} \frac{\tau}{v_0}, \quad (\text{A.4})$$

т.е. в выражении для переданного импульса появляется дополнительный подавляющий множитель, отвечающий тому, что электрон в течение атомного времени успевает передать ядру приобретаемый от тахиона импульс. В результате ионизационные потери тахиона будут иметь дополнительное к фактору l/v^2 подавление порядка $(p\tau / mv_0)^2$.

Заметим, что предлагая эксперименты по поиску тахионов, мы рассматривали только такие тахионы, для которых $\beta \leq 10^{-7}$ см, т.е. для ионизационных потерь которых справедлива зависимость l/v^2 .

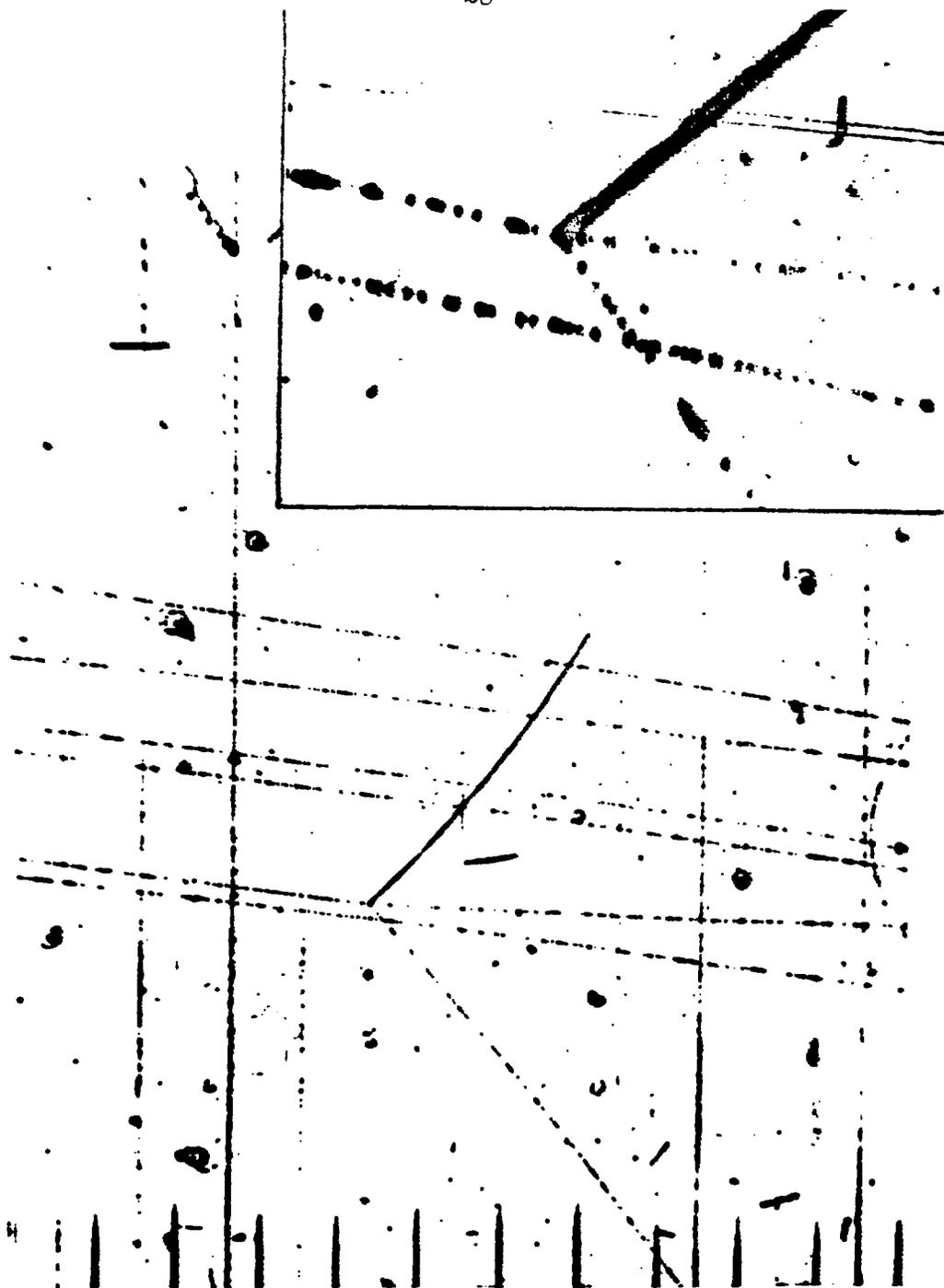


Рис. 1.

Типичная звезда с нечетным числом заряженных вторичных частиц, образованная Ψ^- -мезоном с импульсом 4,5 ГэВ/с в жидководородной пузырьковой камере.

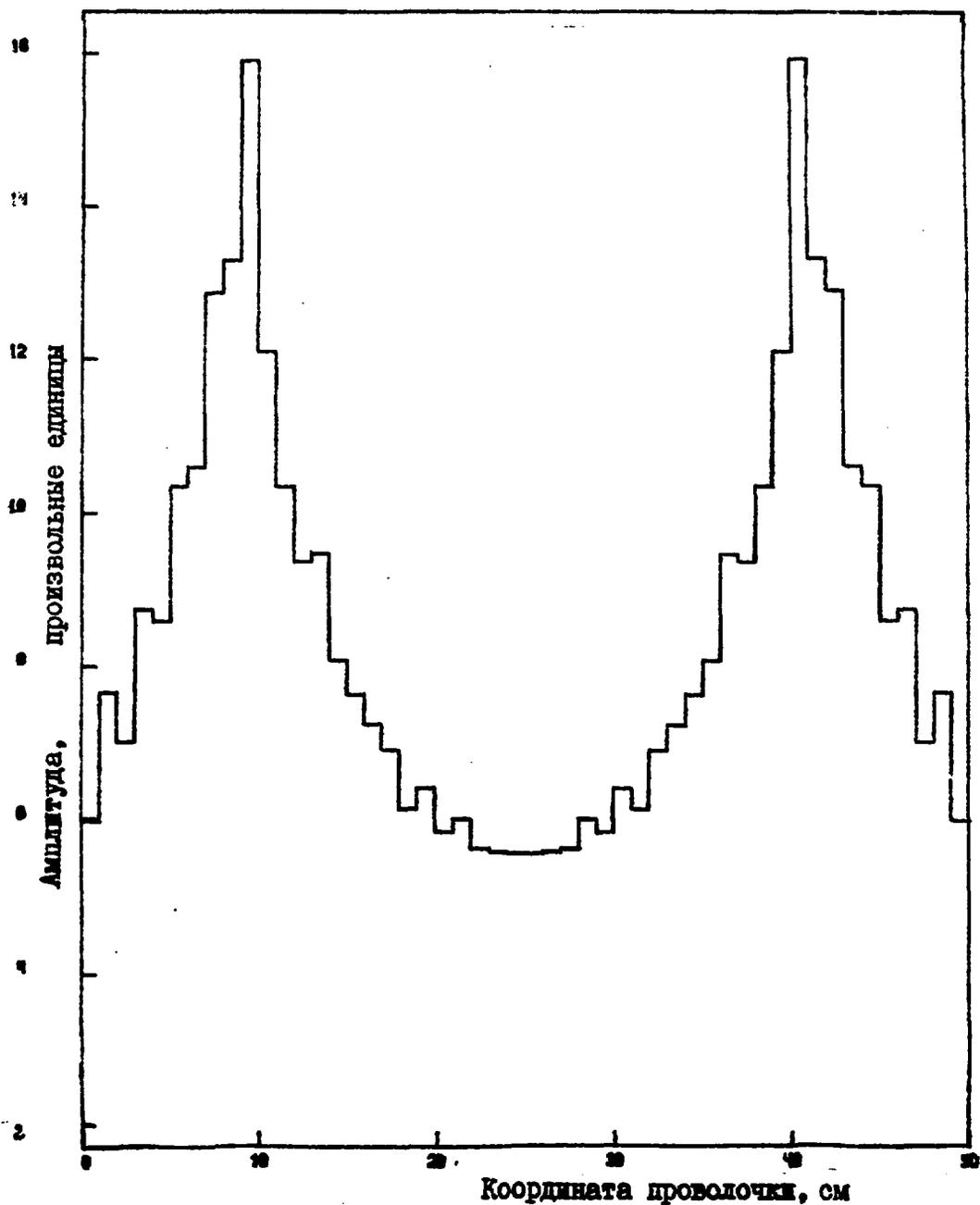


Рис. 2. Идеализированное (без учета фона и статистических флуктуаций) распределение амплитуд сигналов с пропорциональной камерой, детектирующей черенковское излучение заряженного тахиона в рентгеновском диапазоне. Расстояние от мишени до камеры 20 см, начальная скорость тахиона положена равной $1,25$.

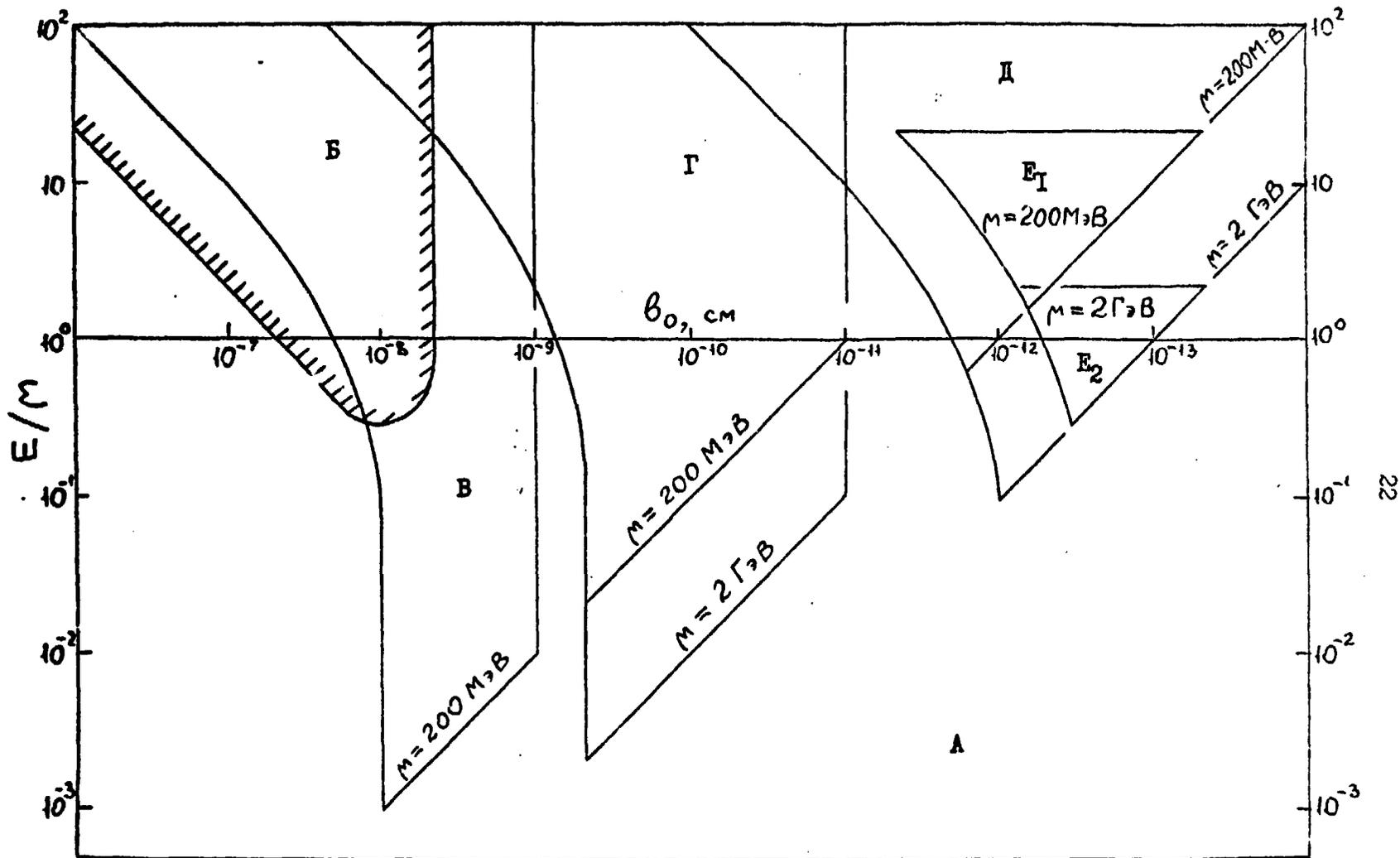


Рис. 3. Области чувствительности экспериментов, предлагаемых для поиска заряженных тахионов, в переменных $v_0, E_{in}/m$.

Л и т е р а т у р а

1. Перепелица В.Ф. Черенковское излучение протяженного тахиона.
I. Характеристики излучения. М., Препринт ИТЭФ, 1987, № 31.
2. Baltay G., Feinberg G., Yeh N. et al. Search for uncharged faster-than-light particles. Phys.Rev., 1970, 11, p.759-770
3. Adamus M., Agababyan N.M., Ajinenko I.V. et al. Cross sections and charged multiplicity distributions for π^+p , K^+p and pp interactions at 250 GeV/c. Z.Phys.C, 1986, 32, p.475-489
4. Ammar P., Aziz T., Banerjee S. et al. (LEBS-MPS Collaboration). Multiplicity of charged particles in 800 GeV pp interactions. Phys.Lett., 1986, 178B, p.124-128.
5. Montanet L., Reucroft S. High resolution bubble chambers and observation of short-lived particles. Phys.Rep., 1982, 83, p.61-83
6. Aguilar-Benitez M., Allison W.W.M., Baland J.F. et al. (LEBC-EHS Collaboration). Measurement of D-meson branching ratios. Phys.Lett., 1986, 168B, p.170-176
Neutral and charged D^* production in 360 GeV/c π^-p interactions. Ibid., 1986, 169B, p.106-112
7. Бармин В.В., Борисов В.Н., Голубчиков В.М. и др. 700-литровая ксеноновая пузырьковая камера ДИАНА. ПТЭ, 1984, № 4, с.63 - 65
8. Эпштейн В.Ш. Применение рентгеновского переходного излучения для разделения частиц высоких энергий. В сб.: Элементарные частицы. Материалы XII школы физики ИТЭФ, вып. I, М., Энергоатомиздат, 1985, с.41-64

9. Galaktionov Yu., Gordeev A., Gorodkov Yu., et al. The performance of a uranium gas sampling calorimeter CERN-EP/86-46
10. Перепелица В.Ф. Поиск рождения заряженных тахионов протонами с импульсами 2,2 и 9,7 ГэВ/с. М., Препринт ИТЭФ, 1979, № 104

В.Ф.Перепелица

Черенковское излучение протяженного тахиона.

II. Возможные эксперименты по поиску тахионов.

Редактор И.Н.Ломакина

Корректор О.Ю.Ольховникова

Работа поступила в ОНТИ 18.02.87

Подписано к печати 4.03.87 Т08781 Формат 60x90 1/16
Офсетн.печ. Усл.-печ.л.1,5. Уч.-изд.л.1,1. Тираж 165 экз.
Заказ 34 Индекс 3624 Цена 16 коп.

Отпечатано в ИТЭФ, И17259, Москва, Б.Черемушкинская,25

16 коп.

ИНДЕКС 3624