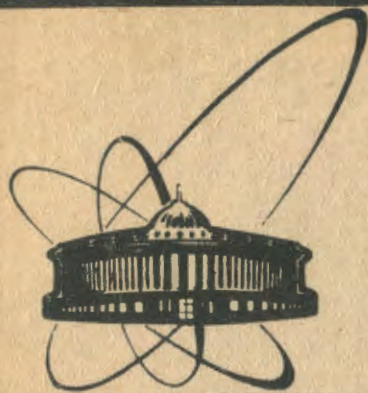


89-153



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

Д13-89-153

Ю. А. Щербаков

ТРЕКОВАЯ КАМЕРА
С УПРАВЛЯЕМЫМИ ТЕПЛОВЫМИ ЦЕНТРАМИ -
ВЕРШИННЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ -

1989

Открытие очарованных частиц в экспериментах в области физики высоких энергий привело к развитию нового направления в физике детектирования следов заряженных частиц. Оказалось, что первые из открытых частиц - очарованные частицы - имеют время жизни порядка $10^{-12} - 10^{-13}$ с^{/1/}, поэтому даже при релятивистских энергиях требуются методы наблюдения распадных длин в диапазоне от 10 до 1000 мкм. Аналогичная ситуация имеет место и в случае прелестных частиц^{/2/}.

Если, например, импульс вторичной частицы составляет около 30 ГэВ/с, то распадные длины $L = \frac{p}{m} \tau c$ для различных частиц будут составлять величины, указанные в табл.1.

Таблица 1

| Частица | τ , с | L, мм | $c\tau$, мкм | σ , мкб |
|---------------|--------------------|-------|---------------|----------------|
| D^{\pm} | $9 \cdot 10^{-13}$ | 4,3 | 270 | $6^{/3/}$ |
| D^0 | $4 \cdot 10^{-13}$ | 1,93 | 120 | $10^{/3/}$ |
| F/Λ_c | $2 \cdot 10^{-13}$ | 0,9 | 60 | - |
| B | $1 \cdot 10^{-12}$ | 1,8 | 300 | - |

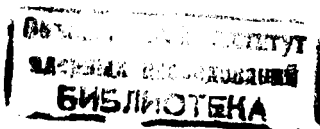
Что касается величин полных сечений, то в рамках стандартной модели $SU_c(3) \times SU(2) \times U(1)$, по расчетам Х.Гордона и др.^{/4/}, при импульсе около 20 ТэВ/с следует ожидать следующих значений сечений для процессов рождения пар короткоживущих частиц и античастиц:

$$p + \bar{p} \rightarrow c\bar{c} + X, \sigma = 500 \text{ мкб,}$$

$$p + \bar{p} \rightarrow b\bar{b} + X, \sigma = 3 \text{ мкб,}$$

при поперечном импульсе $M_T \sim 20$ ГэВ/с.

К примеру, полное сечение рождения очарованных частиц /т.е. реакции, указанной в первой строчке/ было измерено недавно в работе^{/5/} при импульсах протона 360 и 200 ГэВ/с в эксперимен-



те NA-27. Соответствующие величины сечений оказались равными: $24,6_{-8,3}^{+12,0}$ / мкб и $3,9_{-1,9}^{+2,5}$ / мкб. Таким образом, диапазоны возможных сечений при энергии УНК лежат в области микробарн.

Другим возможным процессом, который интересно изучать с помощью нового вершинного детектора, это процессы типа $p + \bar{p} \rightarrow jet + X$. Оценки сечения для этой реакции, сделанные Ж.Кане и др.^{/8/}, при 20 ТэВ/с дают величину сечения $\sigma(\pi_{jet} \sim 100 \text{ ГэВ}) \sim 10^{-5}$ мб.

Следующим экспериментом для исследования в новом детекторе может являться изучение осцилляций $B \rightarrow \bar{B}_0$. В этих случаях длина пролета b - кварков будет составлять от 17 нм до 25 см^{/7/}. Важной проблемой является поиск нарушения CP в системе $B - \bar{B}$ ^{/7/}. Надо зарегистрировать $\sim 10^8$ событий, а сейчас имеется $\sim 10^5$.

Ядерные эмульсии чаще всего используются для таких опытов. Их разрешающая способность ~ 1 мкм/ значительно превышает требования, предъявляемые в экспериментах с очарованными и прелестными частицами. Ядерные эмульсии не являются управляемым детектором, и поэтому их невозможно использовать в экспериментах при больших потоках частиц на спектрометрах. Тем не менее с их помощью делается сейчас много важных наблюдений. Например, наблюдение рождения пар $B^- \bar{B}_0$ при энергии пионного пучка около 350 ГэВ/с /рис.1/ /R для \bar{B}_0 равно $\sim 4,43$ мм, а для B^- ~ 437 мкм/.

В настоящее время определенное распространение получили большие гибридные детекторы, подобные системам, описанным в работах^{/8,9/}. В них в качестве вершинного детектора используются пузырьковые камеры с повышенным разрешением /до 10 мкм/.

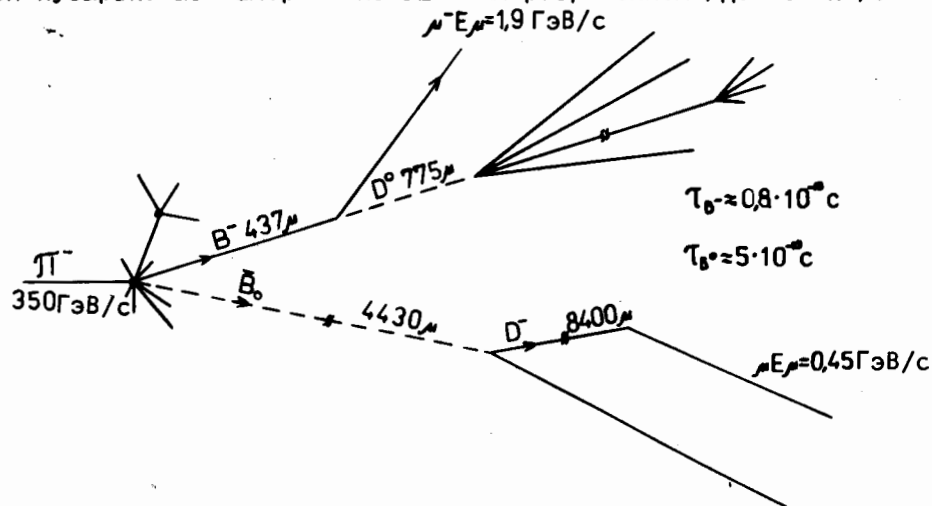


Рис.1. Типичная наблюдавшаяся схема образования и распада пары частиц B^- , \bar{B}_0 / $\pm X$.

Голографический метод съема информации с пузырьковых камер был предложен впервые в работах^{/10,11/}. В этих камерах пузырек регистрируется на ранних этапах своего развития, и освещение его производится когерентным светом от лазера. Использование голографического съема информации снимает релейевские ограничения на разрешение и глубину резкости. Пузырьковая камера является идеальной мишенью, хорошо пригодной для постановки экспериментов, однако она так же, как и эмульсии, не может быть управляемым детектором, и это ограничивает возможность работы с ней при больших потоках частиц.

Другим возможным методом построения эффективного вершинного детектора является использование стримерной камеры. Эффективность детектора может характеризоваться фактором $p\ell$, где p - поток проходящих частиц, ρ - эффективное давление, ℓ - длина детектора /для жидководородной камеры длиной 10 см при потоке 10^8 с^{-1} и $\rho_{эф} \approx 700$ ат $p\ell$ будет составлять $7 \cdot 10^6$, а для стримерной камеры при потоке частиц 10^6 и давлении в 50 ат $p\ell$ будет равно $5 \cdot 10^8$, то есть преимущество в последнем случае составляет 100 раз/.

Наиболее совершенная система была создана со стримерной камерой, имевшей длительность питающего импульса всего 0,6 нс^{/12/}. Исходя из условий построения резонансной линии, группа Д.Сандвайса создала камеру небольших размеров, всего $5 \times 2 \times 0,5$ см. Она фотографировалась обычным объективом со сверхвысоким разрешением и глубиной резкости всего 0,5 см. Применялись также электронно-оптические преобразователи, и фотографирование велось на сверхчувствительную пленку /10000 ед. ГОСТ/. Эта установка была успешно использована для регистрации рождения новых частиц на ускорителе в Батавии. При давлении порядка 40 ат здесь удалось достигнуть разрешения в 50 мкм.

Более эффективный вершинный детектор может быть создан на основе трекового детектора нового типа - камеры с управляемыми тепловыми центрами. Она была предложена в Дубне и Гатчине в 1972 г.^{/13/}. В отличие от пузырьковой камеры, тепловой центр здесь образуется не в конденсированной среде, а в газе посредством стримера, выделяющего энергию при термализации электронов. Лазер освещает нагретый газовый пузырек и дает голограмму трека или прямо изображение трека.

Работа такой камеры была детально изучена в ряде работ^{/14/}. При этом было показано, что камера, работающая в режиме самшунтирования^{/15/}, то есть без сильного укорачивания импульса, но со специальными добавками, позволяет легко реализовать новый принцип.

В этих опытах было установлено, что треки могут быть получены в водороде, гелии, дейтерии, смеси гелия и метана при дав-

лениях до 5 ат в первых двух случаях и до 10 ат в последнем. Диаметр изображения газовых пузырьков был значительно меньше, чем диаметр стримера /в 5-10 раз/. Изображение их хотя и является фазовым, но очень контрастно и фотографируется на мало-чувствительную пленку /микрат-300/ как методом светлого, так и темного поля.

Интересной особенностью камеры с управляемыми центрами является то, что треки в ней легче получать в водороде, чем в гелии, из-за малой величины коэффициента преломления последнего.

В работах ^{/16,17/} было показано, каким образом можно получить трехмерную информацию о следе с использованием двойного шпирен-метода, если освещать камеру лазером, разместив за ней сферическое зеркало. При этом легко получать треки как на светлом поле, так и на темном, перехватив излучение лазера двухмерным ножом Фуко.

Такое фотографирование позволяет обрабатывать информацию на существующих просмотровых и измерительных приборах, а также применять технику ПЗС.

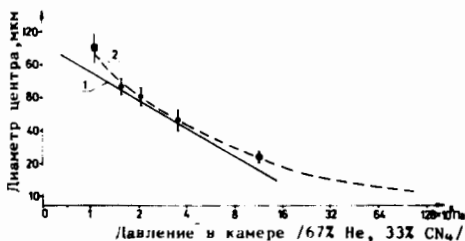


Рис.2. Диаметр теплового центра в зависимости от давления в камере.

Последние эксперименты, выполненные в ЦЕРНе ^{/18/}, показали, что режим работы камеры с управляемыми центрами может быть реализован и с формированием высоковольтного импульса / $t \sim 20$ нс/. Если в режиме самошунтирования диаметр пузырька получался размером около 100 мкм, то при 13 ат с формированием импульса можно получить диаметр 25 ± 4 мкм /рис.2/.

Так как с повышением давления диффузионный диаметр стримера уменьшается и вполне разумно надеяться на дальнейшее сокращение диаметра пузырька газа при увеличении давления, то это делает вполне реальным создание детектора на этом принципе с высоким разрешением.

Ниже мы рассмотрим один из возможных вариантов построения вершинного детектора на новом принципе для экспериментов в области сверхвысоких энергий.

МЕХАНИЗМ РАБОТЫ КАМЕРЫ С УПРАВЛЯЕМЫМИ ТЕПЛОВЫМИ ЦЕНТРАМИ

Тепловой центр в газе рождается с помощью стримера, образующегося на первичном электроде ^{/19/}. Температура электронов,

по оценкам ^{/20/}, достигает $T_e \approx 10^4$ К /~1 эВ/ при их плотности $N_e = 10^{16}$ см⁻³. При термализации электронов происходит практически адиабатический и локальный нагрев газа до температуры T_M , при этом давление в газе растет как

$$\frac{p_1}{p} = (1 + x) \frac{T_e}{T},$$

где T - начальная температура, а $x = 5 \cdot 10^{-4}$ - степень ионизации. При термализации $T_e = T_M$ мы получаем

$$\frac{p_1}{p} = (1 + x) \frac{T_M}{T},$$

откуда при принятых параметрах $p_1/p \approx 33$. Этому соответствует число Маха ≈ 5 . Поэтому в тепловом центре не только происходит нагрев газа, но и возникает ударная волна, хорошо видная на снимках при повышенной задержке импульса от лазера. Нормальное время развития оптической неоднородности, хорошо заметной при освещении лазером на тепловом центре, порядка 100-200 нс.

Из соотношения для $n-1$ можно вычислить рефракцию плазмы вдали от атомных линий поглощения:

$$n-1 = \left(A + \frac{B}{\lambda^2}\right) N_a - 4,5 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_e,$$

где N_a и N_e - атомная и электронная концентрация. Вклад электронной компоненты в величину рефракции в стримере для концентрации электронов $N_e \sim 10^{17}$ см⁻³ и $\lambda = 600$ нм определяется величиной $5 \cdot 10^{-5}$. Этот вклад пренебрежимо мал по сравнению с вкладом, даваемым молекулами. Таким образом, тенеграмма получается только от молекул.

Тогда, используя первую часть этого выражения и соответствующие константы для разных газов при $\lambda = 600$ нм, получаем результаты, показанные в табл.2. Отсюда следует, что наиболее трудно реализовать условия для регистрации треков в гелии, а не в водороде, как это имеет место в обычной стримерной камере.

Таблица 2

| Газ | He | H ₂ | Ne | Ar | CH ₄ | 70% He+30% CH ₄ |
|--------------------|-------|----------------|-------|------|-----------------|----------------------------|
| $(n-1) \cdot 10^4$ | 0,350 | 1,380 | 0,670 | 2,83 | 4,390 | 1,562 |

Изменение показателя преломления можно выразить через изменение плотности газа в стримере:

$$\Delta n = \left(\frac{p_1}{p} - 1\right)(n-1).$$

Если учесть при этом, что для ударной волны наблюдается величина $M \geq 3$, то ρ_1/ρ будет ≥ 3 . Тогда для смеси 90% He+10% CH₄ $n-1 = 1,6 \cdot 10^{-4}$. Принимая во внимание, что изменение угла сдвига фазы $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n l$, для этой смеси получим сдвиг $\sim 10^\circ$ при 5 ат. Для чистого гелия эта величина будет значительно меньше, а для H₂ мы будем иметь $\Delta\phi \sim 40^\circ$. Это позволяет получать теннеграммы с удовлетворительной контрастностью.

Как показали наши эксперименты, можно получить треки в практически чистом гелии /примеси CH₄ $\sim 0,1\%$ и H₂O $\sim 0,1\%$ / при подаче на камеру повышенных значений высоковольтного поля.

С ростом давления диаметр стримера уменьшается с уменьшением коэффициента диффузии как $1/\sqrt{D}$, соответственно уменьшается и диаметр оптической неоднородности, детектируемой фотографическим методом.

МЕТОД ПОДАВЛЕНИЯ ПЕРВИЧНОЙ ДИФфуЗИИ ЭЛЕКТРОНОВ

М.Томбак, так много внесший в разработку детектора нового типа, предложил оригинальный метод подавления диффузии первичных электронов^{/21/}. Если использовать этот метод в новом детекторе, то это сделает его детектором трекового типа с предельным разрешением по импульсу проходящей частицы. Основная идея заключается во введении в камеру добавки, обладающей сродством к электронам, например SF₆ или CCl₄. Электроотрицательная добавка захватывает электроны, образовавшиеся при прохождении частицы через газ камеры; образуется тяжелая молекула, которая практически не диффундирует, так как ее подвижность в 10^2-10^3 меньше, чем у электрона. Если теперь перед подачей на камеру высоковольтного импульса осветить камеру мощным импульсом от лазера, то электроны будут сорваны и на них будут образованы стримеры, положение которых в пространстве будет практически точно по осям X и Y соответствовать координатам трека.

Оценки энергии, необходимой для срыва, в камере объемом $10 \times 10 \times 5$ см³, наполненной гелием, при времени прилипания $\tau_a = 2 \cdot 10^{-8}$ с и концентрации примеси $K = 1,4 \cdot 10^{-5}$, а также сечении фотоотрыва $\sigma_{ft} = 10^{-17}$ см² дают $E > 1,5$ Дж /оценка делалась для рубинового лазера типа ОГМ-20/. Ожидаемое диффузионное расплывание трека при этом должно составлять всего 35 мкм.

При типичных временах задержки высоковольтного импульса из соотношения $d = \sqrt{2Dt}$ в обычной стримерной камере мы получаем для гелия диффузионное смещение $\sim 0,3$ мм (при $D_{He} =$

$= 312$ см²/с, а для неона $\sim 0,7$ мм при $D_{Ne} = 3000$ см²/с). Таким образом, эффект должен быть весьма ощутим.

Недавно появилось частное сообщение о практической реализации этого предложения в группе Дж.Сандвайса в США. На рис.3 показаны два снимка, сделанные в обычной стримерной камере высокого давления /30 ат, наполнение He+Ne/ и в камере, в которую введена добавка O₂ в количестве 0,2 ат и CO₂. Как видно из снимка, результат действительно поразительный. Статистический разброс стримеров оказывается около 18 мкм, а средний диаметр стримера 45 мкм. Последняя величина определяется разрешением электронно-оптического преобразователя /ЭОП/. При 60 ат авторы надеются получить разрешение в 10 мкм.

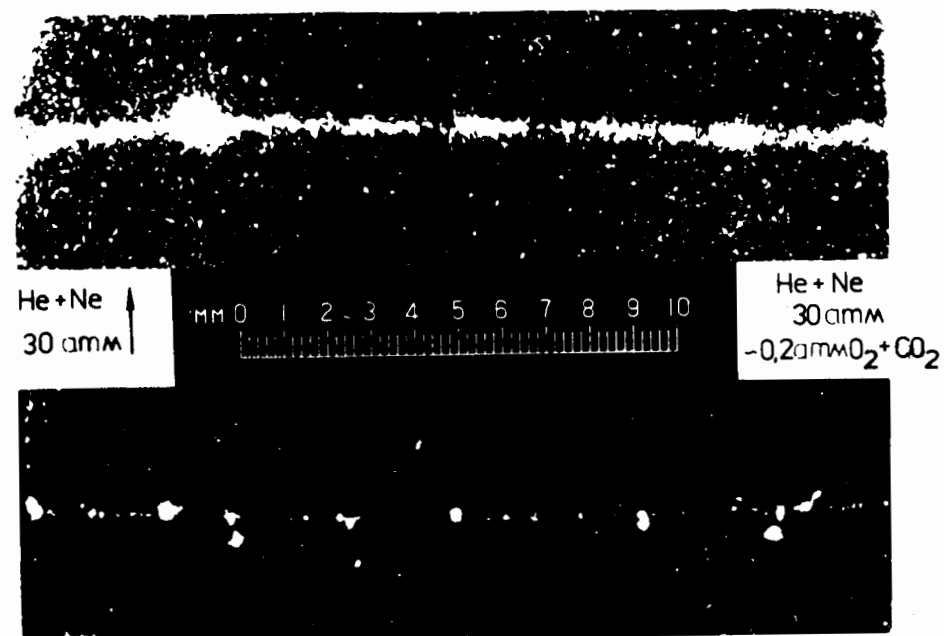


Рис.3. Влияние примеси кислорода на уменьшение диффузии электронов в стримерной камере высокого давления /30 ат/. Верхняя часть снимка – путь проходящей частицы в смеси He+Ne. Нижняя часть снимка – подавление диффузии при использовании добавки кислорода /0,2 ат/ и CO₂.

При захвате на O_2 образуется молекула O_4^- . Освещение производилось эксимерным лазером /351 нм/, задержка триггера составляла 3 мкс, а задержка между высоковольтным импульсом и импульсом лазера была 30 нс. Большой находкой авторов явилось введение добавки CO_2 , которая контролировала время памяти на уровне от 1 до 1000 мкс. Использование этой добавки в очень чистой камере показывает, что имеются определенные трудности в выборе добавок. Пока не имеется какой-либо теоретической работы, которая бы объясняла, каким образом возникновение ^{123/} комплексных отрицательных ионов $[O_4^- + CO_2]$ приводит к резкому уменьшению времени памяти при сохранении постоянной чувствительности камеры к первичной ионизации.

ПРАКТИЧЕСКИЕ ТРЕБОВАНИЯ К КАМЕРЕ

Исходя из геометрии распада очарованных и прелестных частиц и принимая $\bar{\sigma} \sim 1$ мкб /1 событие за 20 мин/, можно выбрать следующие основные габариты камеры: $100 \times 50 \times 15$ мм. Для известных проектов ускорителей ^{7/} можно ожидать значения длины распада и число событий, приведенные в табл.3. Средняя величины потока вторичных частиц от ускорителя может быть принята равной 10^7 л/с. Тогда при времени памяти ~ 1 мкс через камеру будет проходить 10 частиц. С точки зрения загрузки проходящими частицами это вполне допустимо, если учесть, что диаметр следа составит всего 10 мкм /при диаметре пучка ~ 3 мм ^{7/} среднее расстояние между треками будет около 300 мкм/.

Менее опасна загрузка взаимодействиями. При давлении в камере $p = 100$ ат мы будем иметь 0,162 события столкновений пионов с импульсом в 400 ГэВ/с в секунду.

Конечно, интерес будут представлять более редкие события, например 26-лучевые /при $p \sim 500$ ГэВ/с/ дадут только 2 события на 10^5 кадров, а 10-лучевые - уже 2,5 события на 10^3 кадров. Таким образом, приемлемый темп запусков при интенсивности первичного пучка в 10^7 с⁻¹ может быть выбран установкой соответствующего триггера первого уровня уже по множественности.

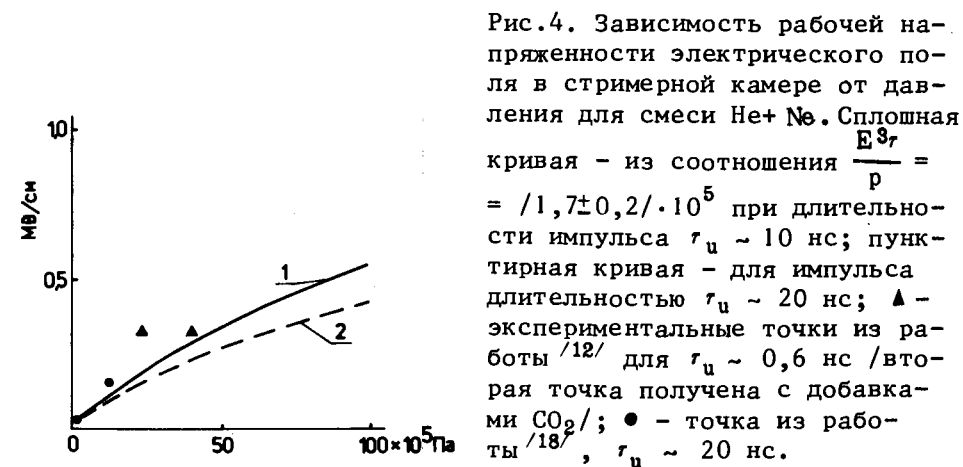
Как показывают работы ^{10,19/}, вполне можно ожидать диаметра изображения элемента трека 10 мкм. Если также учесть, что в неоне при прохождении релятивистской частицы при 100 ат можно ожидать до ~ 600 электронов на см ^{24/}, то среднее расстояние между стримерами будет около 17 мкм, то есть трек будет достаточно непрерывный.

Если воспользоваться данными по диаметру стримера в зависимости от длительности высоковольтного импульса ^{10,19/}, то видно, что использовать импульсы короче 10-20 нс вряд ли целесообразно.

| Частица | L-пробег до распада в мм | | |
|---|----------------------------|------------------------------------|-----------------------------------|
| | УНК $\sqrt{s} = 75$ ГэВ | LHC /ЦЕРН/ $\sqrt{s} = 122$ ГэВ | SSC /США/ $\sqrt{s} = 192$ ГэВ |
| D_s^0 | 1,4 | 2,2 | 3,5 |
| B_d^0 | 2,3 | 3,6 | 5,89 |
| B_s^0 | | | |
| $r^+(F/\Lambda_c)$ | 1,0 | 1,7 | 2,7 |
| D^\pm | 9,0 | 14,6 | 23,1 |
| $\frac{\sigma_{b\bar{b}}}{\sigma_{tot}}$ | 10^{-5} | - | 10^{-4} |
| $N_{b\bar{b}}/\text{год}$ | 10^7 | - | 10^{11} |
| Предлагаемый вершинный детектор, вВ в год $0,24 \cdot 10^7$ | - | - | $0,24 \cdot 10^8$ |

разно, а если учесть значительное улучшение локализации разряда, которое можно получить в результате введения специальных добавок ^{15,25/}, то такое заключение вполне оправдано.

Ожидаемая величина рабочей напряженности высоковольтного импульса может быть получена для камеры при 100 ат /см. рис.4/



путем экстраполяции соотношения $\frac{E^3 x}{p^2} = 1,7 \pm 0,2 / 10^6$ для смеси He + 75% Ne^{/22/}. Она оказывается равной 500 кВ/см, и амплитуда импульса должна быть около 750 кВ на зазоре в 15 мм.

ВОЗМОЖНЫЕ КОНСТРУКЦИИ КАМЕРЫ

Мы рассмотрим варианты камер с масляной изоляцией, обеспечивающей наиболее компактную конструкцию. Будет рассмотрено два варианта, один из которых предназначен для фотографического съема информации, а второй - для съема информации в режиме он-лайн с помощью ПЗС-матрицы.

Камера с голографическим съемом. На рис.5 показан поперечный разрез камеры, а на рис.6 - разрез в горизонтальной плоскости. Сосуд из нержавеющей стали имеет два боковых окна, закрытых иллюминаторами из плексигласа или из кварца. Оба иллюминатора установлены на самоуплотнениях. Одно из стекол опирается на корпус камеры, а второе прижимается фланцем в рабочее положение. Между внутренними поверхностями стекол, покрытых прозрачными слоями окиси олова или золота, зажимается камера, выполненная из фторопласта. Внутренняя полость камеры вместе с фидером, приваренным к корпусу, заполняется чистым кабельным или конденсаторным маслом. Общая емкость камеры плюс паразитная емкость на землю составляет около 60 пкФ. Диаметр камеры /внутренний/ будет составлять 12-15 см. Проводящие покрытия на стеклах контактируют с боковыми кольцами, выполненными в виде профиля Роговского. Именно на них опирается внутренняя камера. Левое кольцо опирается на обойму, соединяющую ее с землей, а правое - контактирует с центральным электродом фидера. Рабочий зазор камеры составляет 1,5 см. Сверху в камеру предусматривается ввод излучения от "стрихающего" эксимерного лазера.

Рис.5. Поперечный разрез камеры с масляной изоляцией. 1 - корпус камеры с охлаждением, 2 - иллюминаторы, 3 - вакуумная камера, 4 - прижимной фланец, 5 - высоковольтный фидер, 6 - окно для ввода излучения от эксимерного лазера, 7 - охранные электроды, 8 - входной канал с N₂ под давлением, 9 - катушки сверхпроводящего магнита.

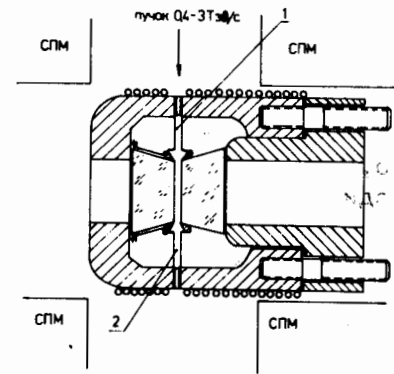
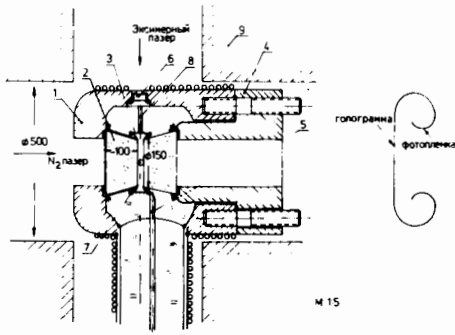


Рис.6. Разрез камеры в горизонтальной плоскости. Обозначения те же, что и на рис.4. 1 - входной канал для пучка /водород/, 2 - выходной канал для пучка.

Если полость внутренней камеры заполняется смесью He + Ne, то полость от входного иллюминатора до камеры заполнена водородом до того же давления: 60-100 ат.

Так же, как и в наших более ранних работах^{/15,25/}, мы предполагаем, что в камеру будут вводиться добавки, сжимающие разряд, и поэтому мы рассчитываем, что для укорачивания высоковольтного импульса до ~ 20 нс мы будем использовать не ударную линию, а просто разрядник под давлением.

Как видно из рис.5,6, вход и выход в камере имеют такие же газовые каналы с водородом, поэтому система наполнения камеры должна обеспечивать наполнение с одновременным поддержанием одинакового давления во внутренней камере, водородных полостях и масляном резервуаре внешней оболочки камеры. Использование этих каналов приведет к тому, что в ~1/3 части запусков событие не будет наблюдаться, так как оно будет происходить на водороде, заполняющем канал.

Ударная емкость генератора импульсов высокого напряжения, /ГИН/ должна составлять около 1000 пкФ при выходном напряжении около 1 МВ. При рабочей частоте в 20 Гц потребляемая мощность ГИН будет около 10⁴ Дж/с, это потребует по 2 таких выпрямителя типа ВС 50/50 в каждом плече двухполярного ГИН. Естественно, что такую мощность можно снять только с ГИН, работающего с конденсаторами, иммерсированными в масле. С учетом потерь в ГИН общая рассеиваемая мощность будет составлять до 20 кВт. 20-секционный ГИН с биполярным питанием вполне сможет обеспечить задержку на уровне 300 нс.

Однако главная проблема - проблема быстродействия - будет связана не с мощностью ГИН, а с быстродействием фотоаппарата, обеспечивающего строгие оптические условия при снятии информации. В ОИЯИ имеется только одна разработка^{/26/} с вакуумным прижимом, которая рассчитана на частоту до 15 Гц с длиной протяжки 180 мм и пленкой шириной 35 мм. В ЦЕРНе имеется система, работающая при частоте 20 Гц^{/27/}.

Таким образом, следует сейчас рассчитывать на практическую реализацию частоты в 20 Гц при мощности, рассеиваемой системой

питания, в 20 кВт. Для обеспечения съема этой мощности, выделяемой в виде тепла, в камере также должно быть предусмотрено водяное охлаждение.

Система съема информации может быть построена по схеме Габора, как это делается на пузырьковых камерах с голографическим съемом информации^{/18,27/}. Конечно, это осложняет как просмотр, так и обмер информации. Необходимо использование установок типа HOLMES^{/27/}. Несомненно, можно облегчить проблему просмотра, если применить мезооптику^{/28/} на стадии фотографирования.

Если допустить некоторое снижение разрешающей способности камеры, то можно рассмотреть возможность построения камеры со съемом информации путем использования двойного шлирен-метода, разработанного в Дубне^{/16,17/}, позволяющего применить принятые методы просмотра и обработки пленок с треками.

Камера со съемом информации на линии с ЭВМ.

На рис.7 показана возможная конструкция камеры, приспособленная для реализации двойного шлирен-метода. Камера по конструкции практически не отличается от ранее описанной, только задняя стенка глухая и камера меньше по размерам.

Съем информации с камеры осуществляется следующим образом. За камерой размещается сферическая длиннофокусная линза с фокусом, удовлетворяющим условию Фраунгофера для треков в камере. Линза со сферической стороны алюминирована, а с лицевой покрыта прозрачным слоем окиси олова или золота и просветлена. Освещение камеры производится азотным лазером, излучение которого преобразовано в лазер на красителе R6G / $\lambda = 600$ нм/. Для работы с матрицей K1200ЦМ2 лучше использовать краситель стирил-6, который даст $\lambda = 850$ нм и в 2 раза больший выход с матрицы. Так как площадь камеры невелика, то можно, как и в случае^{/25/}, ограничиться азотным лазером умеренной мощ-

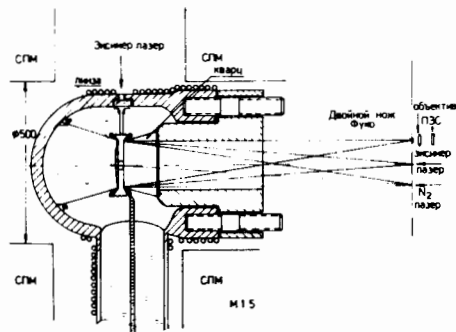


Рис.7. Конструкция камеры для использования двойного шлирен-метода. Обозначения те же, что и на рис.4.

ности ~ 2 МВт/имп., частота которого благодаря охлаждению поднята до 20 Гц.

При освещении камеры луч лазера должен исходить из сопряженного фокуса, смещенного от оси камеры на несколько сантиметров.

Для коррекции астигматизма в пучке устанавливается цилиндрическая линза^{/16,17/}. Расходящийся пучок лазера отражается от сферической зеркальной поверхности линзы и направляется в сопряженный фокус, где устанавливается двойной нож Фуко. За сопряженным фокусом без ножа мы получим изображения трека действительное и мнимое, образующиеся от теплового центра. Первое изображение получается при прохождении отраженного от зеркала пучка света через тепловой центр, а мнимое - при прохождении света прямо через центр и при последующем его отражении от зеркала.

Для преобразования обеих проекций в форму, приемлемую для просмотра и обмера существующими методами, мы применяем объектив высокого разрешения, который проектирует оба изображения на пленку. Изображения сдвинуты относительно друг друга на параллакс, определяемый геометрией съемки. Именно этот параллакс несет информацию о Z-координате. Объектив должен иметь достаточную глубину, обеспечивающую захват действительного и мнимого изображений, а также высокое разрешение /~ 100 линий на мм/. Проектирование такого объектива облегчается тем, что он должен работать с монохроматическим пучком света и практически параксиальным пучком лучей.

Именно этот метод снятия информации позволяет реализовать основное преимущество камеры с управляемыми центрами перед обычной стримерной камерой. В первой регистрируется интенсивный свет, рассеиваемый на центре, а во втором детектируется слабое излучение, испускаемое стримером. Именно поэтому в камере с управляемыми тепловыми центрами можно надеяться использовать приборы с зарядовой связью /ПЗС/ для снятия информации. Света вполне достаточно, и можно использовать матрицу ПЗС даже без охлаждения до -10°C ^{/29/}. В нашем случае^{/25/} мощность, падающая на пленку, составляла около $0,1$ мкДж/см². Это на два порядка превышает порог чувствительности для ПЗС K1200ЦМ2. Разрешение в 20 мкм может быть достигнуто при расстоянии съемки в 250 мм и диаметре объектива в 66 мм при фокусном расстоянии 250 мм. Но в этом случае вряд ли можно рассчитывать на построение камеры, захватываемой не более чем двумя матрицами 2048x2048, то есть общие размеры камеры будут 40x80 мм.

Основная проблема здесь заключается в том, что сейчас можно думать о применении матриц с предельными размерами, определяемыми числом элементов /2048x2048/. Таким образом, будет открыта только часть кадра /40x40 мм²/. При использовании кадра без уменьшения нужны две матрицы, и разрешение на кадре будет не 10 мкм, а 24 мкм. Таким образом, это и будет тот предел, на который должна рассчитываться сейчас камера. Конечно, съем информации на линии с ЭВМ дает большие преимущества, обеспечи-

вая ее ввод через буфер памяти прямо в ЭВМ /VAX/, минуя процесс фотографирования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Следует заметить, что описанный выше метод съема информации двойным шпирен-методом может быть, по-видимому, использован в вершинных детекторах, построенных на основе применения пузырьковых камер высокого разрешения^{/8/}. В этом случае информация также будет прямо вводиться в ЭВМ без фотографирования в голографической форме.

Таким образом, мы видим, что применение камеры с управляемыми тепловыми центрами открывает новые возможности в создании вершинного детектора для экспериментов в области физики элементарных частиц.

Если удастся использовать в качестве изолятора масло, то это может сделать камеру компактной, и тогда ее можно надеяться разместить в сверхпроводящем магните напряженностью ~ 10 Тл^{/90/}. В этом случае детектор приобретает важное свойство - отличать вторичные частицы по заряду. Это, конечно, будет определенным образом облегчать идентификацию процессов в камере. При импульсе в среднем ~ 40 ГэВ/с /множественность $\sim 10/$ кривизна будет составлять около 94 м⁻¹, что позволяет детектировать ее при разрешении камеры в 30 мкм. Это значительно ниже, чем величина предельного импульса для камеры выбранных размеров ~ 280 ГэВ/с. При давлении в 100 ат многократное рассеяние дает добавку в кривизне на уровне 1/3 ширины следа.

Серьезной проблемой является использование более интенсивных первичных пучков. Предел, конечно, будет находиться сейчас на уровне не выше 10^8 частиц в секунду.

Автор благодарен И.Ц.Иванову, М.В.Стабникову за полезные обсуждения, Ц.Вылову, В.Христову за поддержку данной работы. Автор благодарен Ю.К.Акимову и Д.М.Хазинсу, прочитавшим работу и сделавшим полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вайсенберг А. - УФН, 1981, 135, с.3; Parker A. - Proc. Int. Conf. Europhys., p.310, Brighton, 1983.
2. Sacton J. - Workshop SpS Fixed-target Phys. in 1984-1989. CERN, 83-02, 1983, v.11, p.222.
3. Бегалли М. и др. - Ядерная физика, 1988, т.48, с.757.
4. Gordon H., Marciano W., Williams H.H. - DPP Summer Study on Elem. Part. at Future Fac. Snowmass, Colorado, 1982, p.1
5. Erriquez O. et al. - Preprint CERN, EP 85-165, 1985.

6. Kane G.I., Perl M.L. - DPP Summer Study on Elem. Part. at Future Fac., Snowmass, Colorado, 1982, p.18; Mincliffe I. - Snowmass, 1984, p.1.
7. Асмолов А.Г. и др. - Препринт ИФВЭ, 88-13, Серпухов, 1988; Kolanoski H. - Preprint DESY, 88-121, Hamburg, 1988.
8. Photonics Applied to Nucl. Phys., v.2, Nuclephot, Strassburg, 1985.
9. Моисеев А.И. - ЭЧАЯ, 1984, т.10, с.656.
10. Комар А.П., Стабников М.В., Турухано В.Г. - Материалы Семинара по методам пузырьковых камер физиков ОИЯИ и ЦЕРН. Дубна, ОИЯИ, 1965, с.7.
11. Welford W.T. - Appl.Optics, 1966, 5, p.872.
12. Sandweiss J. - Phys.Rep., 1982, 83, p.39.
13. Кулюкин М.М. и др. - Препринт ЛИЯФ, № 36, Л., 1973.
14. Щербakov Ю.А. - Препринт ОИЯИ Д13-82-417, Дубна, 1982; Иванов И.Ц. и др. - Препринт ОИЯИ P13-83-154, Дубна, 1983; Иванов И.Ц. и др. - Препринт ОИЯИ Д1-83-798, Дубна, 1983; Ульманн П. и др. - Препринт ОИЯИ 13-81-823, Дубна, 1981; Будзяк А. и др. - Препринт ОИЯИ 13-82-160, Дубна, 1982; Будзяк А. и др. - Препринт ОИЯИ 1-80-299, Дубна, 1980; Калимов А. и др. - Препринт ЛИЯФ, № 5-18, Л., 1979.
15. Falomkin I.V. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1967, 53, p.266.
16. Ульманн П. и др. - Препринт ОИЯИ 13-81-321, Дубна, 1981; Ульманн П. и др. - Препринт ОИЯИ 13-85-582, Дубна, 1985.
17. Содномын Э. и др. - Препринт ОИЯИ 13-87-312, Дубна, 1987.
18. Eckardt V. et al. - Preprint CERN, EP 83-10, 1983; Eckardt V. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1984, A285, p.651.
19. Стабников М.В., Томбак М.А. - Препринт ЛИЯФ, № 497, Л., 1979.
20. Буссо Л. и др. - Препринт ОИЯИ P13-9131, Дубна, 1975.
21. Томбак М.А. - Препринт ЛИЯФ, № 953, Л., 1984.
22. Rohrbach F., Bonnet J., Cathenoz M. - Nucl. Instr. and Meth., 1973, 111, p.485.
23. Смирнов Б.М. - Отрицательные ионы. М.: Атомиздат, 1978.
24. Streamer Chamber Technology. Arg. Nat. Lab. ANL-8056, 1972, p.164.
25. Константинов К.Р. и др. - Препринт ОИЯИ 13-88-577, Дубна, 1988.
26. Андреев Е.М. и др. - Препринт ОИЯИ 13-11105, Дубна, 1977.
27. Photonics Applied to Nuclear Physics, I. CERN, 82-01, Geneva, 1982.
28. Bencze Gy.L., Soroko L.M. - Preprint JINR E13-84-310, Dubna, 1984; Сорoko Л.М. - ЭЧАЯ, 1989, т.20, с.155.

29. Сороко Л.М. - ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.1038;
Wallick W.O., Kenyon R.G., Lubatti H.J. - Preprint Univ.
Wash., VTL-PUB-37, Seattle, 1977;
Бурсов Н.Т. и др. - Препринт ОИЯИ P13-87-396, Дубна,
1987.
30. Кейлин В. и др. - ДАН СССР, 1988, т.302, № 5, с.1086;
Tachikawa K. et al. - Appl.Supp. conf. conf. Baltimore,
1986, p.2.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 марта 1989 года.