

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Отделение ядерной физики физического факультета МГУ
Научно-исследовательский институт ядерной физики
им. Д.В.Скобельцына
Кафедра физики космоса

**Специальный практикум по современным методам
физических исследований.**

Горячев Б.И., Парунакян Д.А.

Лабораторная работа № 7

**Пузырьковая камера: ионизационные потери
релятивистских частиц.**

Пузырьковая камера – координатно-чувствительный детектор.

Невозможно представить себе современную экспериментальную физику без координатно-чувствительных детекторов (КЧД). Такие детекторы дают возможность построить геометрический образ исследуемых событий и восстановить их кинематику. Современные КЧД это, в основном, быстродействующие электронные приборы.

Пузырьковые камеры, которые не так давно также, как и ускорители, входили в состав неперменного физического оборудования крупнейших исследовательских центров, уступили свое место газовым трековым детекторам. Таким, например, как время-проекционные камеры.

Тем не менее, наряду с ядерными эмульсиями пузырьковые камеры обладают максимально высоким пространственным разрешением и непревзойденной наглядностью. Поэтому именно пузырьковые камеры вписали много славных страниц в историю физики элементарных частиц. С их помощью были открыты многие такие частицы и обнаружены новые физические явления (например, нейтральные слабые токи).

Пузырьковые камеры – циклически работающие установки. Синхронно с работой ускорителя в камерах чередуются фазы сжатия и разрежения рабочей жидкости(с помощью поршней, мембран и сильфонов). Во временных интервалах максимально низкого давления жидкость перегревается. Инжектируемые при этом в камеру первичные частицы (протоны, антипротоны, мезоны и т.д.) генерируют в веществе камеры различные события. Заряженные частицы (как первичные, так и вторичные) могут образовывать треки, состоящие из пузырьков пара перегретой жидкости. Пузырьки освещаются мощными импульсными лампами и фотографируются.

В легкожидкостных камерах (водородных, пропановых и т.д.) рабочие среды помещают в магнитное поле. Это дает возможность определять импульс P

заряженных частиц по кривизне их треков в магнитном поле. Величина импульса может быть найдена по следующей формуле.

$$P \text{ (МэВ/с)} \sin \Theta = 0,3 Z H \text{ (кГс)} r \text{ (см)}, \quad (1)$$

где Z – заряд частицы (в единицах элементарного заряда), H – магнитное поле, Θ – угол между импульсом частицы и магнитным полем, r – радиус кривизны трека. При перпендикулярности векторов H и P (случай $\Theta=\pi/2$) частица движется по дуге окружности радиуса r , если можно пренебречь энергетическими потерями частицы в среде.

Чтобы можно было получить пространственную картину событий, они фотографируются не менее, чем двумя кинокамерами. В так называемых «гигантских» камерах число кинокамер может быть достаточно большим. В научных исследованиях обработка снимков производится с помощью специального оборудования под контролем сложного комплекса программ, позволяющих, в частности, совмещать данные разных стереопрооекций.

В настоящей лабораторной работе упрощенно анализируются события, зафиксированные на кадрах одной из киноплёнок (всего было 8 киноаппаратов), полученных на большой водородной камере «Мирабель». Камера «Мирабель» представляет собой цилиндр диаметром 1,8 и длиной 4,7 м, заполненный жидким водородом при $25,6^0 \text{ К}$ и при плотности $\rho=0,0622\pm 0,0006 \text{ (г/см}^3\text{)}$. Ось камеры параллельна направлению первичного пучка частиц. На стенках камеры нанесены специальные метки (реперные кресты), расстояние между которыми хорошо известно. Таким образом в методике пузырьковых камер осуществляется привязка к реальному пространственному масштабу.

Пучок первичных частиц, запечатленных на снимках, более, чем на 98% состоит из антипротонов с импульсом $32,1 \text{ ГэВ/с}$.

Камера помещалась в магнитное поле напряженностью $H = 21 \text{ (кГс)}$, силовые линии которого перпендикулярны оси камеры.

В лабораторной работе анализируются события, характеризующие ионизационные потери релятивистских частиц.

Ионизационные потери ядер, адронов и лептонов.

Ионизационные потери энергии заряженной частицы в среде являются важным средством получения информации об элементарных частицах. Это обуславливает большой интерес к изучению данного феномена. Со времен создания первых детекторов и первых теорий ионизационных потерь [1, 2] проведено огромное количество исследований по этой теме (практически каждый физик-экспериментатор сталкивался с данной проблематикой), нашедших отражение в подробных обобщающих работах, например [3, 4].

Большинство экспериментальных исследований механизма ионизационных потерь естественным образом ограничены тем фактом, что практически все детекторы не способны надежно регистрировать относительно редкие случаи с большой передачей энергии от налетающей частицы электронам среды, т.е. случаи образования так называемых δ -электронов. Их энергия может быть столь высока, что пробег электронов не укладывается внутри материала детектора. Верхняя энергетическая граница возможной регистрации δ -электронов зависит от параметров конкретной установки и, вообще говоря, с трудом может быть определена однозначно. Таким образом, в большинстве случаев регистрируются не полные ионизационные потери энергии ϵ , а так называемые локальные (restricted - "ограниченные") потери.

Подобная ситуация не обращала на себя внимание исследователей пока энергии частиц были незначительны. При этом доля потерь энергии в близких столкновениях (с большой передачей импульса) ϵ_s не была существенной, и сам факт наличия таких событий проявлялся лишь в наличии "хвоста" в области высоких энергий у распределения потерь энергии частицей в слое вещества – распределения Ландау. Но в последнее время были проведены исследования [5], показывающие, что для ставших доступными (или возможными в ближайшем будущем) энергиях измерение ионизационных потерь может дать ценную независимую информацию о свойствах

тормозящейся частицы, поскольку при больших передачах импульса атомным электронам (их доля и максимальная энергия растет с ростом лоренц-фактора налетающей частицы γ) начинают проявляться индивидуальные особенности ее внутреннего строения. Как известно, локальные ионизационные потери выходят на строгое плато - плато Ферми – по мере роста γ . Что касается полных потерь, в большинстве литературных источников указывается на их логарифмический по γ рост. Однако, было показано [5], что наличие электромагнитных форм-факторов у адронов (известных на сегодня структурных частиц) и у ядер, приводит к тому, что полные ионизационные потери, аналогично локальным, также должны выходить на строгое плато при $\gamma \gg 10^3$.

Не только точное измерение, но и просто регистрация событий с большой передачей импульса является весьма нетривиальной экспериментальной задачей.

Методика водородной пузырьковой камеры, является, по-видимому, одной из лучших для получения информации об ионизационных потерях релятивистских частиц (в частности, о потерях в близких столкновениях).

1. Ионизационные потери релятивистских адронов.

Ниже под адронами будут пониматься не только заряженные нуклоны, мезоны и гипероны, но также и полностью ободранные атомные ядра.

1.1 Ионизационные потери адронов.

Полные средние ионизационные потери заряженного адрона могут быть выражены следующим образом:

$$e \equiv \left| \frac{dE_{ion}}{dx} \right| (\text{МэВ см}^2 \text{ г}^{-1}) = 0.307 \beta^{-2} Z_h^2 Z_t A_t^{-1} B(\gamma, Z_t) \quad (1.1)$$

где β - скорость налетающего адрона (в единицах скорости света), Z_h - его заряд, а Z_t и A_t – атомный номер и вес атомов среды, B – безразмерный коэффициент торможения.

Следуя [3], представим полные потери ϵ в виде суммы потерь для разных областей передачи энергии атомным электронам: $\epsilon = \epsilon_d + \epsilon_m + \epsilon_s$, где ϵ_d - потери в дальних соударениях (с малой передачей энергии), ϵ_s - потери, обусловленные близкими столкновениями, и ϵ_m - потери в промежуточной области. Различие между этими областями связано с ролью разных физических процессов. Так для потерь в дальних соударениях существенную роль играют параметры среды, такие как, ионизационный потенциал, плотность. Это связано с тем, что при малых передачах энергии атомные электроны нельзя рассматривать как свободные. Необходимо также учитывать вклад коллективных процессов, например, явление поляризации среды. Для ϵ_m электроны могут считаться свободными, но параметры удара (в квазиклассическом описании) все еще достаточно велики и можно не учитывать массу, структуру и спин налетающей частицы. В области же больших передач энергии эти характеристики тормозящейся частицы начинают играть существенную роль.

Установление точных границ между этими областями связано с методическими особенностями проведения измерений. Эти границы должны удовлетворять условиям: 1) $\eta \gg I$, где η - верхняя граница малых передач импульса, I - средний ионизационный потенциал, то есть η существенно больше по порядку величины, чем характерные атомные единицы энергий. 2) $J_E(Q_{\min}) \approx 1$, где J_E - адронный электрический форм-фактор, Q_{\min} - нижняя граница больших передач энергии. Здесь и далее все энергетические величины выражены в единицах $2 m_e c^2$, где m_e - масса электрона.

Коэффициент торможения также может быть представлен в виде $B = B_d + B_m + B_s$.

В данной лабораторной работе все формулы приведены для случая $\gamma \gg 1$. Будем далее использовать также «естественную» систему единиц $\hbar = c = 1$.

1.2 Ионизационные потери в дальних столкновениях.

Как уже было отмечено, верхняя граница, ниже которой передача энергии считается малой носит методический характер. Удобно выбрать ее равной $\eta = 2 m_e c^2 \approx 1,02$ МэВ.

Выражение для ϵ_d дается классической формулой Бете-Блоха, модифицированной с учетом того, что максимальная "регистрируемая" энергия равна η . С учетом ряда поправок [3]:

$$e_d = \frac{1}{2} k \left[\ln \left(\frac{2\gamma^2 m_e c^2 \beta^2 \eta}{I^2} \right) - \beta^2 + \sum f_i \right], \quad (1.2)$$

где $k=0,307$ (если ϵ выражены в МэВ / (г см⁻²), а частица – однозарядная; иначе $k = 4 \pi Z_h^2 Z_t e^2 r_e N \beta^{-2}$, где r_e – классический радиус электрона, N – число атомов в единице объема), β – скорость налетающей частицы в единицах скорости света, f_i – различные поправки.

Для случая водорода используется значение $I = 19$ эВ.

Обычно учитываются следующие поправки f_i .

1. Эффект плотности, описывающий влияние поляризации среды на минимальные передаваемые импульсы.
2. Поправка Блоха и другие поправки на первое борновское приближение.
3. Поправка на уменьшение вклада в тормозную способность внутренних электронов.

В случае $\gamma \gg 1$ поперечная компонента электрического поля первичной частицы при преобразовании в лабораторную систему координат приобретает релятивистский множитель γ . Иными словами, поле заряженной частицы теперь простирается на большие расстояния от ее траектории, поэтому становятся существенными более далекие столкновения (так называемый эффект лоренцева сжатия электромагнитного поля частицы). Первая поправка (эффект плотности) на языке квазиклассического приближения описывает ограничение сверху максимального прицельного параметра b_{\max} в столкновениях частицы с электронами среды, происходящее из-за

поляризации среды. При этом максимальный прицельный параметр можно выразить как $b_{\max} = c/w_p$, где w_p – плазменная частота вещества. За счет эффекта плотности скорость роста $\epsilon_d(\gamma)$ снижается от $\sim \ln(\gamma^2)$ до $\sim \ln(\gamma)$.

Поправкой на эффект плотности можно пренебречь при $\rho \ll 0,1 A_t Z_t \gamma^{-1}$ ($г см^{-3}$).

1.3. Потери с большой передачей импульса.

Информация о механизме ионизационных потерь с большой передачей импульса заключена в коэффициенте V_S . Электроны при этом могут считаться свободными, поскольку передаваемые им энергии много больше ионизационного потенциала. Перейдем к безразмерной массе $m = m_h/2m_e$, где m_e – масса электрона, а m_h – масса налетающей частицы. Сечение образования δ -электронов [6] можно представить в виде (для спина налетающей частицы $S=1/2$):

$$\frac{dS}{dQ} = pr_e^2 \frac{d\hat{S}}{dQ} = pr_e^2 \left[\frac{(Q^{-2} - Q_{\max} Q^{-1}) \left(1 + \frac{1}{4} m^2 m^{-2} Q\right)}{1 + \frac{1}{4} m^{-2} Q} + \frac{1}{4} m^2 g^{-2} m^{-2} \frac{2Q-1}{Q} \right] J_E^2(Q) \quad (1.3)$$

где r_e – классический радиус электрона, J_E – электрический форм-фактор адрона, а μ – его магнитный момент в ядерных магнетонах. Q_{\max} есть кинематический предел передачи энергии δ -электрону равный:

$$Q_{\max} = \frac{g^2}{1 + g/m} \quad (1.4)$$

Для бесспиновых частиц можно использовать формулу:

$$\frac{dS}{dQ} = pr_e^2 \left[\frac{1}{Q^2} - \frac{1}{Q} \left(\frac{1}{g^2} + \frac{1}{gm} \frac{Q}{Q+1} \right) \right] J_E^2(Q) \quad (1.5)$$

Магнитное взаимодействие фигурирует в (1.3) с учетом взаимосвязи магнитного и электрического форм-факторов $J_M(Q) = mJ_E(Q)$.

Наличие форм-фактора приводит к тому, что и эта часть потерь выходит на плато для больших γ .

Тогда B_s (в расчете на один атомный электрон среды) выражается следующим образом:

$$B_s = \frac{1}{2} \int_{Q_{min}}^{Q_{max}} \frac{d\hat{S}}{dQ} Q dQ \quad (1.6)$$

Как видно из (1.3), нейтральные адроны, имеющие магнитный момент, также должны вызывать ионизацию среды.

Приведенные выше формулы могут быть использованы и для лептонов (электронов, мюонов и нейтрино). В этом случае надо полагать $J_E(Q) = 1$. Для электронов используется поправка учитывающая роль обменных и спиновых эффектов. Часто этой поправкой пренебрегают.

1.4 Промежуточные энергии.

Для промежуточных энергий, при которых $J(E)$ практически не отличается от 1, а электроны могут уже считаться свободными, можно аппроксимировать сечение $d\sigma/dQ$ зависимостью $1/Q^2$ и представить B_m в виде:

$$B_m = \frac{1}{2} \ln \frac{Q_{min}}{h} \quad (1.7)$$

2. Упражнения.

В лабораторной работе анализируются треки δ -электронов, выбитых из атомов водорода в основном первичными антипротонами. Оси кинокамер были ориентированы приблизительно вдоль магнитных силовых линий. Таким образом треки δ -электронов, которые при больших энергиях испускаются под малым углом к направлению импульса налетающих частиц,

лежат в основном в плоскости снимка. Согласно формуле (1), где в этом случае следует положить $\sin \Theta \cong 1$, между импульсом δ -электрона и радиусом кривизны трека в магнитном поле существует следующая связь:

$$P \text{ (МэВ/с)} = 6,3 r \text{ (см)} \quad (2.1)$$

В памяти компьютера кадры, полученные путем сканирования оригинальных снимков «Мирабели», сгруппированы парами.

При выполнении работы возможны следующие операции:

1. Просмотр кадров, в процессе которого можно перейти либо к последующей, либо к предыдущей паре (все кадры пронумерованы).
2. Поиск событий в данном кадре, позволяющий перемещать события в поле зрения.
3. Увеличение или уменьшение масштаба изображения.
4. Измерительные операции, сводящиеся к проведению прямых линий между двумя точками. В результате определяется расстояние между этими точками. Предусмотрена также возможность «зачеркивания» полученных результатов (проведенных прямых).

Конкретная реализация всех операций разъясняется в Приложении и в файле «read me».

Для проведения любых измерений необходимо в первую очередь осуществить привязку к реальному пространственному масштабу. Для этого в произвольной паре кадров следует начертить линию между центрами двух вертикально расположенных реперных крестов (светлых крестов в темных кружках). В диалоговом окне при этом записывается реальное расстояние между реперными метками 1360 (мм). Следует помнить, что любая экспериментальная операция возможна в данной паре кадров лишь после того, как эти кадры будут разделены вертикальной чертой.

Для осуществления какой-либо операции следует ее инициировать, «нажав мышью» соответствующую иконку на экране дисплея. Одна из иконок позволяет занести полученные в паре кадров результаты в память

компьютера. При этом изображение на экране на этих кадрах окрашивается в зеленый цвет.

2.1 Упражнение № 1.

Определение полных ионизационных потерь релятивистских электронов в жидком водороде.

В этом упражнении в качестве релятивистских электронов используются δ -электроны, генерированные в основном антипротонами. При этом ведется поиск таких событий, когда импульсы δ -электронов превышают несколько десятков МэВ/с и их траектории лежат почти в одной плоскости перпендикулярной магнитному полю (условие компланарности траекторий).

Зрительно витки спирали этих траекторий напоминают систему концентрических окружностей. Условие малости энергетических потерь δ -электрона на одном витке по сравнению с полной энергией электрона (это условие является необходимым для последующего приближенного анализа), очевидно, эквивалентно требованию малости радиального зазора между смежными окружностями по сравнению с их радиусами.

Рекомендуется найти и обработать несколько таких событий.

На рис.1 представлена типичная конфигурация искомого события. Пунктиром показана окружность, которая была бы траекторией δ -электрона при отсутствии потерь энергии.

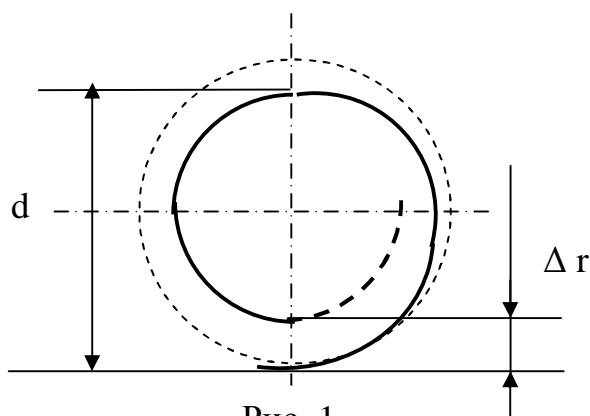


Рис. 1

Необходимо измерить две величины – Δr и d .

В используемой упрощенной модели Δr представляет собой разность радиусов кривизны траектории в начале и в конце первого витка. Поскольку численно энергия ультррелятивистской частицы в МэВ и импульс в МэВ/с совпадают, изменение энергии частицы на одном витке согласно (2.1) равно

$$\Delta E \text{ (МэВ)} = 6,3 \Delta r \text{ (см)} \quad (2.2)$$

Это изменение энергии естественно связать с потерями ее на пути равном длине витка S .

Студентам предлагается показать, что радиационными потерями энергии в жидком водороде (по сравнению с ионизационными) можно пренебречь (см. Приложение 1). Тогда, можно написать

$$\Delta E \text{ (МэВ)} = \epsilon \text{ (МэВ см}^2/\text{г)} \rho \text{ (г см}^{-3}\text{)} S \text{ (см)} \quad (2.3)$$

Считая, что $S \cong \pi d$, и учитывая (2.2), получаем

$$e = \frac{6,3}{p} \frac{1}{r} \frac{Dr}{d} \cong \frac{1}{r} \frac{2Dr}{d} \quad (2.4)$$

При проведении измерений необходимо многократно мерить Δr и d , чтобы определить среднеквадратичную погрешность величины ϵ , которая в данном случае будет определяться ошибками оператора, конечным размером пикселя на дисплее и т.д.

Нарисовать график $\epsilon(\gamma)$ по данным проведенных измерений (с указанием ошибок). Обсудить характер этой зависимости и причины реальных погрешностей измерений. В отчете следует указать, на каком кадре найдено каждое из обработанных событий.

В первом упражнении важно помнить, что число, указывающее длину измеряемого отрезка, не исчезает до тех пор, пока нажата соответствующая (правая) кнопка «мыши».

2.2 Упражнение № 2.

Энергетический спектр δ -электронов от антипротонов.

Коэффициент торможения, обусловленный близкими столкновениями.

В этом упражнении строится распределение по энергии (гистограмма) δ -электронов, генерированных только антипротонами. Это требование вызвано тем, что в отличие от вторичных частиц, треки антипротонов почти коллинеарны оси камеры. Такая коллинеарность ($\sin \Theta \cong 1$) вместе с малым углом вылета δ -электрона обеспечивают квазикомпланарность треков δ -электронов.

Рекомендуется следующая последовательность действий:

1. На каждой паре кадров ищутся подходящие события, которые подчеркиваются (иницируется первая иконка).
2. Производится измерение диаметра внешнего витка трека δ -электрона (иницируется вторая иконка).
3. Когда все отмеченные события обмерены, инициируется иконка-«галочка». При этом все измеренные события записываются в памяти компьютера и изображения на «отработанной» паре кадров «зеленеет».
4. Оператор переходит к следующей паре кадров. В дальнейшем энергия электронов будет выражаться в МэВ, что позволяет отождествлять ее с величиной Q (см. предыдущие теоретические формулы).

Проводя измерения, следует обратить внимание на два обстоятельства:

1. Следует исключить δ -электроны, образовавшиеся на косых треках.
2. Электроны с энергией $Q < Q_{\min}$ не должны приниматься в «зачет».

Рекомендуется выбрать $Q_{\min} \cong 7$ МэВ. Это соответствует диаметру внешнего витка ≈ 20 мм. Величина диаметра непрерывно демонстрируется на дисплее, пока нажата правая кнопка «мыши». После обмера 70 – 100 кадров

можно прекратить измерения и вызвать изображение гистограммы, которая автоматически строится программой.

Далее, базируясь на этой гистограмме, дающей распределение событий по диаметру внешнего витка, следует перейти (и построить гистограмму) к итоговой гистограмме – эмпирическому энергетическому спектру δ -электронов (указать ошибки в каждом бине).

С помощью этой гистограммы нужно вычислить среднюю энергию $\langle Q \rangle$ в эмпирическом спектре.

Для определения характера зависимости сечения образования δ -электронов от Q рекомендуется вычислить и построить (на рисунке с экспериментальной гистограммой) две теоретические гистограммы. Одна из них должна отвечать зависимости Q^{-2} , вторая – функции Q^{-1} . Нормировка всех гистограмм должна быть одинаковой. Сделайте заключение о согласии этих моделей с эмпирическими данными.

Во всех расчетах необходимо учитывать, что нижней энергетической границей в первом бине гистограмм является Q_{\min} .

Полученные экспериментальные данные полезно использовать для оценки безразмерного коэффициента торможения B_s , обусловленного близкими столкновениями. В [5] была получена формула

$$B_s = \frac{1}{2} \langle Q \rangle Q_{\min}^{-1} (1 - z), \quad (2.5)$$

Где z – поправочный коэффициент, которым в рассматриваемом случае можно пренебречь.

При больших γ первичных частиц и больших пороговых энергиях Q_{\min} коэффициент B_s содержит информацию об электромагнитной структуре частиц, генерирующих δ -электроны.

Рассчитайте B_s согласно (2.5).

2.3 Упражнение № 3.

Расчет полных ионизационных потерь для ряда веществ.

Рассчитайте полный коэффициент торможения $B = B_d + B_m + B_s$ для водорода, алюминия, железа и свинца.

Величина B_s не зависит от рода тормозящего вещества и рассчитывается по эмпирическим данным согласно формуле (2.5).

При расчете B_m следует положить $\eta = 1$.

Коэффициент B_d , характеризующий дальние столкновения, равен половине квадратной скобки в (1.2). Поправками в (1.2) для простоты рекомендуется пренебречь.

Ионизационный потенциал (исключая случай водорода) можно посчитать по формуле:

$$I = (9,76 Z_t + 58,8 Z_t^{-0,19}) \text{ эВ.}$$

Полные ионизационные потери ϵ оценивают согласно (1.1).

Полученные расчетные данные (B и ϵ) следует свести в таблицу.

Контрольные вопросы.

1. Как определяется лоренц-фактор γ ?
2. Какую максимальную энергию может передать электрону антипротон с энергией 32 ГэВ?
3. Чем полные ионизационные потери отличаются от локальных?
4. Нарисуйте зависимость полных ионизационных потерь адронов и лептонов от γ . Объясните, какими физическими эффектами обусловлен ход этих кривых.
5. В каких единицах принято выражать полные ионизационные потери? Какие единицы (и почему) являются предпочтительными?
6. Что такое «минимальные» ионизационные потери и чему они равны?

Литература.

1. Bohr N. // Phil. Mag. 1915, **30**,581.
2. Bethe H. // Ann. der Phys., 1930, **5**, 325.
3. Fano U. // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1963, **V13**. P1.
4. Будагов Ю.А. и др. / Ионизационные измерения в физике высоких энергий, Москва, Энергоатомиздат, 1988.
5. Горячев Б.И., Линькова Н.В.// ЯФ. 1989.Т. **49**. С. 1046; ЯФ. 1991. Т. **54**. С. 1663; ЯФ. 1993.Т. **56**. В. 10. С. 195.
6. Turner J. et al. // Phys. Rev. 1969. **V.183**. P. 453; Phys. Rev. 1973. **V.B8**. P. 4053.

Приложение 1.

Таблица.

Рабочие среды пузырьковых камер.

	$T_{\text{раб.}}$	$P_{\text{раб.}}$ <i>атм.</i>	$\rho_{\text{раб.}}$ <i>г см⁻³</i>	X_0 <i>см</i>	$(dE/dx)_{\text{min}}$ <i>МэВ см⁻¹</i>
Водород	25 – 29 ⁰ К	3 – 8	0,06	1100	0,24
Дейтерий	30 – 34 ⁰ К	4,5 – 9,0	0,13	950	0,22
Пропан	- (55 – 70) ⁰ С	17 – 25	0,45	110	1,0
Фреон	25 – 40 ⁰ С	16 – 22	1,1 – 1,5	11 – 20	2,2 – 2,5
Ксенон	- 20 ⁰ С	~ 26	2,2	3,5	2,8

Как видно из таблицы, большинство пузырьковых камер являются криогенными.

Рабочее давление $P_{\text{раб.}}$ (нижнее давление) составляет несколько атмосфер.

Плотность рабочих сред меняется более, чем на порядок.

Радиационная единица X_0 изменяется более, чем на два порядка (по определению на длине X_0 ультрарелятивистский электрон уменьшает свою энергию за счет излучения фотонов в e раз).

В последней колонке даны «минимальные» ионизационные потери однозарядных частиц – средние потери релятивистских частиц ($\gamma \gg 1$).

Приложение 2

Руководство пользователя

Для начала работы необходимо зарегистрироваться в системе. Для этого нужно щелкнуть по ссылке "Вход", и в появившемся приглашении ввести ФИО и/или другие личные данные, после чего щелкнуть по кнопке "ОК".

Пользовательский интерфейс программы состоит из следующих частей:

1. Панель инструментов
2. Мини-карта
3. Вспомогательные ссылки
4. Окно просмотра кадров
5. Номера текущих кадров

Работа ведется с изображениями по два кадра в каждом. Перейти к следующему изображению можно щелкнув кнопкой-стрелочкой "вправо" на клавиатуре, а к предыдущему - кнопкой-стрелочкой "влево"; номера кадров из текущего изображения будут показаны в правом верхнем углу. Увеличить или уменьшить изображение можно с помощью колеса прокрутки мыши или клавишами "+" и "-". Чтобы просмотреть часть изображения, находящуюся за пределами зоны видимости, нужно зажать левую кнопку мыши и перетащить изображение в нужную сторону; при этом рамка, обозначающая на карте зону видимости, также переместится. Просмотреть участок изображения можно также щелкнув по нему на карте.

Все операции в программе производятся черчением прямых линий. Чтобы начертить линию, вне зависимости от выбранного инструмента нужно зажать правую кнопку мыши в начальной точке и протащить указатель до конечной точки; при этом прямая будет соответственно изменяться. Если

конечная точка находится за краем зоны видимости, нужно подвести указатель мыши к этому краю, и изображение начнет прокручиваться.

Первое, что нужно сделать для начала работы - откалибровать программу. Для этого нужно выбрать инструмент "Линейка", и прочертить им линию между реперными крестами. В появившемся диалоге нужно ввести известное из описания камеры расстояние между реперными крестами и щелкнуть по кнопке "ОК".

Далее, каждое изображение обрабатывается по следующей схеме:

- Отметить границу между кадрами. Нужно выбрать инструмент "Сепаратор", и начертить вертикальную линию в области разделения кадров. Линия не обязана пересекать всё изображение целиком или быть строго вертикальной: достаточно того, чтобы весь левый кадр был левее самой левой точки сепаратора, а весь правый кадр - правее самой правой.

- На каждом кадре можно отмечать треки антипротонов. Нужно выбрать инструмент "Антипротоны", и начертить отрезок линии вблизи каждого трека, близкого к строгой горизонтали.

- На каждом кадре отметить диаметры спиралевидных треков дельта-электронов. Наиболее интересные события лежат в плоскости кадра, и видны как правильные круговые спирали.

- Если какая-то прямая была начерчена неудачно, её можно стереть с помощью инструмента "Ластик". Достаточно перечеркнуть ошибочную линию или несколько сразу, и они будут удалены.

- После того, как все интересующие события были отмечены, необходимо нажать на кнопку "Применить". Изображение будет подсвечено, и вносить дальнейшие изменения будет невозможно. Внимание! Если нажать на кнопку "Применить" ещё раз, то статус готовности с изображения будет снят, и все данные с текущих кадров будут уничтожены.

В любой момент работы можно посмотреть распределение по радиусам треков дельта-электронов, построенное на основе выработанных данных. После того, как будет обработано достаточное количество кадров, необходимо нажать на кнопку "Отправить отчет", и отчет о работе будет загружен на сервер, а работа с программой будет завершена.