

*Intern. Conf. of on Instr.
Stanford, 1967, p. 79-81*

К-63
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2741



В.И.Комаров, О.В.Савченко, Н.С.Федяев

Метод регистрации
остановок мюонов в газе
изотропной разрядной
камеры

1966

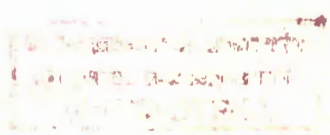
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

2741

В.И. Комаров, О.В. Савченко, Н.С. Федяев

Метод регистрации
остановок мюонов в газе
изотропной разрядной
камеры

459/2 мф-



Развитие методики трековых разрядных камер /1-8/ открывает новые возможности в изучении процессов захвата мезонов ядрами и мезоатомных процессов. Камеры такого типа позволяют регистрировать мезоны, останавливающиеся в газе рабочего объема камеры и заряженные частицы, возникающие при распаде, либо захвате газа, наполняющего камеру. Так как, в отличие от диффузионной камеры или камеры Вильсона, время чувствительности трековых разрядных камер составляет $10^{-6} - 10^{-4}$ сек, то эти камеры могут регистрировать интересующие экспериментатора события с хорошим временным разрешением. При этом камера должна работать в управляемом режиме и запускаться счетчиками, включенными в соответствующую электронную схему. Однако, если изучаемый процесс не сопровождается образованием вторичных частиц, которые могут быть эффективно зарегистрированы счетчиками, запуск камеры мезонами, останавливающимися в газе, становится достаточно трудной задачей. Действительно, толщина слоя газа, в котором должны происходить остановки, составляет $10 - 50 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$, в то время как полуширина распределения пробегов в мезонных пучках, получаемых на ускорителях, обычно составляет $5 - 10 \text{ гсм}^{-2}$. Поэтому мезон с нужным пробегом необходимо выделить на фоне $10^2 - 10^3$ частиц с близким значением пробега.

В настоящей работе описывается метод регистрации остановок мюонов в газе изотропной разрядной камеры (ИРК), основанный на выделении пучка мюонов с полушириной распределения пробегов $\approx 0,1 \text{ гсм}^{-2}$.

1. Метод регистрации остановок мюонов в управляемой камере

Если распределение частиц пучка по пробегам R описывается нормированной на единицу функцией $\phi(R)$ со средним значением \bar{R} , то отношение числа частиц останавливающихся в слое вещества толщиной R_μ , расположенного в максимуме распределения, к полному потоку равно

$$\kappa = \int_{R-R_\mu/2}^{R+R_\mu/2} \phi(R) dR. \quad (1)$$

Полагая, что $\phi(R)$ аппроксимируется нормальным распределением с дисперсией σ_R^2 (в полуширине $\Delta = 2,36 \sigma_R$), можно найти κ как функцию R_μ/Δ :

$$\kappa = 2 \cdot \Phi(1,18 \cdot R_\mu/\Delta), \quad (2)$$

где $\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^z e^{-\frac{z^2}{2}} dz$. Тогда, например, для камеры с размером рабочей области по направлению пучка 80 см, наполненной гелием до давления 1 ат и полуширине распределения пробегов $\Delta = 10 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2} \text{ Сн}$, $\kappa = 2,1 \cdot 10^{-3}$. Однако при $R_\mu/\Delta > 0,57$, $\kappa > 0,5$ и для той же камеры при $\Delta = 40 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2} \text{ Сн}$ на половине кадров будут зарегистрированы остановки, если камера запускается любой частицей такого пучка, проходящей через телескоп счетчиков.

Разброс пробегов частиц пучка определяется их распределением по импульсу и собственными флуктуациями пробега (страгглингом) частиц. Оценим дисперсию пробегов медленных мюонов ($T_\mu < 30 \text{ Мэв}$), выделяемых по импульсу отклоняющим магнитом, используя формулу (1.5) приложения 1. На рис. 1 приведены кривые $\sigma_R(T_\mu)$, вычисленные по этой формуле для нескольких значений относительной среднеквадратичной флуктуации импульса, определяемой разрешающей способностью отклоняющего магнита. По этим кривым видно, что при $\sigma_p/p = 5\%$ для получения пучка с $\Delta = 40 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2} \text{ Сн} = 27 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2} \text{ С} (\sigma_R = 11,4 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2} \text{ С})$ нужно выделить отклоняющим магнитом мюоны с энергией $T_\mu = 2,5 \text{ Мэв}$ и в случае $\sigma_p/p = 2\%$, $T_\mu = 4,0 \text{ Мэв}$.

Мезонные пучки, генерируемые протонами на внутренней мишени синхротрона, после прохождения рассеянного поля магнита ускорителя и отклоняющего магнита состоят из π^\pm -мезонов, μ^\pm -мезонов и e^\pm с одинаковым средним значением импульса. Поэтому в распределении частиц такого пучка по пробегам присутствует пик π -мезонов со средним значением $R_{0\pi}$, пик μ -мезонов ($R_{0\mu} > R_{0\pi}$) и размытое тормозным излучением и рассеянием распределение пробегов электронов. Если на пучке мезонов с импульсом $\approx 180 \text{ Мэв/с}$ установить тормозящий фильтр толщиной $R_{0\mu}$, то π -мезоны поглотятся в нем, и из фильтра будут выходить медленные μ -мезоны и релятивистские электроны. Из полученного пучка медленных мюонов с широким энергетическим спектром с помощью отклоняющего магнита можно отобрать мюоны с импульсом в заданном интервале. Энергия таких мезонов должна быть достаточна для прохождения через тонкие сцинтилляционные счетчики и органические пленки вакуумпровода и входа в камеру. Практически этому требованию можно удовлетворить, отбирая мюоны с энергией около 5 Мэв, так как их пробег равен $0,2 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2} \text{ Сн}$.

Малые скорости мезонов и достаточно большое расстояние, отделяющее тормозящий фильтр от камеры, позволяют настраиваться на регистрацию мюонов по времени пролета и отделить их от электронов с тем же значением импульса.

Регистрируемая интенсивность N сек⁻¹ пучка медленных мюонов может быть оценена по формулам (2.12), (2.16) приложения 2:

$$N = 5,2 \cdot 10^{-6} \frac{N_0}{\sigma_{\pi 0}} \cdot e^{-\frac{R}{2\sigma_{\pi 0}} \frac{p}{p_0} 3,39} \cdot \frac{\theta_0^2 \cdot (\Delta p/p)_\mu}{p \cdot \frac{-0,271}{-p_0} - 0,271}, \quad (3)$$

где N_0 и $\sigma_{\pi 0}^2$ - соответственно полная интенсивность и дисперсия пробега мюонов в незаторможенном пучке, θ_0 - апертурный угол захвата мюонов фокусирующими элементами, расположенными между фильтром и камерой^{x)}, $(\Delta p/p)_\mu = 2,36$ - разрешающая способность отклоняющего магнита.

Оценим N для мюонов с $T_\mu = 5$ Мэв, полагая $(\Delta p/p)_\mu = 0,1$, $\sigma_{\pi 0} = 5$ г.см⁻², $R_0 = 38$ г.см⁻² Ве, $\theta_0 = \frac{D/2}{L} = 10^{-2}$, где D - размер последнего сцинтилляционного счетчика, определяющего угловую апертуру системы, а L - расстояние от тормозящего фильтра до последнего счетчика. Используя (3), получим $N/N_0 = 1,1 \cdot 10^{-5}$, и при интенсивности быстрых мюонов $N_0 = 5 \cdot 10^4$ сек⁻¹, $N = 0,55$ сек⁻¹.

Таким образом, обсуждаемый метод может быть использован для регистрации остановок мюонов в газе со скоростью, достаточной для проведения многих экспериментов. Следует обратить внимание на то, что удаление камеры от тормозящего фильтра, необходимое в этом методе, приводит к тому, что из полного потока медленных мюонов вследствие их сильной угловой расходимости можно довести до камеры лишь сравнительно малую часть, зависящую, конечно, от конкретных условий фокусировки. Однако, с другой стороны, удаление камеры от фильтра позволяет, в принципе, получить в камере мюонный пучок очень высокой чистоты. Действительно, отделение π -мезонов происходит здесь не только по пробегу, импульсу и времени пролета, но и естественный распад медленных π -мезонов на порядки уменьшает их интенсивность.

II. Аппаратура для выделения медленных мюонов и регистрации их остановок в газе ИРК

1. Пучок медленных мюонов

Общая схема формирования пучка и размещения аппаратуры приведена на рис. 2. Пучок мезонов, генерируемый на внутренней мишени синхротрона, отклонялся

^{x)} В том случае, когда фокусировкой можно пренебречь, θ_0 равен половине угла, под которым виден последний счетчик телескопа с места расположения фильтра.

магнитом M_1 , проходил через стальной коллиматор диаметром 10 см в защитной стене и тормозился бериллиевым фильтром. Участок пути от M_1 до фильтра мезоны проходили в вакуумной трубе, что устранило потерю интенсивности из-за рассеяния в воздухе. На рис. 3 приведена дифференциальная кривая пробега в меди отрицательно заряженных мезонов с импульсом 178 Мэв/с. (Все дальнейшие измерения также проводились с отрицательно заряженными мезонами). Кривая измерена телескопом сцинтилляционных счетчиков, установленных после коллиматора, без дополнительного диафрагмирования пучка свинцовой защитой и при полном отверстии коллиматора. Дисперсия импульсного распределения мезонов, определяемая в значительной степени углом поворота в M_1 , не позволяет полностью разделить пики π^- и μ^- -мезонов по пробегу. Полуширина распределения пробегов мюонов составляет около $12 \text{ г.см}^{-2} \text{ Ве}$.

Для получения пучка медленных мюонов устанавливался фильтр, толщина которого ($36 \text{ г.см}^{-2} \text{ Ве}$) близка к среднему значению пробега мюонов с импульсом 178 Мэв/с. Медленные мюоны, прошедшие фильтр и сцинтилляционные счетчики C_1 и C_2 , отклонялись магнитом M_2 на угол 52° , проходили сцинтилляционный счетчик C_3 и через органическую пленку попадали в рабочий объем камеры. Медянная плоскость M_2 наклонена по отношению к горизонтальной плоскости, так что пучок входит в камеру под углом 50° к вертикали. Весь путь от C_1 до C_2 и от C_2 до C_3 мезоны проходили в вакуумной трубе диаметром 10 см, что совершенно необходимо, так как пробег μ^- -мезонов с энергией 4,3 Мэв равен $0,155 \text{ г.см}^{-2} \text{ СН}$, в то время как толщина 5 м слоя воздуха равна $0,6 \text{ г.см}^{-2}$. На пучке установлено 3 фокусирующих элемента - магнитная катушка МК и двухсекционные квадрупольные линзы МЛ1 и МЛ2. Вследствие значительного углового разброса мезонов, попадающих в зазор M_1 и выходящих из фильтра, а также большой ширины сечения пучка, эффект фокусировок невелик - включение линз повышало скорость тройных совпадений в 1,5 раза.

Счетчики имели сцинтилляторы на основе полистирола площадью $10 \times 10 \text{ см}^2$ и толщиной $55 \text{ мг.см}^{-2} \text{ СН}$, помещенные в отражатели из алюминированной органической пленки. Сцинтилляторы сочленялись полыми световодами с фотокатодами фотоумножителей типа ФЭУ-30. Общая толщина вещества счетчика на пути мезонов составляла $88 \text{ мг.см}^{-2} \text{ СН}$, а полная толщина слоя вещества от M_2 до газа камеры, включая выходную органическую пленку вакуумной трубы, счетчик, 10 см воздуха и входную пленку камеры, составляла $143 \text{ мг.см}^{-2} \text{ СН}$. Импульсы с фотоумножителей усиливались в 10 раз усилителями с полосой пропускания 200 мгп и подавались на вход схемы совпадений с разрешающим временем $\tau = 5 \cdot 10^{-8}$ сек. Предварительная настройка телескопа (измерение счетных характеристик, кривых задержанных совпадений и т.п.) осуществлялась с помощью электронов от β -источника Sr^{90} , пробег которых достаточен для прохождения трех счетчиков, установленных рядом.

Для регистрации мюонов определенной энергии в каналы счетчиков перед схемой совпадений вводились соответствующие задержки для компенсации времени пролета, а ток магнита М2 устанавливался так, чтобы в направлении камеры отклонялись мюоны выделяемой энергии.

Кроме описанного способа размещения счетчиков, использовались и другие варианты. В таблице 1 приведены расстояния между счетчиками в 3-х вариантах. В варианте 1 фильтр и счетчики С₁, С₂ устанавливались непосредственно перед магнитом М2; вариант 2 соответствует изображенному на рис. 2, а в варианте 3 счетчик С₁ устанавливался перед коллиматором в защитной стене, С₂ - после лизы МЛ1, и тормозящей полиэтиленовый фильтр размещался перед магнитом М1. В таблице приведено также время пролета мюонов на полной базе с учетом торможения в счетчике С₂ и, для сравнения, - время пролета базы π-мезонами с тем же импульсом, что и импульс регистрируемых мюонов.

Т а б л и ц а 1

№ варианта	База С ₁ С ₂ (см)	База С ₂ С ₃ (см)	(T _μ = 4,3 Мэв) (нсек)	(T _π = 3,3 Мэв) (нсек)
1	12	531	66	84
2	194	531	84	108
3	595	513	134	166

2. Характеристики пучка медленных мюонов

Для настройки и контроля аппаратуры выделялись мюоны с энергией 15 и 7 Мэв. На рис. 4 приведена интегральная кривая пробега мюонов с энергией 15 Мэв в алюминии. При измерении этой зависимости тонкие алюминиевые пластины устанавливались перед последним счетчиком. Пунктирная кривая представляет собой интеграл вероятностей нормального распределения со средним значением R₀ = 1,80 г.см⁻² Al и σ_R = 0,3 г.см⁻² Al. Измеренное значение σ_R позволяет определить разрешающую способность магнита М2. Учитывая страгглинг пробегов и уширение кривой пробега, обусловленное толщиной сцинтиллятора, получим (Δp/p)_μ = 0,115. Так как значение σ_R определяется с точностью порядка 20%, значение (Δp/p)_μ имеет точность около 8%. Интенсивность N потока мюонов с энергией 15,7 Мэв составляла в вариантах 1,2 N = 5 - 15 сек⁻¹.

Контроль разрешающей способности схемы совпадений и чистоты выделения мюонов нужной энергии производился измерением зависимости счета телескопа от тока

магнита M2 при фиксированных задержках в каналах спциллиационных счетчиков. На рис. 5 приведена такая зависимость, полученная в варианте 2 при настройке аппаратуры по времени пролета на регистрацию мюонов с энергией 7 Мэв. Полуширина кривой (20%) определяется разрешающей способностью магнита и разрешающим временем схемы совпадений, которое может быть оценено по формуле

$$r = \frac{T \cdot (1 - \beta)^2}{2} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta i}{i}\right)^2 - \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2}, \quad (4)$$

где T - время пролета базы $C_1 C_3$, $\Delta i/i$ - относительная полуширина кривой по току M2.

Так из приведенной на рис. 5 зависимости определяется $r = 5$ нсек, что находится в согласии с непосредственным измерением r методом задержанных совпадений. На рис. 5 стрелками указаны расчетное положение пика мюонов с энергией 7 Мэв и ток, при котором π -мезоны имеют время пролета базы C_2, C_3 , совпадающее со временем пролета этой базы мюонами с $T_\mu = 7$ Мэв.

Для оптимальной регистрации остановок в камере, наполненной гелием при атмосферном давлении, в наших условиях средний пробег мюонов должен составлять $0,5 \text{ мг.см}^{-2} \text{ СН}$, что соответствует энергии мюонов 4,3 Мэв. На рис. 6а приведена счетная характеристика телескопа, настроенного на регистрацию таких мюонов в варианте 2. Приближение фильтра и счетчика C_1 к C_2 (вариант 1) увеличивало интенсивность счета, но возрастание фона случайных совпадений в этом случае не позволяло использовать полную эффективность телескопа. При снижении напряжения на счетчиках можно хорошо выделить μ -мезоны с энергией 4,3 Мэв из фона случайных совпадений. Это демонстрируется кривой в (рис. 6), где приведена зависимость счета телескопа от тока M2, полученная в варианте 1. Эффективность регистрации мюонов была равна 0,75. Регистрируемая скорость счета мюонов составляла при этом $0,22 \text{ сек}^{-1}$, а полная $0,3 \text{ сек}^{-1}$. Интегральная кривая пробега мюонов с энергией 4,3 Мэв, полученная в тех же условиях, приведена на рис. 6в. Кривая соответствует нормальному распределению со средним значением $\bar{R} = 123 \text{ мг.см}^{-2} \text{ Al}$ и среднеквадратичным отклонением $\sigma_R = 35 \text{ мг.см}^{-2} \text{ Al}$. Стрелкой указано расчетное значение \bar{R} с учетом вещества счетчика до середины спциллятора ($88,5 \text{ мг.см}^{-2} \text{ СН}$). σ_R вычислено из известного значения $(\Delta p/p)_\mu$.

Исключая вклад в σ_R аппаратурного разрешения, получим для σ_R пучка мюонов с энергией 4,3 Мэв значение $\sigma_R = 32 \text{ мг.см}^{-2} \text{ Al}$. Это означает, что в камере с размером по направлению пучка 80 см, наполненной He до $p = 1$ ат, останутся 22% мюонов с такой энергией, и в камере, наполненной Ne, - 74%.

Измеренное значение интенсивности ($0,3 \text{ сек}^{-1}$) согласуется с расчетным значением ($0,41 \text{ сек}^{-1}$) с точностью около 40%, что показывает применимость приближений,

принятых при выводе формулы (3), для оценки интенсивности медленных мюонов. Большую точность приведенный расчет не может обеспечить, поскольку в нем не учитываются такие факторы, как поперечные размеры пучка мюонов, фокусирующие свойства магнита M2 и другие эффекты, способные дать вклад в интенсивность порядка 0,1 - 0,5. Зависимость интенсивности от энергии мюонов в варианте 2 приведена на рис. 7. Кривые 1, 2, вычисленные по формулам (2.17) (2.19), проведены через экспериментальную точку при 15 Мэв. Там же нанесены экспериментальные значения интенсивности при 7 и 4,3 Мэв. Сравнение этих данных показывает, что расчет передает общий характер зависимости, близкой в этом интервале энергий к p^5 . Более точное сопоставление потребовало бы, с одной стороны, уточнения расчетной зависимости угла многократного рассеяния от энергии и, с другой, - уточнения экспериментальных данных, в частности, эффективности регистрации мюонов. Возможным неучтенным фактором может быть, например, отклонение траекторий медленных мюонов в рассеянном магнитном поле ускорителя, которое в области траекторий мюонов от M2 до камеры достигает значения 3 - 5 эрстед.

Некоторые характеристики пучка в варианте 3 приведены на рис. 8. Увеличение пролетной базы до 12 м позволяло хорошо выделить медленные мюоны несмотря на большую загрузку первого счетчика фоновым излучением. Интенсивность счета мюонов была в этом варианте значительно ниже, однако, этот способ представлял интерес в связи с возможностью получения особо чистого пучка медленных мюонов. Увеличение пролетной базы и разнесение счетчиков C_1 , C_2 , C_3 на примерно равные расстояния улучшает разделение мюонов от пионов по времени пролета. Кроме того, примесь пионов значительно уменьшается вследствие их распада. Так, интенсивность π^- -мезонов с энергией 3,3 Мэв, имеющих тот же импульс, что и μ^- -мезоны с энергией 4,3 Мэв, из-за распада на этом расстоянии падает в 10^3 раз.

Для определения примеси π^- -мезонов в пучке μ^- -мезонов с $T_\mu = 4,3$ Мэв измерялся счет телескопа (вариант 1) при токе M2 6,1а и задержках, настроенных на регистрацию π^- -мезонов. Средняя энергия таких π^- -мезонов равна 3,3 Мэв. В спантэлляторе счетчика C_3 останавливаются частицы с пробегом от 39 до 94 мг см⁻² СН, и так как $R_\pi(3,3 \text{ Мэв}) = 75 \text{ мг см}^{-2} \text{ СН}$, такие пионы должны эффективно регистрироваться телескопом. Если допустить, что весь регистрируемый счет обусловлен π^- -мезонами, то сравнение интенсивностей счета мюонов и пионов дает верхнюю границу примеси

$$\frac{N_\pi(3,3 \text{ Мэв})}{N_\mu(4,3 \text{ Мэв})} < 2 \cdot 10^{-2}$$

Однако π^- -мезоны с такой энергией не могут попадать в камеру, так как от газа их отделяет еще около 50 мг см⁻² СН вещества. Этого слоя вещества достаточно для

полного поглощения π^- -мезонов, имеющих полуширину распределения пробегов $24 \text{ мг см}^{-2} \text{ Сн}$. Тем не менее, вследствие того что выделяемые М2 заряженные частицы распределены в конечном интервале импульсов, в камеру, в принципе, могут попадать π^- -мезоны больших энергий. Оценка примеси таких пионов может быть сделана по кривым типа кривой рис. 6в. При токе М2 8а магнит отклоняет в камеру пионы с $T_{\pi} = 5,6 \text{ Мэв}$, время пролета которых совпадает со временем пролета мюонов с $T_{\mu} = 4,3 \text{ Мэв}$. Поэтому при этом значении тока должен наблюдаться пик π^- -мезонов, ширина которого близка к ширине мюонного пика. Если предположить, что весь счет, регистрируемый при токе 8а, обусловлен π^- -мезонами, можно получить верхнюю границу примеси пионов при $i_{M2} = 6,1 \text{ а}$:

$$\frac{N_{\pi}(5,6 \text{ Мэв})}{N_{\mu}(4,3 \text{ Мэв})} < 6 \cdot 10^{-3}.$$

Для уточнения этой границы достаточно выяснить, чем обусловлен счет при $i_{M2} = 8 \text{ а}$, регистрируя треки в камере, запускаемой при этом токе. Примесь пионов в вариантах 2 и 3 может быть только меньше и также может быть измерена с большой точностью.

Следует добавить, что при использовании описываемого метода на мезонных пучках с меньшим разбросом импульсов в незаторможенном пучке примесь π^- -мезонов в пучке медленных мюонов может быть сделана исключительно малой.

Описываемая установка пригодна также для выделения медленных π^{\pm} -мезонов вплоть до энергий порядка 10 Мэв. Для этого тормозящий фильтр должен быть уменьшен до $27 \text{ г см}^{-2} \text{ Ве}$, а задержки и ток М2 настроены на регистрацию пионов нужной энергии. Интенсивность π^- -мезонов с энергией 15 Мэв в варианте 1 была равна 5 сек^{-1} . Выделение пионов с меньшей энергией затруднено тем, что интенсивность π^- -мезонного пучка падает при уменьшении энергии значительно быстрее, чем в случае μ^- -мезонов.

3. Регистрирующая часть аппаратуры

Остановки мюонов регистрировались в изотропной разрядной камере (ИРК), основными элементами которой являются: разрядная камера, генератор высоковольтных импульсов (ГВВИ), подаваемых на электроды камеры, усилитель света с регистрирующей фотокамерой (РФК) и электронные схемы управления.

Разрядная камера представляет собой плоский конденсатор с размером электродов $80 \times 80 \text{ см}^2$ и межэлектродным зазором 30 см. Электроды, изготовленные из алюминиевых пластин, прижаты к плексигласовой раме, ограничивающей рабочий объем камеры.

Герметичность внутреннего объема обеспечивается резиновыми прокладками. При толщине плексигласа 4,5 см механическая прочность камеры достаточна для откачки внутреннего объема ($1,9 \cdot 10^5 \text{ см}^3$) при наружном атмосферном давлении. Пучок вводится в камеру через отверстие в боковой плексигласовой стенке камеры, закрытое органической пленкой толщиной $28 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$. Для устранения фоновых разрядов по пленке в месте прохождения заряженной частицы, пленка вынесена из межэлектродного зазора и соединена с камерой диэлектрическим патрубком диаметром 10 см и длиной 25 см. Камера установлена так, что плоскости электродов вертикальны, и ось пучка проходит через объем камеры под углом 40° к горизонтальной плоскости и под углом θ° к плоскости электродов. При этом средняя длина треков, проходящих через камеру в направлении оси пучка составляет 90 см.

Регистрировался свет, излучаемый газовым разрядом вблизи траектории частицы и проходящий через боковые стенки камеры, то есть в направлении, перпендикулярном напряженности электрического поля (рис. 8). Свет, отражаемый зеркалами (4,3), направляется на фотокатод с помощью полупрозрачного зеркала (5), коэффициент пропускания которого равен коэффициенту отражения. Объектив (9) создает изображение двух стереопрооекций камеры на фотокатод многокаскадного электронооптического преобразователя. Для смещения изображения проекций относительно друг друга оси зеркал, перпендикулярные плоскости чертежа на рис. 8, повернуты вокруг вертикальной оси на небольшой угол, так что угол стереопроекции остается близким к 90° . Около 20% объема камеры не просматривается объективом, и средняя регистрируемая длина треков, идущих по оси пучка составляет 82 см. Выбор описанного варианта оптической схемы обусловлен тем, что для выяснения рабочих характеристик камеры регистрация света, излучаемого в направлении, перпендикулярном напряженности электрического поля, представляет определенные удобства.

Общий вид разрядной камеры показан на рис. 10. В установке применялся ЭОП, описанный в работах^{1,2/}. В настоящей работе использовались покаскадные напряжения около 9 кв. При этом коэффициент усиления света был несколько ниже предельного значения. В связи с этим светосила входного объектива была выбрана равной 1:2, и при масштабе изображения на фотокатод 1:25 регистрируемая ширина трека составляла в среднем 7 мм по всей глубине камеры и определялась разрешающей способностью ЭОП'а.

Для работы ЭОП'а был выбран вариант питания (рис. 11), при котором первый и второй каскады нормально открыты, а напряжения на третьем и последнем каскадах снижены соответственно до 2 и 4,5 кв на каскад. Отрицательный прямоугольный импульс с амплитудой 8,5 кв, длительностью 170 мксек и задержкой 5 мксек относительно импульса, подаваемого на разрядную камеру, поступает на второй экран, полностью

открывая третий каскад. На последний каскад подается импульсное напряжение с амплитудой 6 кв и длительностью 0,1 сек. Схемы формирования импульсов питания ЭОПа близки к описанным ранее в работе ^{1/1}. Изображение с выходного экрана фотографировалось на 35 мм фото пленку чувствительностью 800 ед. ГОСТ с помощью объектива со светосилой 1:1,3.

Визуальное наблюдение за качеством изображения при настройке производилось через объектив (14) и окуляр (15) (рис. 9). Кроме того, изображение с экрана ЭОПа передавалось с помощью зеркал и объектива (13) на фотокатод передающей трубки замкнутого телевизионного тракта, что позволяло дистанционно контролировать работу установки.

Для юстировки объективов и настройки ЭОПа применялись светящиеся тест-таблицы (16), изображение которых создавалось на фотокатоде ЭОПа при помощи зеркала (4), повернутого на 90°. Совместная настройка и подбор режима генератора высоковольтных импульсов и ЭОПа осуществлялись при регистрации треков космического излучения. Для запуска установки служил телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков с размером сцинтилляторов 40x40x1,5 см³ (СК₁, СК₃) и 30x30x1,5 см³ (СК₂), разнесенных на расстояние около трех метров. Телескоп выделял частицы космического излучения, проходящие через объем камеры в вертикальном направлении. Типичная фотография трека релятивистской частицы космического излучения приведена на рис. 12. В качестве реперных точек использовались задифрагмированные неоновые лампы, укрепленные на плексигласовых стенках камеры. Вспышки ламп под действием импульсного электрического поля, возбуждаемого ГВВИ, регистрировались на фото пленке одновременно с треками на каждом кадре. На рис. 13 приведена также фотография трека π⁻-мезона с энергией 15 Мэв, проходящего в камере.

Блок-схема электроники приведена на рис. 11. Импульс с выхода схемы совпадений СС1 поступал на схему блокировки входа и управления РФК. Усиленный импульс проходил через электронных затвор и запускал блокинг-генератор. Импульс блокинг-генератора поступал на схему запуска ГВВИ и питания ЭОПа, а также перебрасывал триггер, выходное напряжение которого запирало затвор. Перепад напряжения с анода лампы триггера после дифференцирования запускал одновибратор, вырабатывающий импульс длительностью 1-10 сек. Этот усиленный импульс замыкает реле питания мотора РФК на время, необходимое для разгона мотора. Задний фронт импульса, поступая на формирователь, дает импульс для передергивания пленки РФК, а также запускает одновибратор задержки, который через регулируемое время 1-10 сек перебрасывает триггер в исходное состояние. При этом вход схемы открывается для следующего запускающего импульса со схемы совпадений. Описанный режим работы РФК

использовался при регистрации редких событий. Схема позволяет также переключать РФК в режим непрерывной работы мотора. Время блокировки входа составляло 2 - 3 сек и определялось временем восстановления напряжения на ГВВИ.

В установке использовался генератор высоковольтных импульсов, принцип действия которого состоит в импульсном разряде конденсаторов на систему коаксиальных кабелей, включенных по схеме умножения импульсных напряжений. Принципиальная схема генератора приведена в работе ^{/2/}.

Использование ГВВИ с симметричным выходом позволяет улучшить однородность электрического поля между электродами камеры по сравнению с вариантом несимметричного питания, при котором один из электродов заземляется. В последнем случае влияние паразитных емкостей между электродами и заземленными проводящими поверхностями, расположенными вблизи камеры, приводит к уменьшению напряженности поля в рабочем объеме около заземленного электрода. В камерах с отношением размера электрода к величине межэлектродного зазора порядка 2-3 такая неоднородность может быть достаточной для появления разницы в яркости треков, проходящих параллельно электродам, но на разном расстоянии от электрода с нулевым потенциалом. Такой эффект наблюдался при работе с камерой, описанной в ^{/2/}, и был устранен симметричным питанием камеры.

Регулировка амплитуды и длительности импульса ГВВИ осуществлялась изменением зазора шунтирующего разрядника, либо изменением напряжения зарядки конденсаторов. Параметры высоковольтных импульсов на выходе генератора при работе с гелием близки к описанным в ^{/2/}.

Минимальная задержка между моментом прохождения частицы и поступлением высоковольтного импульса на электроды камеры составляла 1 мксек. Регистрируемая дополнительная задержка до 300 мксек, введенная между блоками 1 и 2, позволяла измерять время чувствительности камеры к ионизирующим частицам.

III. Регистрация остановок мюонов в камере

Во время нескольких сеансов работы на синхротронном циклотроне было получено около $3 \cdot 10^3$ кадров в режиме регистрации остановок мюонов в неоне и около тысячи кадров при наполнении камеры гелием.

Было установлено, что можно подобрать амплитуду и длительность импульса, подаваемого на электроды камеры, так, что в камере одновременно регистрируется трек сильноионизирующего мюона, останавливающегося в газе камеры, и трек релятивистского электрона $\mu \rightarrow e \nu$ распада. Это обстоятельство позволяет оценить диапазон

ионизационных потерь частиц, одновременно регистрируемых в камере. Пробег μ -мезона с энергией $T_\mu = 0,23$ Мэв в гелии равен $R = 0,78$ мг.см² (4,7 см), так что среднее значение dE/dX мюона составляет 288 Мэв см² г⁻¹, в то время как ионизационные потери электрона с энергией $T_e = 50$ Мэв равны в гелии $2,45$ Мэв см² г⁻¹. Поэтому удельная ионизация одновременно регистрируемых частиц различается на два порядка. Типичная фотография остановки мюона в газе приведена на рис. 14. Уменьшая амплитуду импульса на электродах, можно сделать релятивистские электроны нерегистрируемыми при одновременном уменьшении яркости трека мюона. На рис. 15 приведена фотография остановки в таком режиме. Тяжелые заряженные частицы, испускаемые ядром при захвате мюона, эффективно регистрируются при этом, так как их ионизационные потери соизмеримы или больше, чем ионизационные потери медленного мюона (рис. 16).

Основные методические результаты, полученные при фотографировании остановок в He и Ne, сведены в таблице II. Камера с неоновым наполнением экспонировалась при двух значениях энергии пучка мюонов 4,3 и 4,7 Мэв. Все кадры могут быть разделены на четыре группы-кадры, на которых зарегистрированы:

- 1) остановки мюонов (их число обозначено через n_1),
- 2) проходящие мюоны (n_2),
- 3) мюоны, попадающие на боковые стенки камеры (n_3),
- 4) пустые, бестрековые кадры (n_4).

Около 20% запускающих импульсов дают кадры без трека в связи с чисто геометрической неэффективностью - часть площади сечения пучка перекрывалась стенками окна камеры. Однако причины появления остальной части пустых кадров более существенны и, вообще говоря, не могут быть полностью устранены в такой установке. Часть случаев обусловлена выбыванием из пучка медленных мюонов, зарегистрированных последним счетчиком, но испытывавших в нем и входной пленке окна камеры многократное кулоновское рассеяние на большой угол. И наконец, некоторая часть мюонов, прошедших последний счетчик, может остановиться в слое вещества до рабочего объема, так как ширина распределения пробегов соизмерима с толщиной слоя газа в камере. Оценка отношения числа проходящих мюонов к останавливающимся была сделана исходя из экспериментально полученной дисперсии пробегов мюонов. Заметное расхождение экспериментальных и расчетных значений в случае наполнения неоном и $T_\mu = 4,7$ Мэв связано с тем, что среднее значение пробега в этом случае несколько превышало толщину слоя вещества до центра камеры. При вычислении n_4/n учитывались и остановки до рабочего объема и многократное рассеяние. Для оценки выбывания мюонов из-за многократного рассеяния предполагалось, что все 146 мг см⁻² CH рассеивающего вещества (органическая пленка выходного фланца вакуумной трубы, счетчик, воздух, входная пленка камеры) сосредоточены в плоскости сцинтиллятора. Использовались результаты вычисле-

Т А Б Л И Ц А II.

Наполнение камеры (Мэв)	Энергия мюонов (Мэв)	Полное число кадров	Число кадров, исправленное на геометрическую эффективность, n	Ч И С Л О				$\frac{n_1}{n}$	$\frac{n_4}{n}$	$\frac{n_4}{n}$	
				остановок	проходящих мимо	попадающих в стенки	пустых кадров				Экспер. расч. экспер. расчег
			n_1	n_2	n_3	n_4					
Ne	4,3	877	702	194	63	28	417	$3,62 \pm 0,29$	$0,89 \pm 0,18$	$0,59 \pm 0,08$	0,45
	4,7	715	572	150	121	40	261	$3,81 \pm 0,35$	$0,81 \pm 0,10$	$0,46 \pm 0,08$	0,43
He	4,3	711	569	52	154	33	330	$11,1,6$	$3,0 \pm 0,5$	$1,9 \pm 0,08$	$0,58 \pm 0,62$

ния эффективности регистрации частиц с учетом многократного рассеяния, приведенные в работе ^{17/}. Полученные расчетом значения находятся в удовлетворительном согласии с опытом. Следует добавить, что в случае наполнения неонем основная часть ложных запусков обусловлена рассеянием, а в случае наполнения гелием эффекты рассеяния и остановок до рабочего объема камеры соизмеримы.

Фоновые условия в месте расположения установки таковы, что в камере с микросекундным временем памяти треки частиц, запускающих камеру, практически не сопровождаются какими-либо фоновыми частицами. Однако в случае большого времени чувствительности к ионизирующим частицам (порядка сотен микросекунд) на кадрах появляются фоновые треки, в основном, медленных электронов (рис. 17). Кроме того, ионизирующее излучение способствует развитию разрядов на стенках камеры. Механизм возникновения таких разрядов состоит, по-видимому, в том, что электроны и ионы, возникающие в газе, диффундируя на плексигласовые стенки камеры, создают на них локальные поверхностные заряды, которые и инициируют фоновые разряды. Кроме того, облучение стенок ультрафиолетом, возникающим при развитии фоновых треков, также усиливает процессы разряда на стенках. Сокращение времени памяти до ≈ 3 мксек было достигнуто добавлением в основной газ незначительной примеси ($< 10^{-7}$) четыреххлористого углерода ^{1,8/}. С таким наполнением фоновые разряды возникали только во входном окне. Разряды инициировались входящей частицей и не устранялись полностью даже при добавлении нескольких процентов метана. Следует заметить, что интенсивность таких разрядов невелика, и они не представляют помех при использовании оптической схемы, в которой плоскость окна не просматривается объективом. Такая схема осуществима, например, при фотографировании через полупрозрачный электрод.

В проведенных измерениях скорость набора остановок ограничивалась, помимо интенсивности пучка, мертвым временем ГВВИ и составляла ≈ 100 час⁻¹, что соизмеримо со скоростью набора статистики в диффузионных камерах высокого давления. Оптимизация рабочих характеристик описанной установки позволит в несколько раз повысить скорость регистрации остановок мюонов в газе.

З а к л ю ч е н и е

1. Предложен и реализован метод получения чистого пучка медленных мюонов с малой дисперсией пробегов. Приведены расчеты, позволяющие оценить интенсивность такого пучка.

2. Получены пучки мюонов с энергией от 4,3 до 15 Мэв. Пучок мюонов с энергией 4,3 Мэв имеет интенсивность $0,3$ сек⁻¹ и полуширину распределения пробегов 75 мг см⁻² СН .

3. Получен чистый пучок медленных мюонов ($T_{\mu} = 15$ Мэв) с интенсивностью 5 сек^{-1} .

4. Разработана установка - изотропная разрядная камера с рабочим объемом $80 \times 80 \times 30 \text{ см}^3$ и стереоскопической регистрацией треков. Установка испытана в условиях работы на пучке частиц от синхротрона и отработан режим работы в таких условиях.

5. Предложенный метод регистрации остановок в управляемых камерах с малой толщиной слоя рабочего вещества и микросекундным временем чувствительности опробован на ИРК. Полученная скорость регистрации остановок соизмерима со скоростью, достигнутой в диффузионных камерах высокого давления и может быть поднята в несколько раз.

6. Показана возможность одновременной регистрации в камере частиц с ионизирующей способностью, различающейся, по крайней мере, в 100 раз. Треки частиц с различной плотностью ионизации различаются по яркости и плотности светящихся центров.

В заключение авторы выражают благодарность Л.М. Сороко за интерес к работе и Ю.К. Акимову и М.Н. Омеляненко за разработку быстрых схем совпадения, использованных в настоящей работе.

П Р И Л О Ж Е Н И Е 1

Оценим дисперсию пробегов медленных мюонов, выделяемых по импульсу отклоняющим магнитом. Для этого аппроксимируем расчетные значения ϵ страгглинга мюонов в углероде формулой

$$\epsilon = \frac{\sigma_{RS}}{R} = \frac{4,26 \cdot 10^{-2}}{T_{\mu}^{0,1}} \quad (1.1)$$

пригодной в интервале энергий мюонов $1 \text{ Мэв} < T_{\mu} < 80 \text{ Мэв}$ с точностью не хуже 3%.

(Здесь $\epsilon = \frac{\sqrt{(\Delta R)^2}}{R}$ - относительная флуктуация пробега, обусловленная страгглингом,

а T_{μ} - энергия мюона, выраженная в Мэв). Разброс пробегов, обусловленный разбросом импульса частиц пучка σ_{Rp} , можно выразить через разрешающую способность магнитного спектрометра, выделяющего этот пучок:

$$\sigma_{Rp} = \frac{\partial R}{\partial p} \cdot p \cdot \left(\frac{\sigma_p}{p} \right) \quad (1.2)$$

Аппроксимируя пробег мюонов в углероде R (г см^{-2} С) формулой

$$R_{\mu} = 1,58 \cdot 10^{-6} p^{3,39}, \quad (p \text{ в Мэв/с}), \quad (1.3)$$

пригодной в интервале $2 \text{ Мэв} < T_{\mu} < 30 \text{ Мэв}$, с точностью, лучшей 10%, получим

$$\sigma_{Rp} = 3,39 \left(\frac{\sigma_p}{p} \right) \cdot R_{\mu}. \quad (1.4)$$

Полная дисперсия пробегов определяется суммой дисперсий, обусловленных страгглингом и разбросом импульса и, следовательно,

$$\sigma_R = \sqrt{\sigma_{RS}^2 + \sigma_{Rp}^2} = \left\{ 11,5 \cdot \left(\frac{\sigma_p}{p} \right)^2 + \frac{18,1 \cdot 10^{-4}}{T_{\mu}^{0,1}} \right\}^{1/2} \cdot R_{\mu}(T_{\mu}). \quad (1.5)$$

П Р И Л О Ж Е Н И Е 2

Разброс пробегов мюонов незаторможенного пучка можно приблизительно описать нормальным распределением

$$\frac{dn}{dR} = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_{R0}} \cdot e^{-\frac{(R-R_0)^2}{2\sigma_{R0}^2}}, \quad (2.1)$$

где R_0 и σ_{R0}^2 - соответственно среднее значение и дисперсия распределения пробегов первичного пучка, а N_0 - полная интенсивность мюонов в пучке. Тогда распределение мюонов по пробегам после фильтра толщиной R_0

$$\frac{dn}{dR} = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_{R0}} \cdot e^{-\frac{R^2}{2\sigma_{R0}^2}}, \quad (2.2)$$

где $R \geq 0$.

Для оценки интенсивности пучка медленных мюонов и зависимости ее от импульса медленных мюонов перейдем от распределения по пробегам к распределению по импульсам, используя приближенное соотношение между пробегом (в $\text{г/см}^2 \text{ Ве}$) и импульсом мюона (в Мэв/с)

$$R_{\mu} = 1,73 \cdot 10^{-6} \cdot p^{3,39}, \quad (2.3)$$

справедливое для мюонов с энергией в интервале 2-30 Мэв. Тогда

$$\frac{dn}{dp} = \frac{dn}{dR} \cdot \frac{dR}{dp} = 2,34 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{N_0}{\sigma_{R0}} \cdot e^{-\frac{R^2}{2\sigma_{R0}^2}} p^{2,39}. \quad (2.4)$$

Кроме того, следует учесть, что мюоны, прошедшие сквозь фильтр, имеют угловую расходимость, обусловленную многократным кулоновским рассеянием и описываемую выражением

$$\frac{dn_T}{d\theta} = \frac{2\theta}{\langle \theta^2 \rangle_T} \cdot e^{-\frac{\theta^2}{\langle \theta^2 \rangle_T}}, \quad (2.5)$$

где $\frac{dn_T}{d\theta} \cdot \Delta\theta$ - число мюонов с энергией после торможения T , отклонившихся в результате рассеяния на угол в интервале $\theta, \theta + \Delta\theta$, а $\sqrt{\langle \theta_T^2 \rangle}$ - среднеквадратичный угол многократного рассеяния таких мюонов. Очевидно, зарегистрированы будут лишь мюоны, попадающие в угловую апертуру установки θ_0 . Доля η таких мюонов равна

$$\eta = \frac{\theta_0}{\sqrt{\langle \theta_T^2 \rangle}} \cdot e^{-\frac{\theta^2}{\langle \theta_T^2 \rangle}} \cdot d\theta = \frac{\theta_0^2}{\langle \theta_T^2 \rangle} \cdot e^{-\frac{\theta_0^2}{\langle \theta_T^2 \rangle}}, \quad (2.6)$$

так как практически $\theta_0^2 \ll \langle \theta_T^2 \rangle$.

Величину $\sqrt{\langle \theta_T^2 \rangle}$ среднеквадратичного угла многократного рассеяния мюонов при их торможении от начальной энергии T_0 порядка 100 Мэв до конечной энергии T_1 в несколько Мэв можно оценить по формуле

$$\langle \theta_T^2 \rangle = \int_{T_1}^{T_0} \langle \Theta^2(T) \rangle dT = \int_{R_1}^{R_0} \langle \Theta^2(R) \rangle dR, \quad (2.7)$$

где

$$\langle \Theta^2 \rangle = \frac{0,157 \cdot Z \cdot (Z+1)}{A(pv)^2} \cdot \ln[1,13 \cdot 10^4 \cdot Z^{4/3} A^{-1} \cdot R \cdot \beta^{-2}], \quad (2.8)$$

В последней формуле, взятой из работы /10/, Z и A - соответственно атомный номер и атомный вес тормозящего вещества, а $p \cdot v$ - произведение импульса на скорость частицы, выраженное в Мэв. Для Be вплоть до энергий мюонов 100 Мэв с точностью $\approx 5\%$ справедлива приближенная формула, связывающая пробег частицы в г. см⁻² и $p \cdot v$ в Мэв

$$R = 3,72 \cdot 10^{-3} (pv)^{1,05}, \quad (2.9)$$

$$\text{откуда } (pv)^2 = 0,42 \cdot 10^3 \cdot R^{1,08}. \quad (2.10)$$

Подставляя (2.8) и (2.10) в (2.7), получим

$$\langle \theta_T^2 \rangle = 0,156 \left(\frac{1}{R_1^{0,08}} - \frac{1}{R_0^{0,08}} \right) = 0,451 (p^{-0,271} p_0^{-0,271}). \quad (2.11)$$

Слабоменяющаяся логарифмическая функция в подынтегральном выражении при этом была заменена ее максимальным значением ≈ 15 (при $R_0 = 38$ г/см² Be и $\beta = 0,3$), что приводит к небольшому завышению значения $\langle \theta_T^2 \rangle$.

Таким образом, регистрируемая интенсивность мюонов равна

$$N = \frac{dn}{dp} \cdot \Delta p \cdot \eta = 5,2 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{N_0}{\sigma_{R_0}} \cdot e^{-\frac{R^2}{2\sigma^2}} \cdot p^{2,39} \cdot \frac{\theta_0^2 \cdot \Delta p}{p^{-0,271} p_0^{-0,271}}. \quad (2.12)$$

Интервал импульсов Δp определяется в общем случае разрешающей способностью отклоняющего магнита $(\Delta p/p)_\mu$ и разрешающей способностью по времени пролета $(\Delta p/p)_t$. При этом возможны два крайних случая:

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_\mu \ll \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_t \quad (2.13)$$

и

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_\mu \gg \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_t. \quad (2.14)$$

Так как $\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_t$ связана с разрешающим временем схемы совпадения τ выражением

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_t = \left(\frac{pc}{m\mu}\right) \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{pc}{m\mu}\right)^2} \cdot \frac{\Delta t \cdot c}{\ell}, \quad (2.15)$$

где $\Delta t = 2 \cdot \tau$ - полуширина кривой задержанных совпадений, а ℓ - длина базы пролета, то очевидно, что условие (2.13) означает, что все частицы, выделенные отклоняющим магнитом, попадут в интервал времени Δt , определяемый разрешающей способностью схемы совпадений. В этом случае

$$\Delta p = \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_\mu \cdot p, \quad (2.16)$$

и так как в интервале энергий $T_\mu < 30$ Мэв $e^{-\frac{R^2}{2\sigma^2}} \approx 1$, то зависимость интенсивности медленных мюонов от импульса имеет вид

$$N \sim \frac{p^{3,39}}{p^{-0,271} - p_0^{-0,271}}. \quad (2.17)$$

В случае (2.14), когда из всего интервала импульсов частиц, выделенных магнитом, схема совпадений регистрирует только частицы, разброс времени пролета которых попадает в интервал Δt ,

$$\Delta p = \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_t \cdot p = \frac{p^2 c}{m\mu} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{pc}{m\mu}\right)^2} \cdot \frac{\Delta t \cdot c}{\ell}, \quad (2.18)$$

и

$$N \sim \frac{p^{4,39} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{pc}{m\mu}\right)^2}}{p^{-0,271} - p_0^{-0,271}} \quad (2.19)$$

Фактически условие (2.13) означает, что, например, для $\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_\mu = 10\%$, базы $\ell = 5$ м и минимальной энергии $T_\mu = 5$ Мэв Δt должно быть много больше 8 нсек, а для выполнения (2.14) в тех же условиях и максимальной энергии $T_\mu = 15$ Мэв Δt должно быть много меньше 3 нсек. Очевидно, что в реальном случае, когда $\Delta t = 5 - 10$ нсек, зависимость интенсивности от импульса находится между рассмотренными крайними случаями.

Л и т е р а т у р а

1. М.М. Бутслов, В.И. Комаров, О.В. Савченко. ЖЭТФ, 48, 2245 (1964); ПТЭ, № 3, 75 (1965).
2. В.И. Комаров, О.В. Савченко. Nucl. Instr. and Methods, 31, 289 (1965); Препринт ОИЯИ Р-1784, Дубна 1964.
3. В.А. Михайлов, В.И. Ройншвили, Г.Е. Чиковани. ЖЭТФ, 45, 818 (1963).
4. Б.А. Долгошеи, Б.И. Лучков. ЖЭТФ, 48, 392 (1964).
5. A. Strelzoff, L. Pandrom, P. Kioepfel, S. Fassnacht and P. Limon, Rev. Sci. Instr., 36, 1193 (1965).
6. E. Gygi, P. Schneider, Proceedings of the informal meeting on film-less spark chamber techniques. CERN, 64-30, p. 351, (1964).
7. R. M. Stemheimer, Rev. Sci. Instr. 25, 1070 (1954).
8. И.И. Громова, В.И. Никаноров, Г. Петер, А.Ф. Писарев. ПТЭ, № 1, 64 (1965).
9. R. M. Stemheimer, Phys. Rev. 117, 485 (1960).
10. "Экспериментальная ядерная физика", под ред. Э. Сегре т. 1 (1955) ИЛ.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 сентября 1966 г.

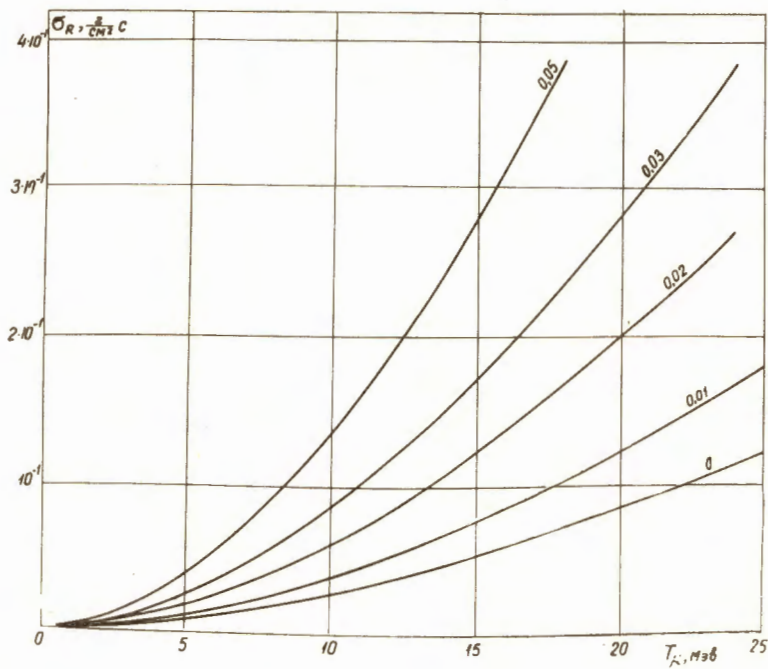


Рис. 1. Зависимость среднеквадратичной флуктуации σ_R пробега мюонов в угледе от энергии T_μ . Кривые приведены для нескольких значений относительной флуктуации σ/p импульса мюонов.

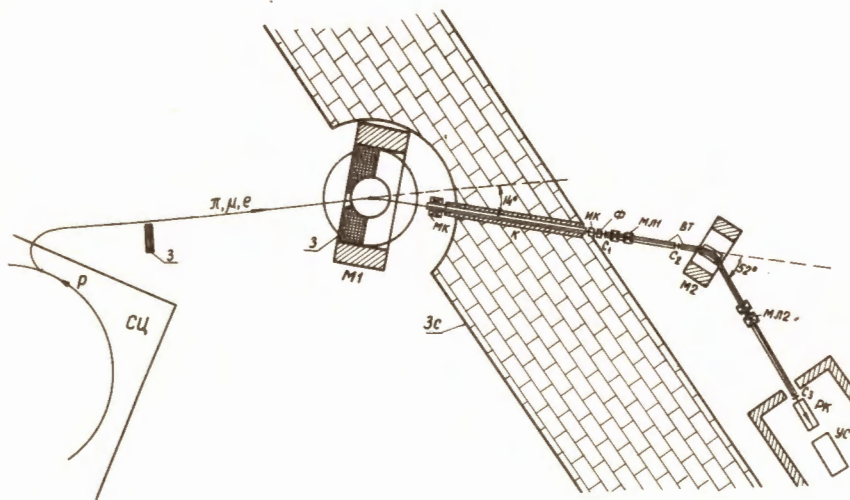


Рис. 2. Схема формирования пучка и размещения аппаратуры. СЦ - синхроциклотрон, M1, M2 - отклоняющие магниты, З - связцовая защита, ЗС - защитная стена, К - коллиматор, ВТ - вакуумные трубы мезонного пучка, ИК - ионизационная камера, Ф - тормозящий фильтр, C₁ C₂ C₃ - сцинтилляционные счетчики, МК - фокусирующая магнитная катушка, МЛ1, МЛ2 - квадрупольные магнитные линзы, РК - разрядная камера, УС - усилитель света, регистрирующая фотокамера и блоки электронной аппаратуры.

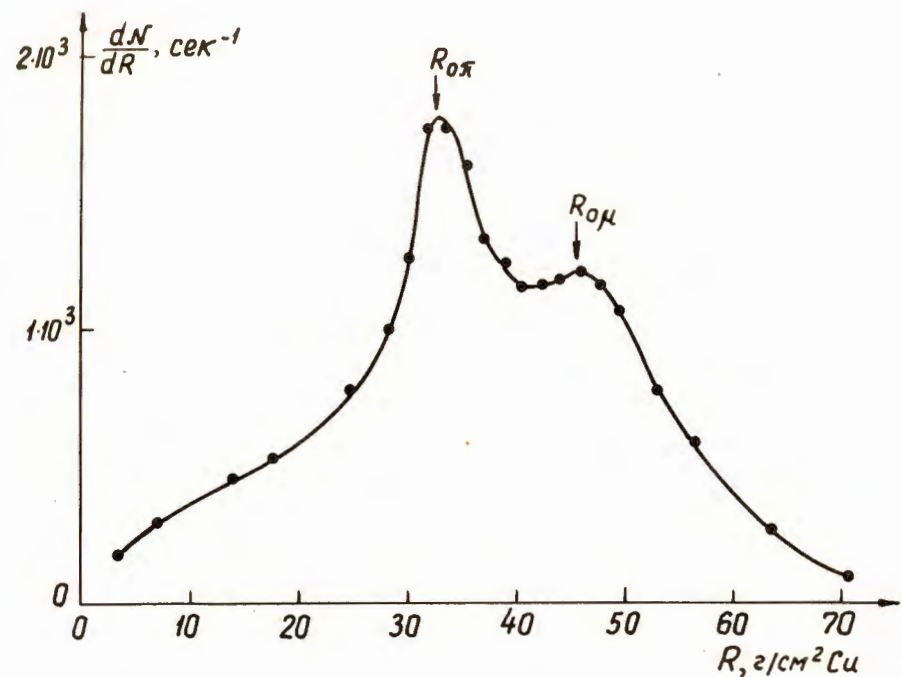


Рис. 3. Дифференциальная кривая пробега в меди, измеренная на мезонном пучке с импульсом 178 Мэв/с.

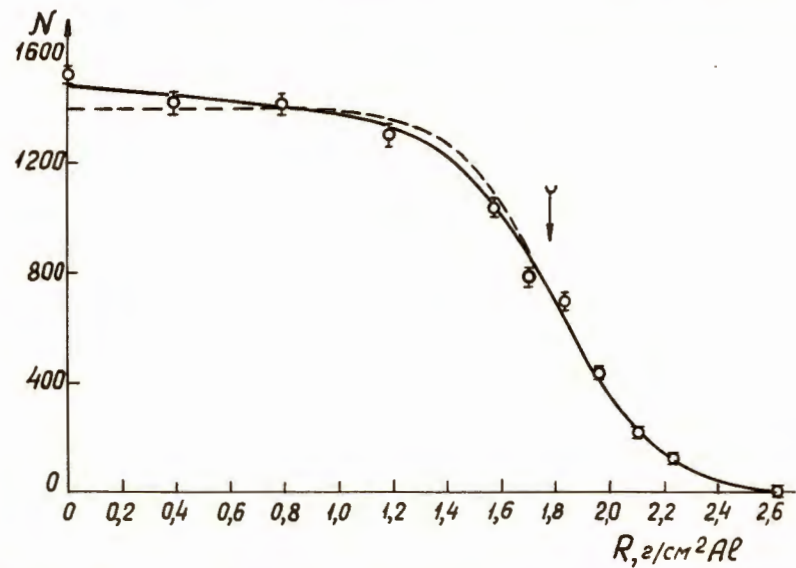


Рис. 4. Интегральная кривая пробега мюонов с энергией 15 Мэв в алюминии. Стрелкой указано расчетное значение пробега мюонов с $T_\mu = 15$ Мэв.

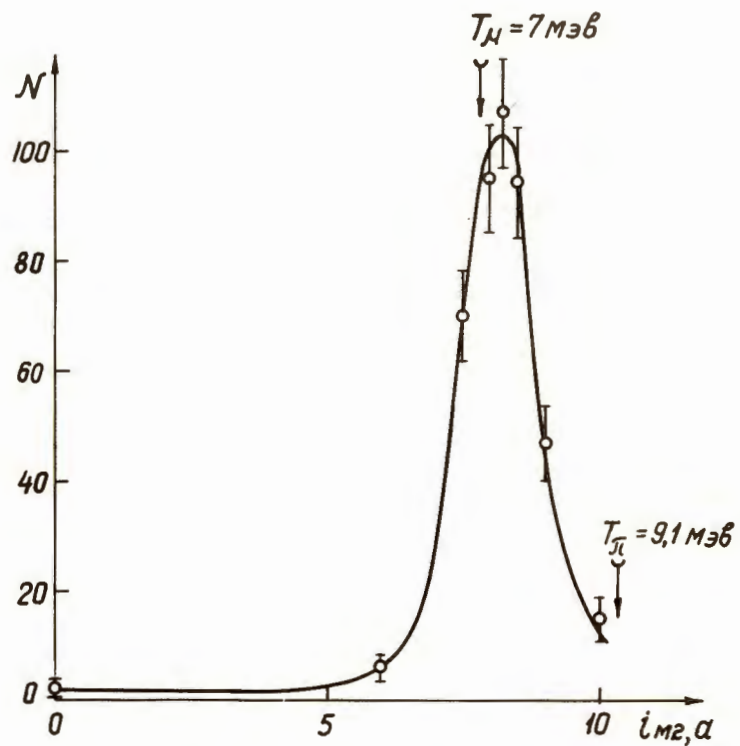


Рис. 5. Зависимость счета телескопа от тока отклоняющего магнита M_2 при настройке по времени пролета на регистрацию мюонов с энергией 7 Мэв.

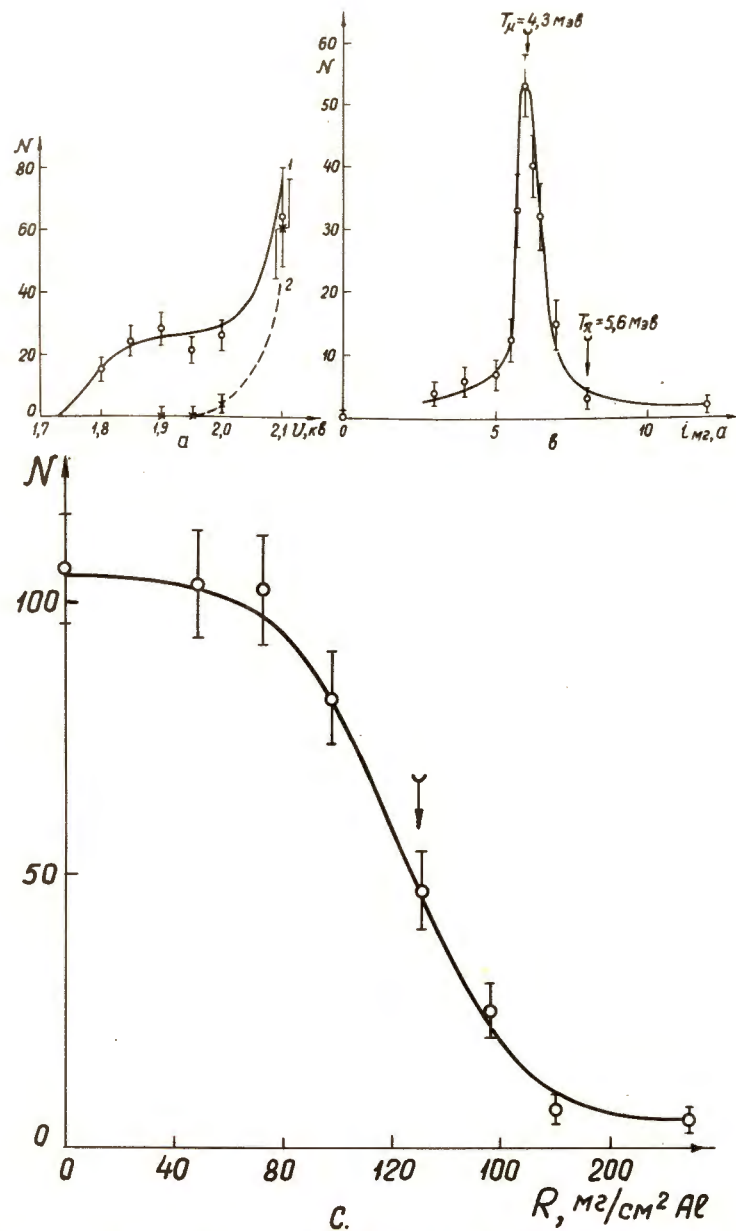


Рис. 6. Регистрация мюонов с энергией 4,3 Мэв. а) Счетная характеристика телескопа. 1 - регистрация мюонов и фон случайных совпадений. 2 - фоновый счет. б) Зависимость счёта телескопа от тока отклоняющего магнита M_2 при настройке по времени пролета на регистрацию 4,3 Мэв. Стрелками указаны расчетное положение пика мюонов и ток, при котором π -мезоны имеют время пролета, совпадающее со временем пролета мюонов. в) Интегральная кривая пробега в алюминии. Стрелкой указано расчетное значение пробега.

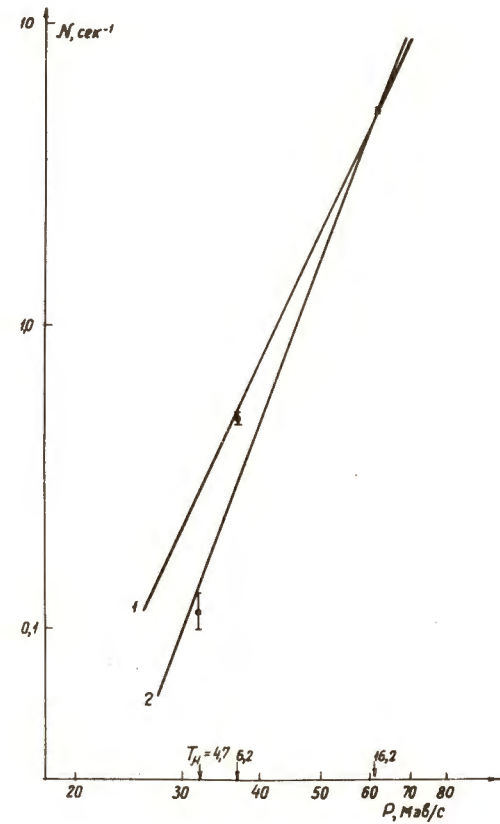


Рис. 7. Зависимость интенсивности пучка мюонов от импульса в интервале 30 - 70 Мэв/с.

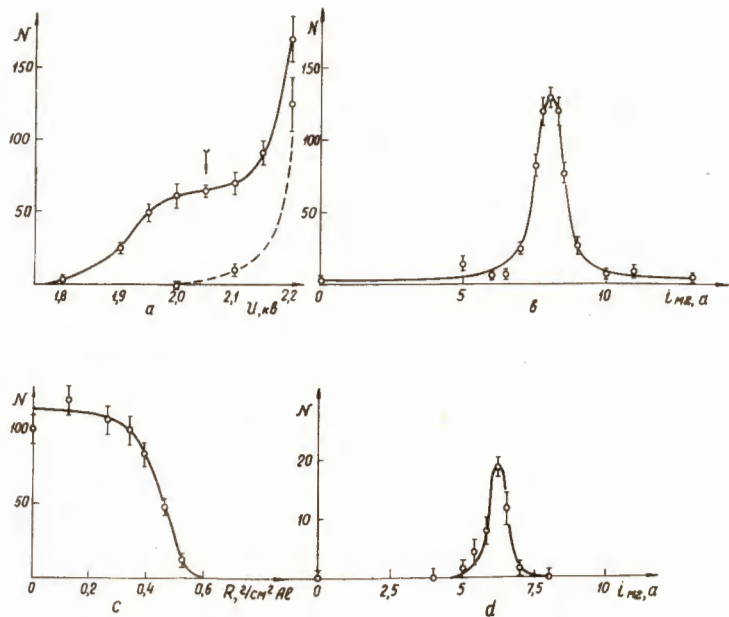


Рис. 8. Регистрация мюонов в варианте 3. а) Счетная характеристика телескопа при регистрации мюонов с $T_\mu = 7$ Мэв. Стрелкой указано напряжение, при котором снималась кривая *b*. в) Кривая по току $M2$, $T_\mu = 7$ Мэв. с) Интегральная кривая пробегов в алюминии, $T_\mu = 7$ Мэв. д) Кривая по току $M2$, $T_\mu = 4,3$ Мэв.

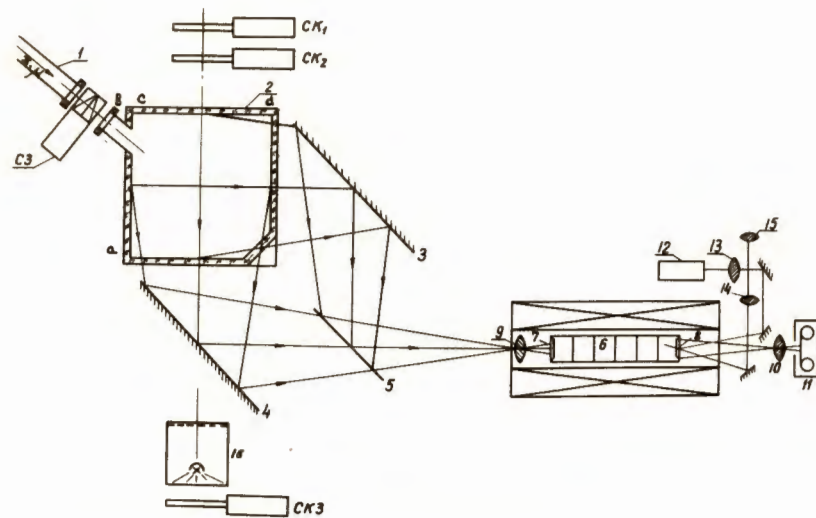


Рис. 9. Схема ввода пучка в камеру и оптическая схема ИРК. 1 - вакуумная труба мезонного пучка, 2 - разрядная камера (плоскости электродов параллельны плоскости рисунка), 3-4 - зеркала оптической схемы камеры, 5 - полупрозрачное зеркало, 6 - многокаскадный электронно-оптический преобразователь (ЭОП), 7 - фотокадод ЭОПа, 8 - выходной экран ЭОПа, 9 - входной объектив, 10 - объектив, переносивший усиленное изображение на фотопленку, 11 - регистрирующая фотокамера (РФК), 12 - передающая трубка телевизионного тракта, 13 - объектив, переносивший изображение с экрана ЭОПа на фотокадод передающей трубки, 14 - объектив, создающий изображение экрана для визуального контроля, 15 - окуляр, 16 - тест для настройки ЭОПа, C_3 - последний счетчик телескопа, выделяющего пучок, СК1-СК3 - телескоп сцинтилляционных счетчиков, выделяющий заряженные частицы космического излучения.

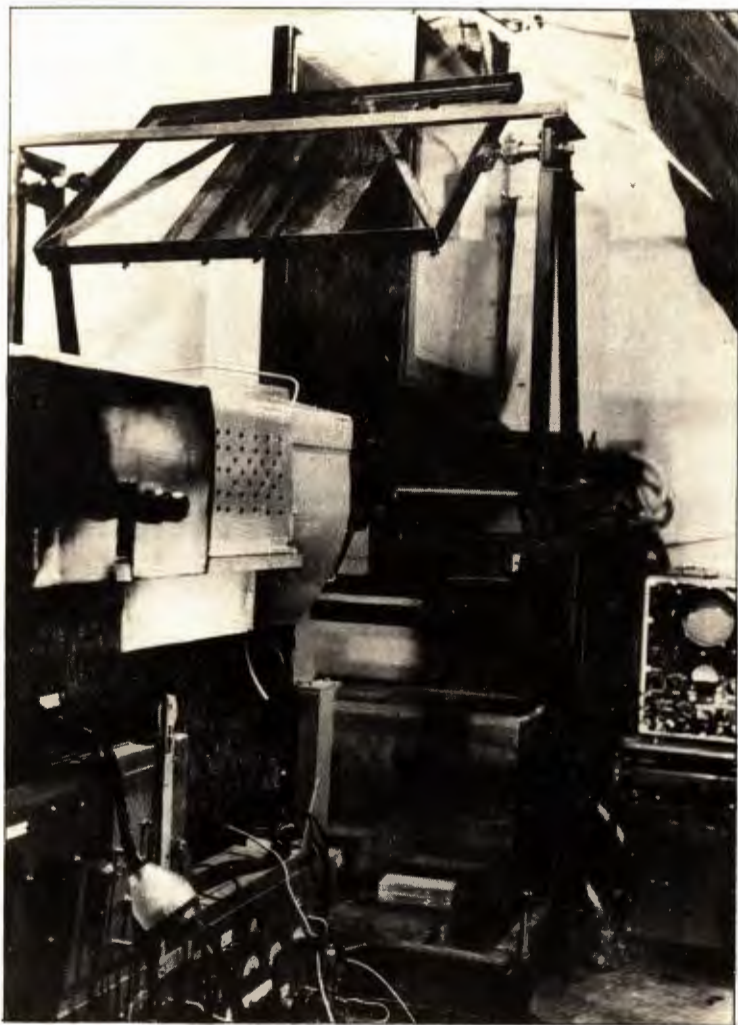


Рис. 10. Общий вид установки.

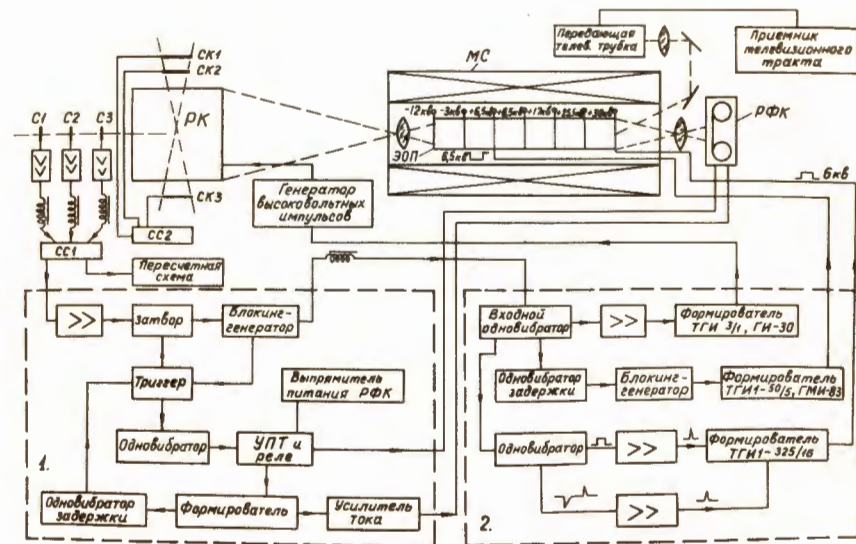


Рис. 11. Общая схема и блок-схема электроники ИРК.

1 - схема блокировки входа и управления РФК, 2 - блок импульсного питания ЭОПа и запуска ГВВИ, РК - разрядная камера, М.С. - магнитный соленоид ЭОПа, С1-С3 - счетчики, выделяющие мезонный пучок, СК1-СК3 - счетчики, выделяющие частицы космического излучения, СС - схемы совпадений.

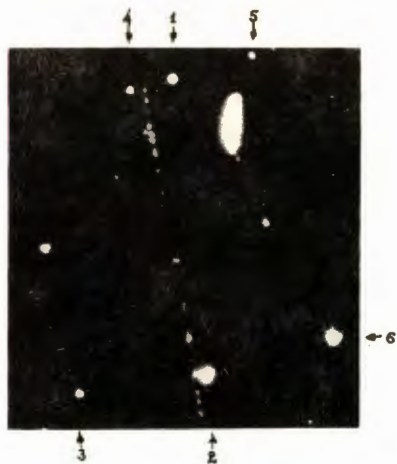


Рис. 12. Фотография трека релятивистской частицы космического излучения. Точки, указанные стрелками, соответствуют неоновым лампам, установленным на плексигласовых стенках камеры. Лампы 1-3 установлены на боковой грани ab (рис. 9), лампы 4 - 6 - на грани cd . Расстояние между лампами 4-5 составляет 29 см.



Рис. 13. Фотография трека π^- -мезона с энергией 15 Мэв, проходящего через камеру.



Рис. 14. Фотография остановки мюона в неоне с последующим $\mu \rightarrow e \nu$ распадом. Светящаяся область на левой проекции обусловлена фоновым смещением входного окна.



Рис. 15. Фотография остановки мюона в неоне, полученная при повышенном газовом усилении.



Рис. 16. Фотография остановки мюона в неоне с последующим захватом мюона ядром и испусканием тяжелой заряженной частицы.



Рис. 17. Фотография фонового электрона в камере с временем чувствительности порядка 10^{-4} сек.