

28 325 A

584



АКАДЕМИЯ НАУК СССР СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

A⁷¹
28325

На правах рукописи

В.В. Огурцов

ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОГО МОМЕНТА Λ^0 -ГИПЕРОНА
(О40- экспериментальная физика)

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Новосибирск
1971

A71
28325

Работа выполнена в Институте атомной энергии
им. И.В.Курчатова.

Научный руководитель - кандидат физико-математических
наук Л.М. БАРКОВ

Официальные оппоненты:
чл.-корр.АН СССР, доктор физико-математических наук В.А.СИДОРОВ
доктор физико-математических наук А.М. АНДРИАНОВ

Ведущее предприятие - Московский ордена Трудового Красного
Знамени инженерно-физический институт

Автореферат разослан " " 197 г.

Защита диссертации состоится на заседании Ученого Совета
Института ядерной физики Сибирского отделения АН СССР
" " 1972 г.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИЯФ.

Ученый секретарь Совета

Б.В. ЧИРИКОВ

A-28325-И
Учен. Публ. Науч.-техн.
Библиотека

СВЕРЕНО
1984 г.

Настоящая работа посвящена измерению магнитного момента Λ^0 -гиперона с применением методики сильных импульсных магнитных полей.

Магнитный момент элементарной частицы является внутренним свойством частицы, определение которого представляет интерес по нескольким причинам. С одной стороны, магнитный момент частицы является классической константой в том смысле, как масса и электрический заряд, которые имеют первостепенное физическое значение. С другой стороны, точное знание магнитного момента служит прекрасным проверочным тестом для теорий, рассматривающих структуру, характер взаимодействия и систематику элементарных частиц. Так например, точные измерения магнитных моментов электрона и μ -мезона [1,2,3,4] подтвердили, что электромагнитные взаимодействия μ -мезона и электрона одинаковы. Кроме того, согласие результатов измерений магнитных моментов электрона и μ -мезона с теоретическими предсказаниями, учитывающими радиационные поправки, вычисленные по теории возмущения [5,6], дает тест правильности квантовой электродинамики вплоть до расстояний $\sim 0,01$ ферми.

Среди барионов магнитные моменты протона и нейтрона также были измерены с большой точностью [7,8]. Однако теоретическая ситуация здесь гораздо более сложная из-за большой константы сильных взаимодействий, что не позволяет пользоваться теорией возмущения для вычисления аномального магнитного момента бариона, связанного с облаком сильно взаимодействующих частиц подобно,

тому, как это было сделано в случае электронно-позитронного облака для электрона и μ -мезона. Выход из создавшегося положения был предложен в новых моделях унитарной симметрии сильно-взаимодействующих частиц [9, 10, 11, 12]. Так, согласно $SU(3)$ -симметрии частицы с одинаковым спином, четностью и барионным зарядом должны группироваться в мультиплеты и иметь одинаковые массы. При этом удается установить простые соотношения между факторами, а следовательно и магнитными моментами частиц, входящих в один мультиплет. Так для октета барионов $p, n, \Lambda^0, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-$ теория $SU(3)$ -симметрии дает возможность выразить магнитные моменты гиперонов $\Lambda^0, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-$ через магнитные моменты нейтрона и протона, соотношение между которыми дает $SU(6)$ -симметрия:

$$\begin{aligned} \mu_{\Sigma^-} &= -(\mu_p + \mu_n), \\ \mu_{\Lambda^0} &= \frac{1}{2} \mu_n, \\ \mu_{\Sigma^0} &= -\frac{1}{2} \mu_n, \\ \mu_{\Sigma^+} &= \mu_p, \\ \mu_{\Xi^-} &= -(\mu_p + \mu_n), \\ \mu_{\Xi^0} &= \mu_n, \\ \mu_p : \mu_n &= 1 : (-2/3). \end{aligned}$$

Предсказание для отношения магнитных моментов протона и нейтрона лежит в пределах 3% от экспериментальной величины. Если исходить из экспериментально измеренного магнитного момента протона и привлечь выводы $SU(3)$ и $SU(6)$ симметрий, то можно получить значения μ_{Λ^0} и μ_{Σ^+} :

$$\begin{aligned} \mu_{\Lambda^0} &= -\frac{1}{3} \mu_p = -0,93 \text{ я.м.}, \\ \mu_{\Sigma^+} &= \mu_p = 2,79 \text{ я.м.} \end{aligned}$$

Надо заметить, что приведенные предсказания магнитных моментов не принимают во внимание эффектов, связанных с нарушением симметрии, которое проявляется, например, в наблюдаемом массовом расщеплении среди барионного октета. Был предложен целый ряд

моделей нарушения $SU(3)$ -симметрии и в рамках этих моделей вычислены значения магнитных моментов гиперонов [13-26], которые представляют для μ_{Λ^0} спектр, простирающийся от 0 до -1,59 я.м. Для проверки справедливости предлагаемых моделей и предсказания магнитных моментов остальных гиперонов необходима точная экспериментальная информация о магнитных моментах Λ^0 и Σ^+ -гиперонов.

Был выполнен ряд работ по измерению магнитных моментов Λ^0 и Σ^+ -гиперонов, результаты которых приведены в таблицах № 1, 2.

Таблица I

№ п/п	Детектор	Реакция рождения	Величина магнитного поля H в кГс	Магнитный момент в я.м.	Литература
1	Искровая камера	$\pi^+ + n(\text{Be}) \rightarrow \Lambda^0 + K^+$	35	$-1,5 \pm 0,5$	27
2	Диффузионная камера	$\pi^- + p(\text{LiH}_3) \rightarrow \Lambda^0 + K^0$	200	$0,0 \pm 0,6$	28
3	Водородная пузырьковая камера	$\pi^- + p(\text{H}_2) \rightarrow \Lambda^0 + K^0$	17,9	$-1,39 \pm 0,72$	29
4	Эмульсионная камера	$\eta^- + p(\text{CH}_2)_n \rightarrow \Lambda^0 + K^0$	150	$-0,5 \pm 0,28$	30
5	Искровая камера	$\pi^+ + n(\text{Be}) \rightarrow \Lambda^0 + K^+$	45	$-0,77 \pm 0,27$	31
6	Эмульсионная камера	$\pi^- + p(\text{CH}_2)_n \rightarrow \Lambda^0 + K^0$	200	$-0,66 \pm 0,07$	32

Как видно из таблицы I, основной вклад в среднее значение магнитного момента Λ^0 -гиперона вносит работа 6, опубликованная в 1971 году. До выхода этой работы среднее мировое значение магнитного момента Λ^0 -гиперона равнялось $(-0,73 \pm 0,16)$ я.м. [39]. Следует заметить, что для устранения возможных систематических ошибок представляет интерес проведение эксперимента с различными методиками измерения.

Таблица 2

№ п/п	Детектор	Реакция рождения	Величина магнитного Н поля в кгс	Магнитный момент в я.м.	Литература
1	Искровая камера	$\bar{K}^+ + p(CH_2)_n \rightarrow \Sigma^+ + K^+$	100	$1,5 \pm 1,1$	33
2	Эмульсионная камера	$\gamma + p(CH_2)_n \rightarrow \Sigma^+ + K^0$	117	$3,0 \pm 1,2$	34
3	Эмульсионная камера	$K^- + p(CH_2)_n \rightarrow \Sigma^+ + \bar{K}^-$	150	$3,5 \pm 1,5$	35
4	Эмульсионная камера	$\bar{K}^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+$	166	$3,5 \pm 1,0$	36
5	Водородная камера	$K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \bar{K}^-$	18,7	$+2,2 \pm 1,0$	37
		Среднее значение		$2,59 \pm 0,46$	38

В диссертации, состоящей из введения и семи глав, описывается эксперимент по измерению магнитного момента Λ^0 -гиперона [44, 46], выполненный на 7-Гэв протонном синхротроне ИТЭФ, и проводится анализ полученного результата.

В первой главе рассматриваются основы общей методики измерения магнитных моментов гиперонов. Отмечается, что магнитные моменты гиперонов определяются по углу поворота спина в магнитном поле. При этом для определения начального и конечного положения спина используются особенности рождения и распада гиперонов. Известно, что гипероны, родившиеся в пион-нуклонных соударениях в реакции типа $\bar{K} + N \rightarrow Y + K$ при импульсе налетающих \bar{K} -мезонов в интервале 1 + 1,2 Гэв/с, сильно поляризованы в направлении перпендикулярном плоскости рождения, которая определяется импульсом налетающего \bar{K} -мезона и импульсом гиперона. Распад гиперона на нуклон и \bar{K} -мезон $Y \rightarrow N + \bar{K}$ идет за счет нарушающего странность слабого взаимодействия, что приводит к сильной корреляции направления вылета \bar{K} -мезона относительно спина гиперона. В системе центра гиперона угловое распределение \bar{K} -мезонов распада подчиняется закону:

$$f d\Omega = \frac{1}{4\pi} (1 + \alpha P \cos \theta) d\Omega,$$

где θ - угол между направлением спина гиперона и направлением вылета \bar{K} -мезона распада, α - коэффициент асимметрии распада, P - степень поляризации гиперонов, $d\Omega$ - элемент телесного угла.

Из сказанного легко представить схему экспериментов по измерению магнитных моментов гиперонов: поляризованные гипероны, родившиеся в мишени, пролетают через область магнитного поля и, достигая трекового детектора, распадаются. При этом магнитное поле должно быть достаточно сильным, чтобы успеть повернуть спин на измеримый угол за время жизни гиперона $\sim 10^{-10}$ сек. Например, в системе центра Λ^0 -гиперона в поле ~ 200 кгс при $\mu_N \sim 0,5$ я.м., спин повернется на угол $\sim 12^\circ$ за время жизни $\tau_N = 2,5 \cdot 10^{-10}$ сек. Из этой оценки видно, что для поворота спина гиперона на заметные углы нужны большие поля.

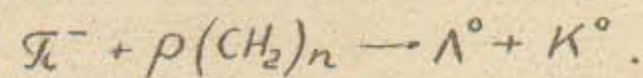
В § 4 главы I обсуждается вопрос точности измерения магнитных моментов гиперонов и показывается, что величина

$$\Delta \mu \sim \frac{1}{\sqrt{N} \int \bar{n} d\bar{e}}$$

где N - число зафиксированных распадов гиперонов, $\int \bar{n} d\bar{e}$ - интеграл магнитного поля, взятый вдоль траектории полета Λ^0 -гиперона. Учитывая малое сечение рождения гиперонов ($\sim 0,5$ мб) и сложность их поиска и выделения на фоне большого числа сопутствующих событий, из двух возможных способов уменьшения ошибки в измерении магнитного момента, связанных в первом случае с увеличением числа зафиксированных гиперонов, во втором с использованием магнитных полей высокой напряженности, предпочтение отдается второму варианту.

В гл. II приводится схема эксперимента по измерению магнитного момента Λ^0 -гиперона, осуществленного на ускорителе ИТЭФ.

\bar{K}^- -мезоны с импульсом 1,07 Гэв/с, выведенные с внутренней мишени ускорителя, использовались для получения поляризованных Λ^0 -гиперонов в реакции



При выбранном импульсе налетающих \bar{K}^- -мезонов поляризация и сечение рождения Λ^0 -гиперонов близки к максимальным значениям. Гипероны, родившиеся в полиэтиленовой мишени диаметром 20 мм и длиной 30 мм, пролетали в продольном магнитном поле напряженностью 220 кгс и их распады детектировались в эмульсионной камере.

На рис. 1 показана катушка импульсного магнитного поля с расположенными в ней мишенью и эмульсионной камерой. Эмульсионная камера набиралась из эмульсионных слоев высокочувствительной эмульсии типа *Br 2* толщиной 400 мкм. Магнитное поле в катушке получалось путем разряда конденсаторной батареи. Импульс магнитного поля по форме приближался к полупериоду синусоиды с длительностью по основанию 6,7 мсек. Такая постановка эксперимента отличается большой светосилой из-за использования 2π -геометрии, которая при данной конструкции эмульсионной камеры и при равномерном просмотре позволяет исключить ошибку, связанную с зависимостью эффективности поиска от ориентации вилки Λ^0 -распада в эмульсионном слое. Другим преимуществом такой постановки эксперимента является использование импульсного магнитного поля высокой напряженности, которое дает возможность при данной геометрии получить средний полевой интеграл $\int H d\vec{e} = 1,58 \cdot 10^6$ гс.см.

В § 3 гл. III описывается канал отрицательных \bar{K}^- -мезонов с импульсом $(1,07 \pm 0,03)$ Гэв/с, позволяющий получить в месте расположения полиэтиленовой мишени пучок с малой расходимостью ($\theta < 3^\circ$) и с равными размерами по вертикали и по горизонтали. Как показали измерения, распределение \bar{K}^- -мезонов в сечении пучка в месте расположения мишени близко к двумерной гауссовой поверхности с $\sigma_{\text{верт.}} = \sigma_{\text{гор.}} = 6,5$ мм. Использование тяжелой мишени позволило получить короткий сброс ($\sim 0,6$ мсек) и жестко привязать момент прохождения пучковых \bar{K}^- -мезонов через полиэтиленовую мишень с максимумом магнитного поля, обеспечив временную неоднородность магнитного поля $\pm 1,5\%$.

В главе III рассмотрены возможные методики получения магнитных полей высокой напряженности:

- 1) установки импульсных магнитных полей,
- 2) мощные соленоиды постоянного тока,
- 3) магниты со сверхпроводящими обмотками.

Из рассмотренных выше трех направлений в технике получения маг-

нитных полей высокой напряженности следует, что для получения магнитного поля 200 + 250 кгс в настоящее время существуют две возможности:

- а) установки импульсного магнитного поля,
- б) мощные соленоиды постоянного тока.

Если принять во внимание специфику эксперимента по измерению магнитного момента Λ^0 -гиперона, который выполняется на работающем в импульсном режиме (1 раз в 4 сек.) ускорителе ИТЭФ при длительности импульса частиц ~ 1 мсек, то с экономической точки зрения и простоты реализации выбор падает на методику получения импульсных магнитных полей высокой напряженности. Был принят вариант, в котором магнитное поле получалось путем разряда конденсаторной батареи через импульсный магнит. Для этой цели на ускорителе ИТЭФ была построена установка СИМП ("Сильные импульсные магнитные поля") [43, 45]. Установка состоит из следующих основных элементов:

- 1) импульсный магнит (катушка импульсного магнитного поля),
- 2) система энергоснабжения импульсного магнита.

В § 2 гл. III описываются конструкции и основные параметры катушек импульсного магнитного поля с напряженностью до 250 кгс, изготовленных для использования в физических экспериментах по физике элементарных частиц и физике твердого тела [41, 42]. Катушки изготавливаются в виде однослойной правовинтовой спирали. Спираль для катушек нарезается на токарном станке из отлитой под вакуумом заготовки из бериллиевой бронзы. Отвод тепла от катушки производится с помощью припаянных по внешнему диаметру витков соленоидов медных трубок, через которые пропускается вода. В качестве межвитковой изоляции используются гетинаксовые прокладки.

Гл. IV посвящена расчетам катушек импульсного магнитного поля, в которых толщина витка по радиусу существенно больше толщины скин-слоя на рабочей частоте [41, 42]. В расчетах определялись распределения магнитного поля и плотности тока в более напряженных и ответственных участках катушки — в центральных витках, при генерировании на внутренней поверхности катушки либо импульсного, либо гармонического магнитного поля. Получено согласие результатов расчета и непосредственного измерения магнитного поля в теле катушки в районе центральных витков, когда

на катушку подавалось синусоидальное напряжение с частотой 50 гц. Из результатов измерений было определено давление, действующее на межвитковую изоляцию в момент максимума магнитного поля, которое достигало $\sigma_z = 1750 \text{ кг/см}^2$ при $H = 220 \text{ кгс}$. В расчетах показано, что для катушек решение импульсной задачи (распределение магнитного поля $H(z, t)$ и плотность тока $j(z, t)$) с точностью 20% совпадает с гармонической, а цилиндрическая геометрия мало отличается от плоской. Опираясь на полученные распределения магнитного поля $H(z, t)$ и плотности тока $j(z, t)$ в центральных витках катушки, были вычислены тепловыделение и механические напряжения, возникающие в теле катушки из-за сил магнитного давления ($\sigma_\varphi^H = 5200 \text{ кг/см}^2$, $\sigma_z^H = 1200 \text{ кг/см}$ при $H = 220 \text{ кгс}$) и из-за неравномерного распределения температур в витке катушки, которое при выбранном варианте охлаждения почти вдвое уменьшает напряжение σ_φ^H от сил магнитного давления.

В гл. У излагаются основные конструктивные особенности системы энергопитания катушки импульсного магнитного поля, которая включает:

- а) конденсаторную батарею с общей емкостью $C = 0,15 \text{ ф}$, набранную из тысячи конденсаторов типа ИМ 5/150,
- б) зарядное устройство, представляющее из себя трехфазный выпрямитель, выполненный на базе тиратронов ТР1-40/15 со средним током каждого 40 а и максимальной амплитудой 120 а,
- в) коммутирующее токи до 200 ка разрядное устройство, в котором используются промышленные игнитроны ИВС-100/15 в форсированном импульсном режиме.

При напряжении 4,5 кв общий запас энергии в конденсаторной батарее составляет $1,5 \cdot 10^6 \text{ дж}$.

В гл. У1 и УП освещаются вопросы, связанные с обработкой экспериментального материала.

Выбор геометрии опыта сделан на основе расчета, выполненного методом Монте-Карло. Расчет дает оценку числа Λ^0 -гиперонов, распавшихся в эмульсионной камере в зависимости от числа \mathcal{K}^- -мезонов, прошедших через полиэтиленовую мишень, определяет соотношение между числом Λ^0 -гиперонов, рожденных в полиэтиленовой мишени $(\text{CH}_2)_n$ на водороде и углероде и распавшимся затем,

в эмульсионной камере, помогает составить представление о Λ^0 -распадах ($\Lambda^0 \rightarrow p + \mathcal{K}^-$) в эмульсионной камере по энергетическим и угловым спектрам для p и \mathcal{K}^- -мезонов и представляет рекомендации для введения критериев отбора при обработке экспериментального материала.

За время эксперимента проведено облучение 4-х эмульсионных камер. В каждом облучении через полиэтиленовую мишень было пропущено $\sim 10^7$ \mathcal{K}^- -мезонов.

Разработанная методика обработки экспериментального материала включала три этапа:

- 1) поиск характерных Λ^0 -распадов путем просмотра под микроскопом эмульсионных слоев по площади,
- 2) измерения,
- 3) обработку на ЭВМ.

Масса распадающейся частицы определялась по формуле:

$$(M_{\Lambda^0} c^2)^2 = (E_p + E_{\mathcal{K}^-})^2 - |c\vec{p}_p + c\vec{p}_{\mathcal{K}^-}|^2,$$

где E_p , $E_{\mathcal{K}^-}$, $c\vec{p}_p$ и $c\vec{p}_{\mathcal{K}^-}$ — энергии и импульсы протона и \mathcal{K}^- -мезона из распада Λ^0 -гиперона, которые определялись по плотности ионизации. Энерговывделение двухчастичной реакции равно:

$$Q = M_{\Lambda^0} c^2 - m_p c^2 - m_{\mathcal{K}^-} c^2.$$

Критерий согласия χ^2 записывается в виде:

$$\chi^2 = \frac{(Q - Q_T)^2}{\sigma_a^2},$$

где Q_T — табличное значение для распада $\Lambda^0 \rightarrow p + \mathcal{K}^-$, равное 37,6 Мэв, σ_a — ошибка в определении Q . Величина

$\delta = (E_{\mathcal{K}^- \text{ пучок}} + m_p c^2 - E_{\Lambda^0})^2 - |c\vec{p}_{\mathcal{K}^- \text{ пучок}} - c\vec{p}_{\Lambda^0}|^2 - (m_{\mathcal{K}^-} c^2)^2$ определяет разницу между квадратом недостающей массы $m_{\mathcal{K}^0}$ в реакции



и массой \mathcal{K}^0 -мезона.

Величина магнитного момента Λ^0 -гиперона определялась по событиям, которые удовлетворяли следующим критериям:

- 1) траектория события проходила через полиэтиленовую мишень,
- 2) $\chi^2 < 9$,
- 3) $|\delta| < 0,16$.

При просмотре 75% одной эмульсионной камеры по более широкому критерию было отобрано 350 двулучевых вилок. После обработки оказалось, что траектории 69 событий при продолжении пересекли мишень, из них 52 события имели $\chi^2 < 9$ и 49 событий удовлетворяли всем трем критериям, приведенным выше.

Величина магнитного момента Λ^0 -гиперона и величина αP находились по 49 событиям методом максимального правдоподобия. Функция правдоподобия записывается в виде:

$$\mathcal{L}(\mu, \alpha P) = \prod_i \left\{ \frac{1 + \alpha P \cos \theta_i}{2} \right\},$$

где θ_i — угол в С.Ц.М. Λ^0 -гиперона между направлением вылета \mathcal{K}^- -мезона распада и вектором $[\vec{P}_{\mathcal{K}^-} \times \vec{P}_{\Lambda^0}]$, вычисленный в предположении, что магнитный момент Λ^0 -гиперона равен μ . На рис. 2 приведен логарифм функции максимального правдоподобия при разных значениях αP . Из рис. 2 следует, что

$$\mu_{\Lambda^0} = \begin{pmatrix} -0,67^{+0,31} \\ -0,37 \end{pmatrix} \text{ я.м. и } \alpha P = 0,55^{+0,23}_{-0,24}$$

на уровне 68% доверительного интервала при отдельной оценке ошибок, когда логарифм функции правдоподобия уменьшается на 0,5. В работах 4, 5 в таблице № I ошибки в определении магнитного момента указаны на уровне, когда логарифм функции правдоподобия уменьшается на 1. Чтобы перейти к одному стандартному отклонению

σ (68%) при отдельной оценке ошибок в μ_{Λ^0} и αP , надо полученные в этих работах ошибки поделить на $\sim 1,4$, что дает $\pm 0,2$ я.м. Это значение ошибок надо сравнивать с ошибкой $\pm (0,31 + 0,37)/2 = 0,34$ я.м., полученной в данной работе.

Основываясь на экспериментальных данных, полученных при

обработке одной камеры, можно сказать, что полученный экспериментальный материал при его полной обработке даст возможность довести ошибку в измерении магнитного момента Λ^0 -гиперона в данном эксперименте до величины $\pm 0,17$ я.м.

Таким образом, в настоящей работе сделано следующее:

1. Предложен и рассчитан вариант эксперимента по измерению магнитного момента Λ^0 -гиперона.

2. Для экспериментов по физике элементарных частиц и физике твердого тела рассчитаны и сконструированы катушки импульсного магнитного поля из бериллиевой бронзы объемом $\sim 0,6$ литра, в которых получены магнитные поля напряженностью до 250 кгс. При магнитных полях напряженностью 220 кгс катушки выдерживали до $(3+5) \cdot 10^3$ включений с частотой повторения 1 раз в 16 секунд без замены межвитковой изоляции.

3. Для проведения экспериментов на ускорителе ИТЭФ с сильными импульсными магнитными полями спроектирована и сооружена система энергопитания катушек импульсного магнитного поля, способная за время, сравнимое с циклом работы ускорителя, запасать энергию до 1,5 мг.дж. и коммутировать токи до 200 ка.

4. Для эксперимента по измерению магнитного момента гиперона выведен пучок \mathcal{K}^- -мезонов с импульсом 1,07 Гэв/с.

5. Проведено облучение 4-х эмульсионных камер в импульсном магнитном поле напряженностью 220 кгс.

6. Разработана методика обработки экспериментальных данных с использованием ЭВМ.

7. По материалу, полученному от просмотра 75% одной из 4-х эмульсионных камер, была определена величина магнитного момента Λ^0 -гиперона

$$\mu_{\Lambda^0} = \begin{pmatrix} -0,67^{+0,31} \\ -0,37 \end{pmatrix} \text{ я.м.}$$

Полученный материал при полной обработке дает возможность примерно вдвое уменьшить ошибку в определении магнитного момента Λ^0 -гиперона.

Основные результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в работах [41-43, 45, 46].

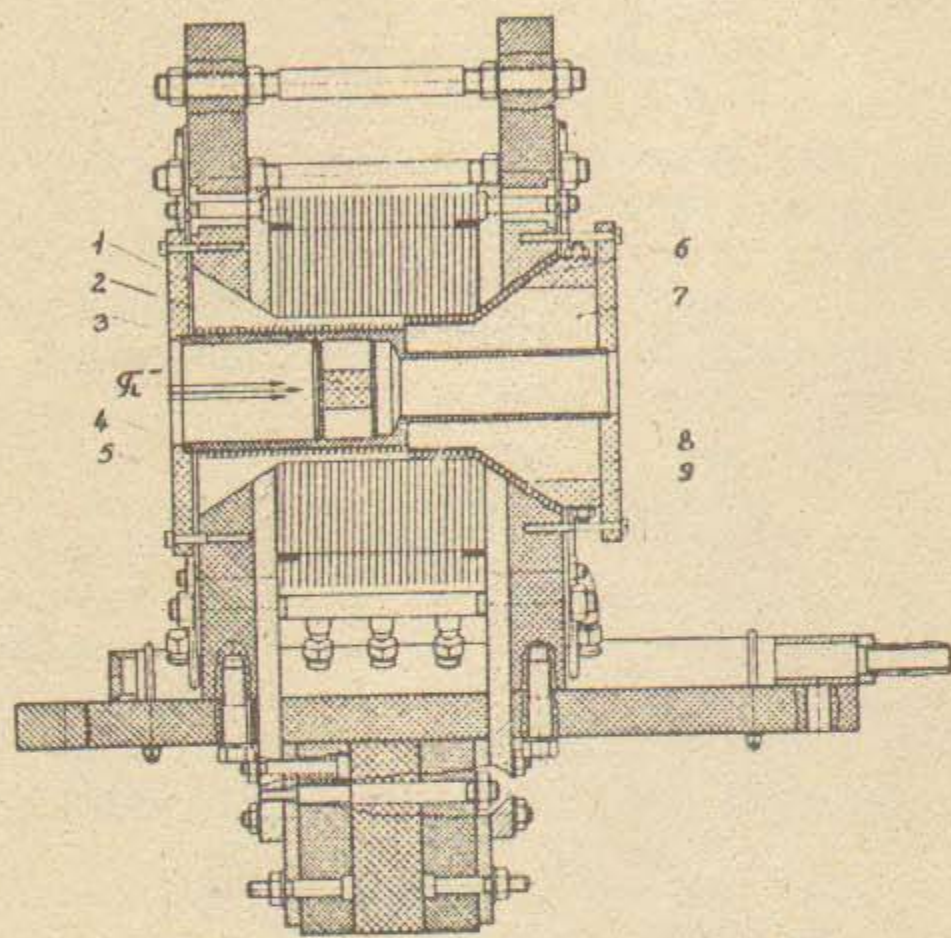


Рис. 1. Расположение эмульсионной камеры и мишени в импульсном магните:
 1, 2 - крепление мишени; 3 - полиэтиленовая мишень (ПМ);
 4 - центрирующая труба; 5, 8 - фланцы; 6 - трубка охлаждения эмульсии; 7 - эмульсионные слои;
 9 - щетки, стягивающие эмульсионную камеру.



Рис. 2. Логарифм функции максимального правдоподобия при различных значениях αP .

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Rich, *et al.* Phys.Rev.Letters, 20, 967 (1968).
2. I.C.Wesley, A.Rich, Phys.Rev.Letters, 24, 1320 (1970).
3. G.Charpak, F.I.M.Farley, R.L.Gazwin, T.Mulleb, I.C.Sens and A.Zichchi, Nuovo Cimento, 37, 1241 (1965).
4. I.Bailey *et al.* Phys.Letters, 28B, 287 (1968).
5. A.Peterman, Fortschr.Phys., 6, 505 (1958).
6. T.Kinoshita and R.I.Oakes, Phys.Letters, 25B, 143 (1967).
7. V.W.Cohen, N.R.Cornfeld, N.F.Ramsey, Phys.Rev., 104, 283 (1956).
8. Tayler, Parker, Zandenberg, Rev.Mod.Phys., 41, 375 (1969).
9. Ogawa S., Ohnuki Y., Ikeda M., Progr.Theor.Phys., 22, 715 (1959).
10. Yamaguchi V., Progr.Theor.Phys., II, Suppl.No.I, 37 (1960).
11. Neeman I., Nucl.Phys., 26, 222 (1961).
12. Gell-Mann M., Phys.Rev., 125, 1067 (1962).
13. S.Coleman and S.L.Glashow, Phys.Rev.Letters, 6, 423 (1961).
14. N.Cabibbo and R.Gatto, Nuovo Cimento, 21, 872 (1961).
15. M.A.B.Beg and A.Pais, Phys.Rev., 137, B1514 (1965).
16. H.Pagels, Phys.Rev., 140, B999 (1965).
17. V.S.Mathur and L.K.Pandit, Phys.Rev., 147, 965 (1966);
Phys.Letters, 20, 308 (1966).
18. E.Donini, F.Pempinelli and S.Sinto, Nuovo Cimento, 46A, 142 (1966).
19. A.L.L.Videira and G.H.Renninger, Phys.Rev., 159, 1238 (1967).
20. Д.Ф.Зарецкий, И.Г.Ивантер, Ядерная физика, 5, 204 (1967).
21. P.P.Divakaran, Nucl.Phys., B15, 601 (1970).
22. H.Kleinert, Springer Tracts in Modern Physics, 49, 90 (1969).
23. R.Davis, Nucl.Phys., B11, 249 (1969).
24. T.Gudehus, Phys.Rev., 184, 1788 (1969).
25. I.Schwinger, Phys.Rev.Letters, 18, 923 (1967).
26. M.Naga, Nucl.Phys., B9, 481 (1969).
27. M.Nauenberg, Phys.Rev., 135, B 1047 (1964).
28. R.L.Cool, E.W.Jenkins, T.F.Kycia, D.A.Hill and R.A.Schlüter, Phys.Rev., 127, 2223 (1962).
29. W.Kernan, T.B.Novey, S.B.Warshaw and A.Wattenberg, Phys.Rev. 129, 870 (1963).
30. I.A.Anderson and F.S.Crawford, Phys.Rev.Letters, 13, 167 (1964).
31. G.Charriere, M.Gaillard, Ph.Rosset, R.Weill, W.M.Gibson, K.Green, P.Tolun, N.A.Whyte, I.C.Combe, E.Dahl-Jensen, N.T.Doble, D.Evans, L.Hoffmann, W.T.Toner, H.Going, K.Gottstein, W.Püschel, V.Scheuing and J.Tietge, Phys.Letters, 15, 66 (1965).
32. D.A.Hill, K.K.Li, E.W.Jenkins, T.F.Kycia and H.Ruderman, Phys.Rev.Letters, 15, 85 (1965).
33. E.Dahl-Jensen, N.Doble, D.Evans, A.I.Herz, U.Liebermeister, Ph.Rosset, C.Busi, G.Önengüt, P.Tolun, M.Gaillard, R.Weill, H.Hansl, A.Manz, W.Püschel, R.Settles, G.Baroni, G.Romano and V.Rossi, Nuovo Cimento, 3A, 1 (1971).
34. V.Cook, T.Ewart, G.Masek, R.Orr and E.Platner, Phys.Rev. Letters, 17, 223 (1966).
35. G.R.Sullivan, A.D.McInturff, D.Kotelchuck and C.E.Roos, Phys.Rev.Letters, 18, 1163 (1967).
36. D.Kotelchuck, E.R.Goza, C.R.Sullivan and C.E.Roos, Phys.Rev. Letters, 18, 1166 (1967).
37. J.Combe, E.Dahl-Jensen, N.Doble, D.Evans, L.Hoffman, Ph.Rosset, W.Toner, W.M.Gibson, K.Green, P.Tolun, N.A.Whyte, G.Charriere, M.Gaillard, B.Wanders, R.Weill, C.Carat'hannasiss, W.Püschel, V.Scheuing, R.Settles, G.Baroni, A.Manfre-

- dini, G.Pomano and V.Rossi, presented at the Int.Conf. on Elementary Particles, Heidelberg (1967).
37. T.S.Mast, M.Alston-Garnjost, R.O.Bangerter, A.Barbaro-Galtieri, L.K.Gershwin, J.J.Murray, F.T.Solmitz, M.L.Stevenson, R.D.Tripp, A.J.Verglas and B.R.Webber, present at the Int.Conf. on Elementary Particles, Heidelberg (1967).
38. Rev.Mod.Phys., 43, n.2 (1971).
39. Rev.of particle properties, Phys.Letters, 33 B, (1970).
40. Л.М.Барков, В.В.Огурцов, С.Х.Хакимов, Международная конференция по физике высоких энергий (Дубна, 1964).
41. Л.М.Барков, В.В.Огурцов, С.Х.Хакимов, ПТЭ, 2, 137 (1966).
42. L.M.Barkov, S.Kh.Khakimov, V.V.Ogurtzov, Les champs magnetiques intenses, Grenoble, 1966, p.409.
43. Л.М.Барков, В.П.Мартемьянов, В.В.Огурцов, В.Г.Тарасенков, С.Х.Хакимов, ПТЭ, 2, 241 (1968).
44. И.И.Гуревич, Л.А.Макарьина, В.П.Мартемьянов, А.П.Мишакова, В.В.Огурцов, Л.В.Суркова, В.Г.Тарасенков, С.Х.Хакимов, Л.А.Чернышева, С.А.Чуева-ИАЭ им.И.В.Курчатова, Л.М.Барков-ИЯФ СО АН СССР-доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий(г.Киев, 26 августа-4 сентября 1970).
45. В.П.Мартемьянов, В.В.Огурцов, В.Г.Тарасенков, С.Х.Хакимов, препринт ИАЭ-2095.
46. Л.М.Барков, И.И.Гуревич, Л.А.Макарьина, В.П.Мартемьянов, А.П.Мишакова, В.В.Огурцов, Л.В.Суркова, В.Г.Тарасенков, С.Х.Хакимов, Л.А.Чернышева, С.А.Чуева, Письма в ЖЭТФ, 14, 93 (1971).

А-28325-И
Т-18198.20.11.71г. ИАЭ. Зак. 8978. Тир. 200.

