

ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОГО МОМЕНТА Λ^0 -ГИПЕРОНА

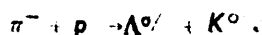
*Л.М.Барков, И.И.Гуревич, Л.А.Махарьина, В.И.Мартемьяков,
А.Н.Мишакова, В.В.Огурцов, Л.В.Суркова, В.Г.Тарасенков,
С.Х.Хакимов, Л.А.Чернышева, С.А.Чуева*

Определение магнитного момента Λ^0 -гиперона проводилось в целом ряде работ [1-5], в которых магнитный момент находился по измерению угла прецессии спина гиперона в магнитном поле.

Среднее значение величины магнитного момента Λ^0 -гиперона, полученное в этих работах, согласуется с предсказаниями теории унитарной симметрии [6, 7]. Однако различные варианты нарушения $SU(3)$ -симметрии не могут быть выбраны при имеющейся точности измерения.

В данной работе приводятся предварительные результаты нового эксперимента по измерению магнитного момента Λ^0 -гиперона.

π^- -мезоны с импульсом 1,07 Гэв/с, выведенные с внутренней мишени ускорителя ИТЭФ, использовались для получения поляризованных Λ^0 -гиперонов в реакции



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.

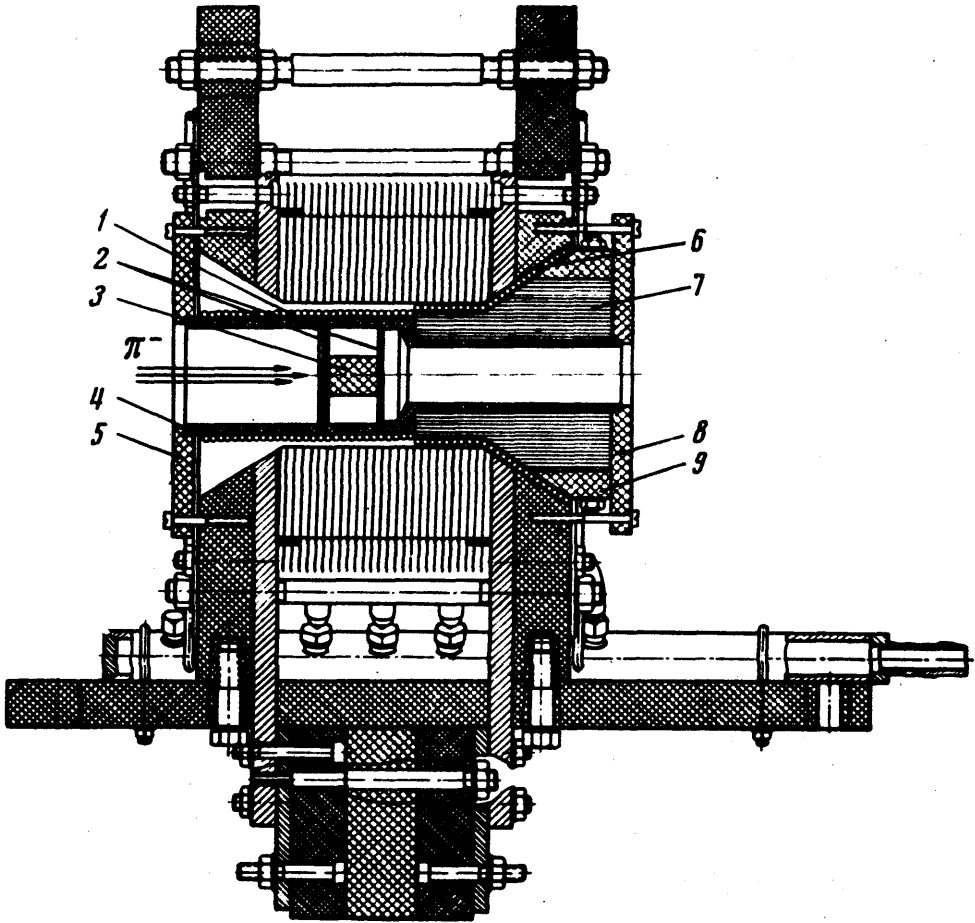


Рис.1. Расположение эмульсионной камеры и мишени в импульсном магните: 1, 2 – крепление мишени, 3 – полиэтиленовая мишень, 4 – центрирующая труба, 5, 8 – фланцы, 7 – эмульсионная камера, 9 – щечки, стягивающие эмульсионную стопку

На рис.1 показана катушка импульсного магнитного поля [8, 9] с расположенными в ней мишенью и эмульсионной камерой. Конструкция камеры позволяет иметь большую светосилу и при равномерном просмотре исключить ошибку, связанную с зависимостью эффективности поиска от ориентации вилки Λ° -распада в эмульсионном слое. Магнитное поле в импульсном магните получалось путем разряда конденсаторной батареи [10]. Форма импульса магнитного поля соответствует полупериоду синусоиды длительностью 6,7 мсек. Длительность импульса частиц из ускорителя и нестабильность сброса давали временную неоднородность магнитного поля $\sim 1,5\%$, а абсолютная величина магнитного поля, измеренная в центре магнита, состав-

ляла (220 ± 10) $\mu\text{с}$. Всего было облучено 4 эмульсионных камеры с двумя полярностями магнитного поля.

Конечное направление поляризации Λ^0 -гиперонов определялось путем наблюдения в эмульсии углового распределения π^- -мезонов распада $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$. Из-за нарушения пространственной четности в Λ^0 -распаде это угловое распределение имеет вид:

$$f(\theta) = \frac{1 + a \cos \theta}{2},$$

где θ – угол в СЦМ между направлением вектора поляризации Λ^0 и импульсом π^- -мезона распада, a – коэффициент асимметрии ($a = aP$).

При просмотре по площади было отобрано 350 вилок, удовлетворяющих предварительным критериям отбора для случаев Λ^0 -распадов. Эти события затем обмерялись на измерительном микроскопе для определения пространственных и кинематических характеристик следов. На каждом следе вилки измерялась плотность зерен с точностью 5% и по калибровочной кривой зависимости плотности зерен от скорости определялась энергия протона и π^- -мезона. Для следов с большой плотностью ионизации энергия частицы определялась по пробегу. Затем вычислялась величина $Q_{\text{эксп}}$ реакции и ΔQ , находились направление полета Λ^0 и средняя координата точки рождения Λ^0 в мишени.

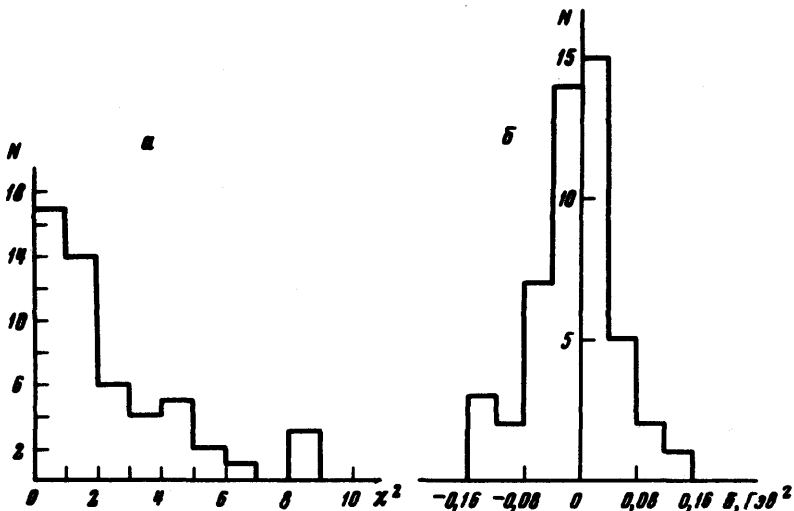


Рис. 2. а – распределение χ^2 , б – распределение $\delta = M_{\chi^2}^2 - M_{K^0}^2$

На рис.2,а приведено распределение

$$\chi^2 = \left\{ \frac{Q_{\text{эксп}} - Q_{\text{теор}}}{\Delta Q} \right\}^2$$

для 52 событий, прошедших через мишень и имеющих $\chi^2 < 9$. Для тех же 52 событий было затем построено распределение δ -разности

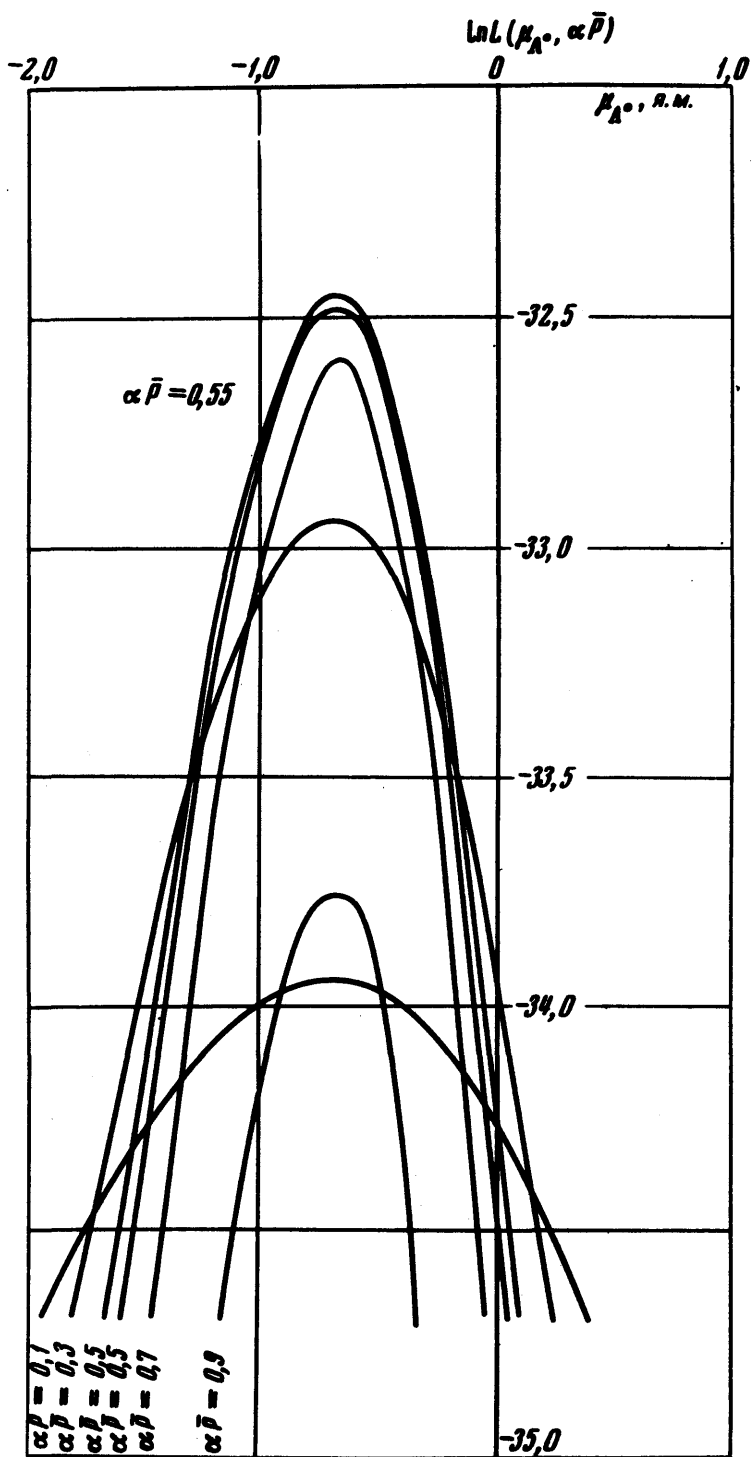


Рис.3. Логарифм функции максимального правдоподобия

между квадратом недостающей массы реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + x$ и квадратом массы K^0 -мезона. Полученное распределение (рис.2,в) согласуется с ожидаемым распределением для событий реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$.

По 49 событиям, имеющим $|\delta| < 0,16$, методом максимального правдоподобия были определены величины магнитного момента μ_{Λ^0} и коэффициента α . Функция правдоподобия записывается в виде

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

где $\theta_i(\mu)$ – угол в СЦМ Λ^0 -гиперона между направлением вылета π^- -мезона распада и направлением вектора поляризации в момент распада, рассчитанного в предположении, что магнитный момент Λ^0 -гиперона равен μ . Из рис.3 следует

$$\mu_{\Lambda^0} = (-0,67 \begin{smallmatrix} +0,31 \\ -0,37 \end{smallmatrix}) \text{ я.м.}, \quad \alpha = 0,55 \begin{smallmatrix} +0,23 \\ -0,24 \end{smallmatrix}.$$

Указанная ошибка соответствует уменьшению логарифма функции правдоподобия на 0,5.

Следует заметить, что приведенные предварительные результаты соответствуют обработке небольшой части имеющегося облученного материала.

В заключение авторы работы приносят благодарность А.О.Вайсенбергу, Л.Л.Гольдину и В.А.Смирнитскому за помощь и полезные обсуждения, коллективу эксплуатации ускорителя ИТЭФ за помощь при выполнении этой работы, а также А.М.Алперс, З.С.Галкиной и М.И.Овсянниковой за помощь при просмотре экспериментального материала.

Поступила в редакцию
10 июня 1971 г.

Литература

- [1] R.L.Cool et al. Phys. Rev., 127, 2223, 1962.
- [2] W.Kernan et al. Phys. Rev., 129, 870, 1962.
- [3] Jared, A.Anderson et al. Phys. Rev. Lett., 13, 167, 1964.
- [4] G.Charriere et al. Phys. Lett., 15, 66, 1965.
- [5] D.A.Niell et al. Phys. Rev. Lett., 15, 85, 1965.
- [6] S.Colleman, S.L.Glashow. Phys. Rev. Lett., 6, 423, 1961.
- [7] M.A.V.Beg, Pais. Phys. Rev., 137, 1514, 1965.
- [8] Л.М.Барков, В.В.Огурцов, С.Х.Хакимов. ПТЭ, № 2, 137, 1966.
- [9] L.M.Barkov, S. Kh.Khakimov, V.V.Ogurtzov. Les champs magnetiques intenses. Grenoble, 1966, p.409.
- [10] Л.М.Барков, В.П.Мартемьянов, В.В.Огурцов, В.Г.Тарасенков, С.Х.Хакимов. ПТЭ, № 2, 241, 1968.