

346
O-51

Оконов, Э.О.

1. Экспериментальные возможности проверки несохранения четности при распаде гиперонов.
2. Возможный опыт по обнаружению $\bar{\Sigma}$ -антигиперона.

Лаборатория высоких энергий

О Т Ч Е Т

- I. Экспериментальные возможности проверки несохранения четности при распаде гиперонов.
2. Возможный опыт по обнаружению Σ^- - антигиперона.

Исполнитель: научный сотрудник
(Конов Э.О.)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Июль 1957 год.

ВВЕДЕНИЕ

Предположение о том, что четность не сохраняется в слабых взаимодействиях ⁽¹⁾ явилось вполне удовлетворительным решением злополучной " τ θ - проблемы".

Однако это предположение выдвинуло серьёзные трудности принципиального характера, связанные с необходимостью отказа от однородности пространства.

В поисках выхода из этого затруднительного положения Ландау ⁽²⁾ и независимо от него Ли и Ян ⁽³⁾ предположили, что в слабых взаимодействиях не имеет место сохранение пространственной и зарядовой четности в отдельности, а существует лишь инвариантность по отношению к совокупности обеих операций - пространственной инверсии и зарядового сопряжения (так наз. "комбинированной инверсии").

Таким образом асимметрия, возникающая при несохранении четности, связывалась не с пространством, а с самой частицей. При этом, поскольку при операции комбинированной инверсии все частицы (за исключением "истинно" нейтральных) переходят в античастицы, понятие четности применительно к этим частицам теряет смысл.

Как было показано ^{Окуном,} Иоффе, и Рудиком ⁽⁴⁾ комбинация $IC=I$, предложенная Ландау не является единственной. В качестве комбинированной четности может быть использована также комбинация пространственной и временной четности $IT=I$ ⁽⁴⁾

Блестящие опыты проведенные в Колумбийском университете (5,6) и показавшие несохранение четности в β -распадах, не противоречат гипотезе Ландау о комбинированной четности, однако они не могут рассматриваться как её прямое экспериментальное подтверждение. Более того, строго говоря, эти опыты нельзя считать также экспериментальным разрешением „ $\tau \theta$ “ проблемы, поскольку до сих пор было установлено несохранение четности только для β -распадов, в которых участвует нейтрино, с которым многие связывают этот эффект.

Таким образом значительный интерес представляют:

- 1) экспериментальная проверка несохранения четности в безнейтринных распадах, а именно в Σ , K -распадах и в распадах гиперонов;
- 2) проверка гипотезы о комбинированной четности применительно к этим распадам.

Несохранение четности при распаде гиперонов.

Известно [7], что изучение распадов гиперонов дает возможность экспериментально решить эти вопросы. Действительно для наблюдения эффектов, связанных с несохранением четности необходимо составить псевдоскалярную величину, т.е. такую которая изменяла бы свой знак при пространственной инверсии. Такой величиной в случае распада гиперонов является например произведение $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}$, где $\vec{\sigma}$ - спин гиперонов, а \vec{p} импульс распадного π - мезона (или нуклона).

Произведение $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}$ изменяет знак при зеркальном отображении ($\vec{\sigma} \rightarrow -\vec{\sigma}$, $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$). Поэтому, если при распаде гиперонов, как и в β -распадах четность нарушается, то должна иметь место асимметрия в вылете π -мезона (нуклона) по направлению спина гиперона и против него.

Более подробный анализ [7] показывает, что рассматриваемая асимметрия будет иметь место при таком варианте комбинированной инверсии, при которой само произведение $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}$ будет инвариантом. Очевидно, что $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}$ является инвариантом по отношению к IC-инверсии. Действительно, под воздействием оператора \hat{I} (пространственной инверсии) $\vec{\sigma} \rightarrow -\vec{\sigma}$ (как осевый вектор), $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$ (как обычный) а под воздействием зарядового сопряжения (\hat{C}) наоборот: $\vec{\sigma} \rightarrow -\vec{\sigma}$, $\vec{p} \rightarrow \vec{p}$. Таким образом под воздействием в совокупности этих 2-х операций $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}$ остаётся инвариантом.

С другой стороны операция \hat{I}^{\prime} (которая согласно теореме Паули и Ледерса ($IC\hat{T}=I$) совпадает просто с операцией зарядового сопряжения \hat{C}) меняет знак у $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}$. Таким образом наличие указанной выше асимметрии свидетельствовало бы в пользу гипотезы Ландау, ($IC=I$) против комбинированной чётности типа $\hat{I}T=I$. [*]

Более детальное рассмотрение [8] эффекта асимметрии, возникающего в случае инвариантности гамильтониана относительно комбинированной инверсии IC, показывает, что эта асимметрия по порядку величины равна:

$$\lambda \cdot \frac{\sqrt{2\mu^* Q}}{\sqrt{2\mu^* Q + m_N^2}}$$

где λ некоторая постоянная, характеризующая степень несохранения четности.

μ^* - приведенная масса распадающихся нуклона и $\bar{\mu}$ - мезона
 Q - энергия распада. Отсюда видно, что при прочих равных условиях асимметрия при распаде Σ - гиперона будет больше ($\sim \lambda \cdot 0,18$) чем при распаде Λ^0 - частицы ($\sim \lambda \cdot 0,1$).

Заметим также, что в случае, если верна гипотеза Ландау, связывающая асимметрию с зарядом, то в распаде антигиперонов должна иметь место асимметрия, противоположная по знаку.

~~В одной из работ появилось экспериментальное указание на то, что спин θ^* - частицы отличен от нуля [14] и, повидимому, равен 2 т.к. значение $G_p = 1$ исключается наличием нейтрального распада $\theta^* \rightarrow 2\pi$ [10]. Если это действительно так, то имеются экспериментальные возможности проверки несохранения четности при распаде θ^* - частиц, причем все приведенные выше рассуждения применительно к распаду гиперонов остаются в силе и для распада $\theta^* \rightarrow \pi^+ + \pi^-$~~

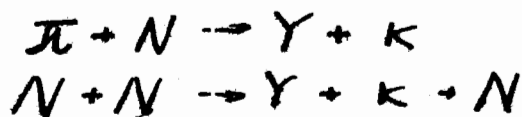
х) Согласно теореме Ли Яна Эма в процесс Пайса-Личмонни можно объяснить и без предположения о сохранении какой-нибудь из четностей ICG. Поэтому строго говоря случай I I C и не может быть исключен из рассмотрения.

Общая схема опыта.

Предлагаемый эксперимент основан на изучении асимметрии распада сравнительно медленных гиперонов (или каким-либо другим способом) поляризованных при рождении.

В настоящее время очень мало, что известно о степени поляризации гиперонов при рождении. Это объясняется не только скудностью экспериментального материала, но и тем обстоятельством, что в случае спина гиперонов равного $1/2$ (что, по видимому, и имеет место в действительности) отсутствует асимметрия в распаде, связанная с орбитальным движением.

Во всяком случае есть все основания считать, что гипероны, рожденные в реакциях:



будут в заметной степени поляризованы относительно плоскости рождения т.е. плоскости образованной векторами импульсов налетающей частицы \vec{P}_π рожденного гиперона \vec{P}_γ .

Кроме того, вполне возможно, что Λ^0 частицы, также как и нейтроны [13] будут поляризованы в результате взаимодействия магнитного момента Λ^0 - частицы с кулоновским полем ядра, в котором она родилась.

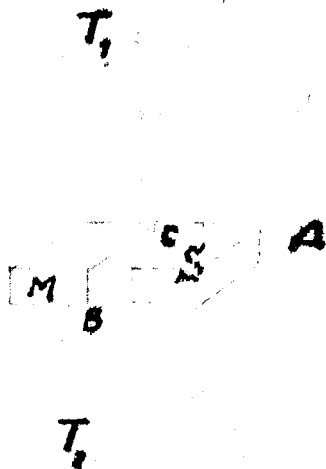
Поляризация может возникнуть также за счёт спинорбитального взаимодействия при упругом рассеянии гиперонов на бесспиновых ядрах и нуклонах. Однако, если этот процесс и имеет место для гиперонов, то вклад его будет мал, так как он является

эффектом второго порядка.

При изыскании способов изучения асимметрии распадов поляризованных гиперонов возникают трудности, связанные с необходимостью как-то выделить направление распадающихся гиперонов. Однако, можно воспользоваться тем обстоятельством, что у гиперонов, испущенных в правую (или левую) по отношению к направлению нелетающих частиц, полушару, спин будет иметь преимущественную ориентацию вверх (или вниз).

В обсуждаемом эксперименте предлагается регистрировать распады гиперонов средних энергий (Σ^- до 0,5 Бэв/с и Λ^0 до 0,33 Бэв/с), распавшихся вблизи внутренней мишени синхрофазотрона справа (или слева) от неё.

В распадах гиперонов таких энергий направление вылета π -мезона мало изменяется за счет движения центра масс, при этом сохраняется такое относительное положение векторов $\vec{p}_\pi - \vec{Q}_\nu$, как если бы распадающийся гиперон покоился бы.



Поскольку пучок протонов как бы "лижет" грань ВС мишени М, проникая лишь на незначительную глубину почти все гипероны, испущенные вправо и обладающие частичной поляризацией относительно плоскости ВСД будут распадаться вне мишени. С другой стороны гипероны испущенные в левую полусферу будут распадаться внутри мишени, так что продукты их распада будут терять значительную энергию при выходе из мишени, или вообще не будут выходить из нее.

По обе стороны плоскости орбиты пучка и перпендикулярно к ней (т.е. по и против направления преимущественной ориентации спина) располагаются 2 совершенно симметричных телескопа ($T_1 \sim T_2$), нацеленных на пространство S, не связанное с мишенью.

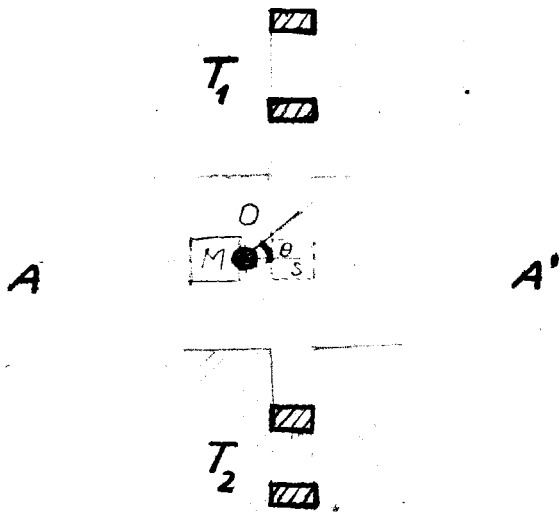
Таким образом, следуя асимметрии по числу π -мезонов, зарегистрированных в T_1 и T_2 можно проверить сохраняется ли четность в распадах гиперонов.

Следует подчеркнуть, что степень поляризации χ гиперонов, распады которых регистрируются подобным устройствам будут значительно больше, чем это можно ожидать усредняя поляризацию по всей полусфере.

Действительно как видно из рис. 2 наибольшей вероятностью попасть в зону, просматриваемую телескопами, не распавшись по

х) Здесь и в дальнейшем под поляризацией имеется ввиду поляризация в выбранном нами направлении т.е. относительно плоскости ВСД.

пути обладают гипероны, испущенные в плоскости орбиты пучка
(AA' - проекция этой плоскости)



⊕ - проекция пучка, излучено перпендикулярно плоскости рисунка от нас.

Эти гипероны как раз и обладают максимальной поляризацией в выбранном нами направлении. Чем больше угол θ - между плоскостью рождения гиперона и плоскостью AA' тем меньше степень поляризации, тем меньше вероятность для гиперонов попасть в область рассматриваемую телескопами, не распавшись по пути, потому что при этом увеличивается предраспадный пробег гиперонов.

Регистрация распадов гиперонов

Как уже упоминалось предполагается регистрировать π -мезоны от распада гиперонов с помощью телескопов $T_1 - T_2$, которые располагается в свинцовых щелевых коллиматорах. Поскольку мы ограничиваемся регистрацией распадов гиперонов сравнительно малых энергий, ^{импульс} энергия регистрируемых π -мезонов остается почти такой же как и в системе центра масс.

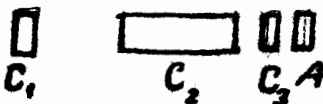
Так, при распаде Σ - гиперона с импульсом до 500 Мэв/с π -мезоны, испущенные перпендикулярно \vec{P}_T будут обладать энергиями. ^{импульсами} $175 \div 190$ мэв/с

Соответствующие ^{импульсы} энергии π -мезонов от распада

($P_{\pi} \approx p + 330$ Мэв/с) лежат в интервале $90 \div 102$ мэв/с

Это обстоятельство даёт возможность выделить распады $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi + 3\pi$
 $\Sigma^- \rightarrow n + \pi + 118$ частиц идентифицируя π -мезон и измеряя его энергию.

Для этой цели можно использовать, например, телескопическую систему, изображенную на схеме:



Сцинтилляционные счетчики включены по схеме

Толщина $C_1 + C_2 + C_3 - A$

Система должна давать отсчет при наличии определенного по величине импульса в C_1 (измерение ионизации) и в C_2 (измерение полной энергии и пробега).

Толщина счетчика C_2 выбирается таким образом, чтобы остановка

π - мезона произошло в счетчике C_2 (около 30 г/см² для Σ - распада и около 5 г/см² для Λ^0 - распада).

Разумеется, систему надо предварительно откалибровать, настроив на регистрацию π - мезонов определенной энергии,

Для идентификации π - мезона и измерения его энергии, можно применить, также так называемый " $\frac{dE}{dx}$ - счетчик", - телескопическую систему, описанную в [14].

Для большей достоверности можно было бы регистрировать также распадный нуклон вторым телескопом включенным на совпадение с π - мезонным телескопом.

Использование такой системы связано с потерями в числе регистрируемых импульсов т.к. направление вылета нуклона и его энергия (в отличие от π мезона) уже будут заметно меняться с изменением скорости гиперонов, в регистрируемом интервале энергии.

Вполне возможно, однако, что регистрация одного π - мезона с довольно резко выделенной энергией испущенного не из минимума под большим углом окажется достаточной для надёжной идентификации распадов гиперонов. Имитировать распад исследуемого гиперона могут в принципе только распады других гиперонов и θ - частицы.

Однако, вклад таких паразитных эффектов будет мал.

Действительно, испустить π - мезон определенной энергии (~30 и ~90 Мэв) под определенным углом может только такая "паразитная" частица, которая обладает определенным импульсом, тогда как регистрация исследуемого процесса (распад Σ или Λ^0 гиперона) осуществляется для широкого интервала импульсов - несколько сот Мэв/с.

ОЦЕНКА ЧИСЛА ОТСЧЕТОВ

Проведем оценочный расчет статистики для случая регистрации Λ^0 - распадов, поскольку относительно Λ^0 -гиперонов имеются более определенные экспериментальные данные.

Число Λ^0 - частиц, рожденных в бериллиевой мишени толщиной ~ 20 г/см² в результате реакции $p + N \rightarrow \Lambda^0 + \kappa + N$ ($\sigma_{\text{за}} = 0.5$ мб) при интенсивности пучка протонов $\sim 10^{10}$ ^{за импульс} будет равно:

$$n = 10^{10} \cdot 0.5 \cdot 10^{-27} \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 20 \approx 6 \cdot 10^7 / \text{за импульс}$$

или $\sim 2 \cdot 10^{10}$ / за 1 час.

Будем считать, что из них 1/20 пересекает область (азимутальный угол $\pm 18^\circ$). Исследование Λ^0 - частиц, полученных в космических лучах в результате соударения частиц больших энергии, указывает на большое число медленных Λ^0 - частиц (с $E_{\text{мин}} < 70$ Мэв), доля которых составляет 10% от общего числа рожденных частиц [13]. Эту цифру мы и используем для оценки числа Λ^0 - частиц в выбранном нами интервале энергий.

Принимая телесный угол Π - мезонного телескопа 10^{-3} и распадный фактор - 0,1 (зона S на расстоянии $l \pm 2$ см от мишени) получаем для числа регистрируемых Λ^0 - распадов: (за 1 час) $2 \cdot 10^{10} \cdot 0,05 \cdot 0,1 \cdot 10^{-3} \cdot 0,1 = 10^4$ регистрируемых распадов за 1 час.

Окончательная величина эффекта исследуемой асимметрии будет зависеть от поляризации гиперонов и от степени несохранения четности при их распаде.

ПРОВЕРКА СИММЕТРИЧНОСТИ π^- -МЕЗОННЫХ ТЕЛЕСКОПОВ.

Чтобы избежать "ложной" асимметрии, нужно добиться полной симметричности обоих телескопов или хотя бы измерить степень несимметричности, если от нее будет трудно избавиться.

Наилучшей проверкой в этом отношении может послужить изменение направления преимущественной ориентации спина на противоположное, что должно повлечь за собой изменение знака исследуемой асимметрии.

Телескопы T_1 и T_2 предполагается расположить в неподвижных коллиматорах, смонтированных в верхнюю и нижнюю крышку выводного линейного промежутка.

Поэтому единственным способом изменить знак асимметрии, является изменение положение мишени (её лучше вдвигать сверху) таким образом, чтобы мишень находилась то справа, то слева от зоны S , просматриваемой телескопами. (На рис. 3 изображен вид сверху).

Если в первом случае, число π^- -мезонов зарегистрированных телескопами T_1 и T_2 равно соответственно N_1 и N_2 , а во втором случае N_1' и N_2' , то исследуемая асимметрия может быть найдена из соотношения:

$$m = \sqrt{\frac{N_1 \cdot N_2'}{N_2 \cdot N_1'}}$$



Рис. 3

при этом асимметрия, связанная с несимметричностью телескопов автоматически исключается.

Впрочем, несимметричность каналов может быть непосредственно измерена, если регистрировать телескопами T_1 и T_2 не π^- - мезоны от распада гиперонов, а π^- - мезоны рожденные в самой мишени. Для этого телескопы надо нацелить прямо на мишень.

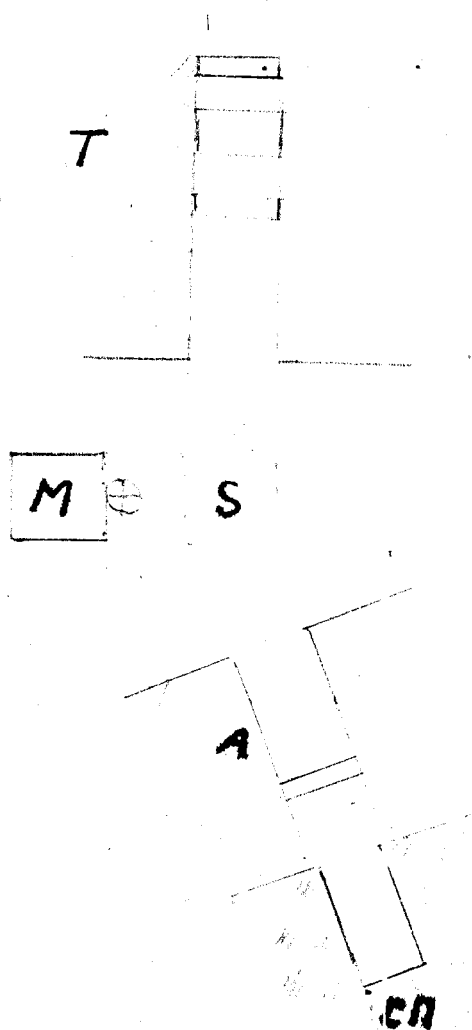
РЕГИСТРАЦИЯ Σ^- - АНТИГИПЕРОНА.

Предлагаемую систему счетчиков можно использовать для обнаружения антигиперонов, в частности, для регистрации распада $\Sigma^- \rightarrow \bar{n} + \pi^+ + 118 \text{ мэВ.}$

Естественно, что в данном случае нельзя ограничиться регистрацией только π^+ - мезоне необходимо одновременно регистрировать и антинейтрон.

Для этой цели лучше всего использовать счетчик полного поглощения $[I_4]$, перед которым следует поставить сцинтилляционный счетчик, включенный на антисовпадения. Оба счетчика помещаются в свинцовый коллиматор, нацеленный на зону S . Антинейтрон пройдя, не зарегистрировавшись, антисовпадательный счетчик, попадает в счетчик полного поглощения, в котором аннигилирует, вызывая большой по величине "аннигиляционный" импульс.

Вся эта система включается на совпадения с π - мезонным телескопом, настроенным на регистрацию π - мезона с энергией ~ 90 мэв. На рис. 4 изображена предполагаемая схема установки.



- T** - π - мезонный телескоп
M - мишень
S - зона распада
 ● - сечение пучка
A - антисовпадательный счетчик
СП - счетчик полного поглощения.

Таким образом факт распада Σ^- - частицы устанавливается по регистрации антинейтрона и π - мезона характерной энергии, испущенных под определенными углами из пространства S , не связанного с мишенью. В качестве контрольного опыта (наряду с обычной кривой возбуждения) можно использовать следующий: если настроить π - мезонный телескоп на регистрацию π - мезона другой энергии, отличной от 90 мэв, счетность должна резко упасть.

Оценка ожидаемого числа отсчетов делается исходя из следующих предположений:

элементарное сечение рождения Σ^- $\sigma = 10^{-30}$ см² ;
 мишень, - медь эффективная толщина 100 г/см² ; доля Σ^-
 в интервале 300 + 500 мэв/с - 10^{-2} ; поправка
 на геометрическую неэффективность антинейтронного канала за
 счёт распределения по углам Σ^- вылетающих из мишени - 0,2.

Остальные факторы принимались по величине такими же как и в предыдущем расчете.

Таким образом ожидаемое число отсчетов за 1 час.

$$n = 3 \cdot 10^{12} \cdot (64)^{2/3} \cdot \frac{6 \cdot 10^{23}}{64} \cdot 10^{-30} \cdot 100 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-3} \cdot 0,1 \cdot 0,2 \sim 0,5 \text{ за } 1 \text{ час.}$$

Как видно из этого оценочного расчета постановка этого опыта является довольно затруднительной при интенсивности протонного пучка 10^{10} за импульс. Однако увеличение этой интенсивности в несколько раз делает вполне реальным постановку этого эксперимента.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- I. Lee, Yang. (preprint)
2. Ландау ЖЭТФ 32 (405) 1957 г.
3. Lee, Yang. Phys.Rev. I04 (254) 1956 г.
4. Ноффе, Окунь, Рудик ЖЭТФ 32 (396) 1957 г.
5. Garwin, Lederman, Weinrich. Phys.Rev. I05(I4I5) 1957 г.
6. Wu, Ambler et col. Phys.Rev. I05(I4I3) 1957 г.
7. Lee, Yang. (preprint)
8. Ноффе ЖЭТФ 32 (I246) 1957 г.
9. Lee, Oehme, Yang. I06 (340) 1957 г.
- I0 Матинян ЖЭТФ 32 (I248) 1957 г.
- II Gupta, Chang, Snyder. Phys.Rev.106 (141) 1957.
- I2 Rigeway Phys.Rev. I04 (5I3) 56
- I3 Voss, Wilson. Phil.Mag. 1 (175) 1956.
- I4 Wolfe, Silverman, De-Wire. Rev.Sci.Instr.26 (504) 1955
- I5 Reynolds. Phys.Rev.94 (207) 1954.
- 16 Brabant, Cork et col. Phys.Rev. 101 (498) 1956.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА