

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Б. НЕГАНОВ

К ВОПРОСУ О СТРОЕНИИ НУКЛОНОВ x)

Январь 1957 г.

---

x) Должено на Всесоюзной конференции по физике частиц высоких энергий 22 мая 1956 года.

## К ВОПРОСУ О СТРОЕНИИ НУКЛОНОВ

### В В Е Д Е Н И Е .

Успешное развитие экспериментальной техники позволило за последние годы установить основные свойства  $\pi$ -мезонов, исследовать характер взаимодействия  $\pi$ -мезонов с нуклонами и получить значительное количество сведений о новых нестабильных частицах, образующихся при взаимодействии быстрых нуклонов и  $\pi$ -мезонов. В результате этих исследований были установлены следующие фундаментальные факты:

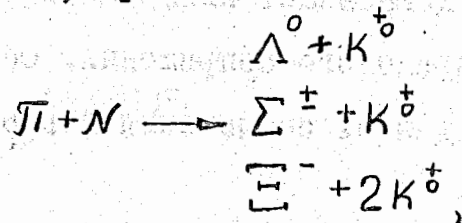
1. Резонансное взаимодействие  $\pi$ -мезонов с нуклонами в  $\rho$ -состоянии с полным моментом  $3/2$  и изотопическим спином  $3/2$ .
2. Совместное образование гиперонов и  $K$ -мезонов.
3. Образование антинуклонов.

Из установленных фактов только последний был уверенно предсказан теорией и доказывает инвариантность физических законов относительно зарядового сопряжения. Остальные факты были неожиданными, и для их объяснения <sup>требуется</sup> новые предположения и представления.

Попытки интерпретации первых двух фактов как следствий существования возбужденных состояний нуклонов были предприняты в ряде работ<sup>1,2,3</sup>. Однако вопрос о строении нуклонов в них не рассматривался и его структурные элементы не указывались. Без допущения существования таких элементов вряд ли имеет смысл говорить о возбужденных состояниях нуклона. Если возбужденные состояния нуклона действительно существуют,

то нуклон не является элементарной частицей и, следовательно, должен существовать процесс диссоциации нуклона на составляющие его фундаментальные частицы. Такой процесс из-за сильного взаимодействия между частицами, образующими нуклон, должен бы сравнительно часто происходить при взаимодействии космических лучей с веществом и, следовательно, структурные частицы нуклонов, если бы такие существовали, не могли бы не замечены среди ливневых частиц, возникающих при столкновении очень быстрых нуклонов с ядрами. Эти частицы должны быть ядерно-активными, и характерной особенностью их должно быть только связанное рождение, либо рождение в паре с соответствующими им античастицами, существование которых следует из факта рождения антинуклонов.

Новые ядерно-активные частицы действительно были обнаружены среди ливневых частиц и по современной классификации делятся на гипероны и К-мезоны. Характерной особенностью этих частиц является примерно одинаковое время их жизни и совместное образование, происходящее по схеме<sup>4,5</sup>:



где  $\Lambda^0$  - нейтральный гиперон с массой  $/2182 \pm 1/ m_e$ ,  
 $\Sigma^{\pm}$  - заряженный гиперон с массой  $/2333 \pm 1,5/ m_e$ ,  
 $\Xi$  - каскадный гиперон с массой  $/2582 \pm 10/ m_e$ .

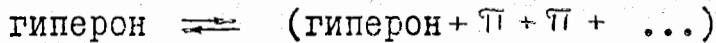
Необходимо установить роль новых частиц в ядерных взаимодействиях и их отношение к строению нуклона.

Из относительно большой величины сечения рождения гиперонов и  $K$  - мезонов следует, что существует сильное взаимодействие между этими частицами.

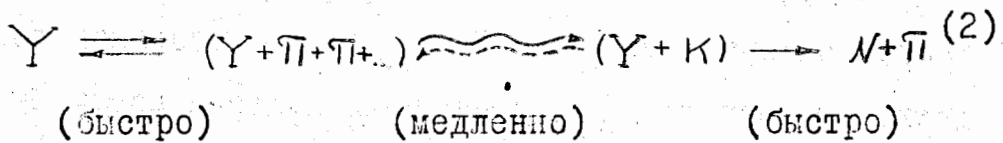
Если предположить, что нуклон не является элементарной частицей, а представляет собой систему, состоящую из частиц, тесно связанных между собой через  $\pi$  - мезонное поле, то, по-видимому, структурными частицами нуклона могут быть только гипероны и  $K$  - мезоны. Действительно, при излучении и поглощении нуклоном одного или нескольких  $\pi$  - мезонов свойства нуклона не меняются. Это означает, что  $\pi$  - мезоны могут играть только роль квантов нуклонного поля, связывающего структурные элементы нуклона. Резонансный характер взаимодействия  $\pi$  - мезонов с нуклонами согласуется с этим заключением. Испускание нуклоном одного  $K$  - мезона, наоборот, приводит к превращению его в новую частицу со свойствами, существенно отличными от свойств нуклона. Обратное превращение гиперонов в нуклоны может происходить быстро только при поглощении  $K$  - частицы. Самопроизвольное медленное превращение гиперонов в нуклоны происходит в  $10^{12}$  раз медленнее ядерных взаимодействий и обусловлено, вероятно, нестабильностью  $K$  - мезонов по отношению к превращению их в  $\pi$  - мезоны. Действительно, для того, чтобы сильное взаимодействие между гиперонами и  $K$  - частицами могло осуществляться через  $\pi$  - мезонное поле,



необходимо, чтобы процесс



был достаточно быстрым. Но тогда невозможно исключить медленный процесс образования в  $\pi$ -мезонном поле гиперона  $K$ -мезона с последующим быстрым поглощением его гипероном на основании схемы (I):



Из схемы (2) видно, что скорость превращения гиперона в нуклон определяется скоростью медленного процесса образования  $K$ -мезона и, следовательно, времена жизни гиперонов и  $K$ -мезонов должны быть сравнимы между собой. Этот вывод находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

Таким образом имеется достаточно оснований, чтобы интерпретировать превращение нуклона в гипероны и  $K$ -мезоны, происходящее по схеме (I), как процесс диссоциации нуклона.

Мы постулируем, что гипероны и  $K$ -мезоны являются структурными частицами нуклона. Тогда из нашего постулата вытекает три важных следствия:

I. Поскольку  $\pi$ -мезоны являются квантами нуклонного поля, то взаимодействие гиперонов и  $K$ -мезонов, приводящее к образованию нуклона, и взаимодействие гиперонов и  $K$ -мезонов с нуклонами должно происходить через  $\pi$ -мезонное поле. Между

гиперонами и  $K$ -мезонами, возникающими в реакции (I), должны существовать силы притяжения. Тот факт, что гипероны способны замещать нуклоны в ядрах, образуя гипер-ядра<sup>6)</sup>, находится в согласии с этим следствием.

2. Из резонансного взаимодействия  $\pi$ -мезонов с нуклонами следует, что должны существовать возбужденные состояния нуклона. Опыты по изучению образования  $\pi$ -мезонов в элементарных актах, действительно показал, что определяющую роль в этих процессах играет резонансное взаимодействие  $\pi$ -мезона с одним из нуклонов, участвующих в соударении<sup>7)</sup>, и, следовательно, этот результат не противоречит тому, что излучение  $\pi$ -мезонов происходит в результате высвечивания возбужденного нуклона.

3. Так как принцип зарядовой инвариантности выполняется для нуклонов и  $\pi$ -мезонов, то он должен выполняться и для частиц, образующих нуклоны, поскольку взаимодействие их происходит через  $\pi$ -мезонное поле.

Формальное описание связанного рождения гиперонов и  $K$ -мезонов на основе обобщенного принципа зарядовой инвариантности<sup>8)</sup> хорошо согласуется с опытом. Этот факт можно рассматривать как подтверждение справедливости третьего следствия.

Ниже излагается гипотеза строения нуклона, которая качественно согласуется с основными экспериментальными фактами. Недостаток сведений о свойствах новых частиц и отсут-

ствие релятивистской теории сильно взаимодействующих частиц не позволяют пока развить данную гипотезу в строгой форме и яснить многие ее следствия. Однако те качественные выводы, которые из нее можно сделать в настоящее время, могут послужить предметом экспериментальной проверки и позволяют уточнить многие детали, которые пока, естественно, не могут быть однозначно выбраны.

### 1. Строение гиперонов.

В нашей схеме фундаментальными частицами являются  $K$ -мезон и каскадный гиперон  $\Sigma$ , существующие в двух зарядовых состояниях и имеющие изотопический спин, равный  $1/2$ . Наличие двух зарядовых состояний, очевидно, связано с сильным взаимодействием этих частиц через  $\Pi$ -мезонное поле. На основании следствия I это взаимодействие приводит к сильному притяжению между  $K^{\pm}$  и  $\Sigma^{\pm}$ -частицами и соответствующими им анти-частицами  $\bar{K}^{\pm}$  и  $\bar{\Sigma}^{\pm}$ , в результате которого может образоваться связанное состояние с большим дефектом масс. Такого притяжения не существует между  $K^{\pm}$ ,  $\bar{\Sigma}^{\pm}$  и  $\bar{K}^{\pm}$ ,  $\Sigma^{\pm}$  частицами соответственно. Две частицы с изотопическим спином  $1/2$  могут образовать следующие четыре связанных состояния с  $T=0$  и  $T=1$ , которые можно отождествлять с заряженными и нейтральными гиперонами:

$$\begin{array}{l|l}
 \Psi_{1,1} = \Sigma^{\pm} K^{\pm} & \Sigma^{\pm} \\
 \Psi_{1,-1} = \Sigma^{\mp} K^{\mp} & \Sigma^{\mp} \\
 \Psi_{1,0} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Sigma^{\pm} K^{\mp} + \Sigma^{\mp} K^{\pm}) & \Sigma^0 \\
 \Psi_{0,0} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Sigma^{\pm} K^{\mp} - \Sigma^{\mp} K^{\pm}) & \Lambda^0
 \end{array} \quad (3)$$

Без учета кулоновского взаимодействия состояния  $\Psi_{1,1}$ ;  $\Psi_{1,-1}$  и  $\Psi_{1,0}$  энергетически вырождены; если массы  $\Xi^0$  и  $\Xi^-$ , а также  $K^0$  и  $K^+$  - частиц равны соответственно. Из-за кулоновского взаимодействия масса  $\Lambda \Sigma^0$  - частицы должна быть меньше средней массы  $\Sigma^\pm$  - частицы на величину  $\Delta E$ , зависящую от взаимного расстояния  $r$  между  $\Xi$  и  $K$  - частицами. Для оценки значения  $\Delta E$  можно принять  $r$  равным комptonовской длине волны  $\Sigma^0$  - частицы. Тогда

$$\Delta E = \frac{e^2}{2r} = \frac{1}{2} \frac{m_0 c^2}{\lambda} \approx 4 \text{ МэВ}$$

Максимальное значение  $\Delta E$ , очевидно, может быть равно 74 МэВ / когда массы  $\Sigma^0$  и  $\Lambda^0$  частиц совпадают/. В этом случае  $r$  по порядку величины равно  $2 \cdot 10^{-15}$  см. Элементарная оценка показывает, что даже в этом предельном случае взаимодействие  $\Xi$  и  $K$  - частиц через  $\pi$  - мезонное поле может быть достаточно сильным, чтобы обеспечить требуемую глубину потенциальной ямы<sup>х)</sup>

х) Для такой оценки можно положить длину волны  $\pi$  - мезона внутри ямы равной  $\lambda = \frac{h}{p}$

Подставляя в это выражение релятивистский импульс частицы, получим  $p = \sqrt{\frac{h^2 c^2}{r^2} + (m_0 c)^2} \approx \frac{h c}{r} = 10 \text{ ВэВ}$

Если использовать потенциал Юкавы с константой, то получим величину потенциальной энергии:

$$\varphi = g^2 \frac{e^{-\frac{\mu c}{h} r}}{r} \approx \hbar c \frac{e^{-\frac{\mu c}{h} r}}{r} \approx \frac{\hbar c}{r} \approx 10 \text{ ВэВ}$$



Схемы строения нейтральных и заряженных гиперонов на основании /3/ могут быть записаны следующим образом:

$$\Lambda^0 = (\Xi^0 + K^0 \rightleftharpoons \Xi^- + K^+) - Q_1 \quad (4)$$

$$\Sigma^+ = \Xi^0 + K^+ - Q_2 \quad (5)$$

$$\Sigma^- = \Xi^- + K^0 - Q_2 \quad (6)$$

$$\Sigma^0 = (\Xi^0 + K^0 \rightleftharpoons \Xi^- + K^+) - Q_2 - \Delta E, \quad (7)$$

где  $Q_1$  и  $Q_2$  есть энергия связи  $K$ -мезонов с  $\Xi$ -частицей, равные  $(698 \pm 5)$  и  $(624 \pm 5)$  Мэв соответственно, если принять массу  $K$ -мезона равной  $965 m_e$ .

## 2. Строение нуклонов.

Если образовать систему из  $\Xi$ -частицы и двух  $K$ -мезонов, то получим следующие две группы состояний с  $T=1/2$  и одну группу с  $T=3/2$ .

$$\eta_{1/2, 1/2} = \Psi_{0,0} \mathcal{Y}_{1/2, 1/2}$$

$$\eta_{1/2, -1/2} = \Psi_{0,0} \mathcal{Y}_{1/2, -1/2}$$

$$\chi_{3/2, 3/2} = \Psi_{1,1} \mathcal{Y}_{1/2, 1/2}$$

$$\chi_{3/2, -3/2} = \Psi_{1,-1} \mathcal{Y}_{1/2, -1/2}$$

(8)

$$\chi_{3/2, 1/2} = \sqrt{\frac{1}{3}} \Psi_{1,1} \varphi_{1/2, 1/2} + \sqrt{\frac{2}{3}} \Psi_{1,0} \varphi_{1/2, 1/2}$$

$$\chi_{3/2, -1/2} = \sqrt{\frac{1}{3}} \Psi_{1,-1} \varphi_{1/2, 1/2} + \sqrt{\frac{2}{3}} \Psi_{1,0} \varphi_{1/2, -1/2}$$

$$\chi_{1/2, 1/2} = \sqrt{\frac{2}{3}} \Psi_{1,1} \varphi_{1/2, -1/2} - \sqrt{\frac{1}{3}} \Psi_{1,0} \varphi_{1/2, 1/2}$$

$$\chi_{1/2, -1/2} = \sqrt{\frac{1}{3}} \Psi_{1,0} \varphi_{1/2, -1/2} - \sqrt{\frac{2}{3}} \Psi_{1,-1} \varphi_{1/2, 1/2}$$

Здесь через  $\varphi_{1/2, 1/2}$  и  $\varphi_{1/2, -1/2}$  обозначена волновая функция  $\Lambda^0$  и  $K^0$ -мезонов.

Состояния  $\chi_{1/2, 1/2}$  и  $\chi_{1/2, -1/2}$ , вероятно, следует отождествить с протоном и нейтроном в основном состоянии. Тогда  $\chi_{3/2}$  и  $\chi_{1/2}$  есть возбужденные состояния нуклонов, проявляющиеся при взаимодействии  $\pi$ -мезонов с нуклонами.

Таким образом схема строения нуклонов должна быть следующей:

$$p = \Lambda^0 + K^+ - Q_3 \quad (9)$$

$$n = \Lambda^0 + K^0 - Q_4, \quad (10)$$

где  $Q_3$  и  $Q_4$  - энергии связи  $K^+$  и  $K^0$  мезонов с  $\Lambda^0$ -частицей, равные  $670 \pm 0,5$  и  $668,7 \pm 0,5$  Мэв соответственно. Разница в энергиях связи  $K^+$  и  $K^0$  мезонов с  $\Lambda^0$ -частицей, вероятно, обусловлена дополнительными кулоновскими взаимодействиями между  $K^+$  и  $\Lambda^0$ -частицами, которое приводит

к снятию энергетического вырождения состояний /9/ и /10/, делая состояние /9/ энергетически более низким. Действительно, учитывая схему строения  $\Lambda^0$ -частицы /4/, выражения /9/ и /10/ могут быть переписаны в виде:

$$P = [K^+ + \Xi^- + K^+ \rightleftharpoons K^+ + (\Xi^0 + K^0)] - Q_1 - Q_3$$

$$n = [K^0 + \Xi^0 + K^0 \rightleftharpoons K^0 + (\Xi^- + K^+)] - Q_1 - Q_4$$

/II/

откуда видно, что в первом случае дополнительное кулоновское притяжение между  $K^+$  и  $\Xi^-$ -частицами не компенсируется отталкиванием  $K^+$ -мезонов, если среднее расстояние между ними больше расстояния между  $K^+$  и  $\Xi^-$ - частицами.

Таким образом, нуклон по нашей схеме является сложной системой из трех сильно связанных частиц. Сердечником этой системы служит каскадный гиперон, в  $\pi$ -мезонном поле которого движутся два  $K$ -мезона. Чтобы описать взаимодействие этих частиц между собой и иметь возможность отличить их от соответствующих им античастиц (например,  $K^0$  и  $\bar{K}^0$ ), можно по аналогии с электродинамикой  $\Xi$  и  $K$ -частицам приписать некоторый заряд  $d$ , который мы назовем мезонным, чтобы отразить взаимодействие этих частиц через  $\pi$ -мезонное поле. В отличие от электрического заряда квантами поля мезонного заряда являются  $\pi$ -мезоны, и он не сохраняется в слабых взаимодействиях, протекающих в  $10^{12}$  раз медленнее ядерных взаимодействий. Последнее следует из факта нестабиль-

ности  $K$ -мезонов по отношению к превращению их в  $\pi$ -мезоны. Очевидно, частицы и соответствующие им античастицы должны отличаться знаками мезонных зарядов и между частицами с мезонными зарядами противоположных знаков должно существовать притяжение. Таким образом,  $\Xi^0$  и  $K^0$  частицам мы должны приписать мезонные заряды разных знаков. Величина заряда  $\Xi$ -частицы должна быть в два раза больше соответствующей для  $K$ -мезонов, чтобы с  $\Xi$ -частицей могли быть связаны не более чем два  $K$ -мезона. Тогда  $\Xi^0$ -частице следует приписать заряд  $-2d$ , а  $K^0$ -мезону  $+1d$  / в соответствии со знаком электрического заряда/. При этом мезонный заряд  $\Sigma^+$  и  $\Lambda^0$  частиц согласно схеме /3/ будет равен  $-1d$ , а заряд нуклона - нулю. Введенный таким образом мезонный заряд гиперонов и  $K$ -мезонов совпадает с их странностью  $S$  8).

Поскольку фундаментальным процессом, ответственным за превращения, в которых мезонный заряд не сохраняется, является медленный распад  $K$ -мезонов на  $\pi$ -мезоны, то наблюдаемы могут быть те процессы, в которых мезонный заряд системы меняется не более чем на единицу. Это правило также совпадает с правилом отбора для изменения  $S$  в медленных процессах. Таким образом, введенное Гелл-Манном новое квантовое число "странность" можно интерпретировать как мезонный заряд частиц и сохранение его в быстрых процессах с точки зрения рассматриваемой модели означает просто сохранение полного числа  $K$ -мезонов, находящихся в свободном и связанном состояниях.

### 3. Возбужденные состояния нуклонов

Рассматриваемая схема позволяет интерпретировать резонансное взаимодействие  $\Delta$ -мезонов с нуклонами как следствие существования возбужденного состояния нуклона с полным моментом  $3/2$  и энергий возбуждения  $280$  Мэв и второго состояния с энергией возбуждения порядка  $700$  Мэв. Поскольку переход нуклонов из первого состояния в основное происходит путем испускания псевдоскалярных квантов в  $P$ -состоянии; то четность первого возбужденного состояния должна совпадать с четностью основного состояния нуклона. Следовательно, если не происходит изменения внутренней четности  $K$ -мезонов<sup>х)</sup>; то переходы с изменением орбитального момента  $K$ -мезонов на единицу запрещены, и возбужденное состояние может образоваться либо за счет изменения ориентации спина одной из частиц, либо за счет изменения орбитального момента одного или двух

$K$ -мезонов на две единицы, Первый способ образования возбужденного состояния возможен только в том случае, если спин  $K$ -мезона не равен нулю. Действительно, предположение, что четности  $\theta$  и  $\tau$  мезонов одинаковы, исключает на основании их схемы распада возможность равенства их спинов нулю. Таким образом, пока возможны все три способа образования первого возбужденного состояния нуклона с изменением четности

$K$ -мезона при изменении орбитального момента на единицу и

---

х)  $K$ -мезон может быть сложной частицей, имеющей два состояния с различной четностью.



без изменения четности с изменением орбитального момента на две единицы, либо путем изменения ориентации спина  $K$ -мезона.

Схемы возбужденных состояний нуклона могут быть записаны на основании /8/ следующим образом:

$$\mathcal{N}_{3/2, 3/2}^* = K^+ + \Xi^0 + K^+ \quad /12/$$

$$\mathcal{N}_{3/2, -3/2}^* = K^0 + \Xi^- + K^0 \quad /13/$$

$$\mathcal{N}_{3/2, 1/2}^* = K^0 + (\Xi^0 + K^+) \rightleftharpoons K^+ + (\Xi^0 + K^0) \rightleftharpoons K^+ \Xi^- + K^+ \quad /14/$$

$$\mathcal{N}_{3/2, -1/2}^* = K^+ + (\Xi^- + K^0) \rightleftharpoons K^0 + \Xi^0 + K^0 \rightleftharpoons K^0 + (\Xi^- + K^+) \quad /15/$$

$$\mathcal{N}_{1/2, 1/2}^{**} = \frac{1}{6} [K^+ + (\Xi^0 + K^0)] \rightleftharpoons \frac{2}{3} [K^0 + (\Xi^0 + K^+)] \rightleftharpoons \frac{1}{6} (K^+ \Xi^- + K^+) /16/$$

$$\mathcal{N}_{1/2, -1/2}^* = \frac{1}{6} [K^0 + (\Xi^- + K^+)] \rightleftharpoons \frac{2}{3} [K^+ + (\Xi^- + K^0)] \rightleftharpoons \frac{1}{6} (K^0 \Xi^0 + K^0) /17/$$

Вырождение состояний /12/, /13/, /14/ и /15/ снимается из-за кулоновского взаимодействия, это же имеет место для состояний /16/ и /17/. Из группы состояний, соответствующих первому возбужденному состоянию нуклона, состояние /12/ является энергетически наивысшим. За ним в порядке уменьшения следуют состояния /13/, /14/ и /15/. Таким образом, "линии" квартета  $3/2$

располагается в следующем порядке по возрастанию изотопического спина:  $-1/2, 1/2, -3/2, 3/2$ , массы  $\Xi^0, \Xi^-$  и  $K^0, K^+$  частиц равны соответственно. Это же относится и к состояниям /16/ и /17/, соответствующим второму возбужденному состоянию нуклона.

Время жизни нуклонов в возбужденных состояниях является крайне малым из-за сильного взаимодействия между частицами, приводящего к образованию системы с энергией связи /за один

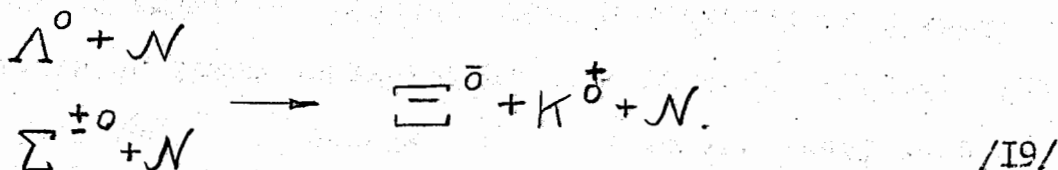
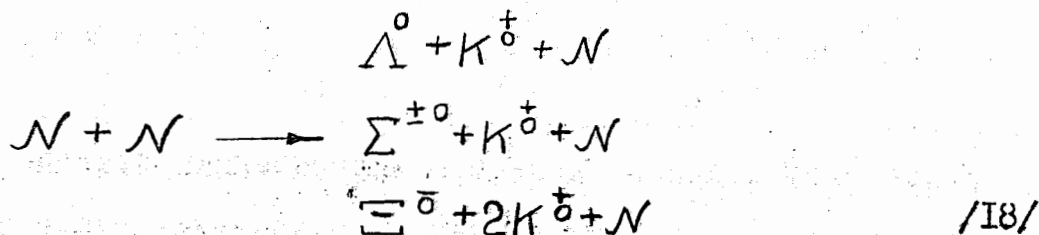
$K$ -мезон/ порядка 700 Мэв. Оценка этого времени из собственной ширины резонансной линии, отвечающей взаимодействию

$\pi$ -мезонов с нуклонами в  $P$ -состоянии, дает значение, равное по порядку величины  $10^{-23}$  сек.

Рождение  $\pi$ -мезонов при столкновении нуклонов с достаточно большой энергией следует рассматривать как следствие перехода нуклонов в возбужденные состояния за счет кинетической энергии сталкивающихся частиц и последующего перехода их в основное состояние путем излучения  $\pi$ -мезонов как квантов внутринуклонного поля. Излучаемый при этих столкновениях спектр  $\pi$ -мезонов имеет форму сильно размытой линии с полушириной, соответствующей времени жизни нуклона в возбужденном состоянии, а наиболее вероятная полная энергия  $\pi$ -мезонов не зависит от энергии сталкивающихся частиц и примерно равна энергии возбуждения этого уровня, уменьшенной на величину энергии отдачи, передаваемой другим частицам<sup>9, 10, 11/.</sup>

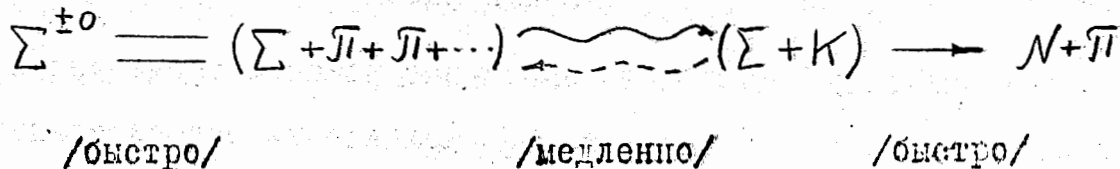
4. Взаимодействие нуклонов и гиперонов.

При взаимодействии нуклонов с нуклонами и гиперонов с нуклонами, кроме упругих процессов рассеяния и неупругих, связанных с возбуждением этих частиц, должны происходить следующие процессы диссоциации нуклонов и гиперонов:



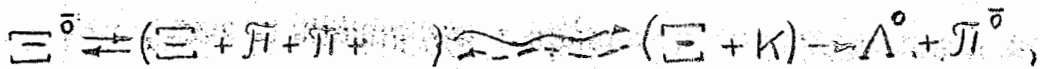
Возникающие в процессах /18/  $\Sigma^{\pm 0}$  и  $\Lambda^0$  частицы спонтанно превращаются обратно в нуклоны путем захвата виртуально образующегося в  $\pi$ -мезонном поле  $\Sigma^{\pm 0}$  и  $\Lambda^0$  частиц

$K$ -мезона на нижний уровень с излучением остаточной энергии связи в виде кванта поля, т.е.  $\pi$ -мезона,



Так как вероятность одновременного образования двух  $K$ -мезонов пренебрежимо мала, то  $\Xi^{\bar{0}}$  - частица, возникающая в процессах /18/ и /19/, сначала может превратиться

в  $\Lambda^0$  - частицу по схеме:



а затем путем захвата другого  $K$  - мезона  $\Lambda^0$  - частица превращается в нуклон



Более элементарным процессом диссоциации нуклона по сравнению с процессом /I8/ является расщепление нуклона  $\pi$  - мезоном. Рассмотрим этот процесс, принимая во внимание схему строения нуклона /II/. Расщепление может происходить путем поглощения падающего  $\pi$  - мезона  $K$  - мезоном, либо

$\Xi$  - частицей. В первом случае угловое распределение

$K$  - мезонов / которое мы обозначим через " $f_1(\theta)$ " / должно быть сильно вытянуто вперед. В случае поглощения

$\pi$  - мезона  $\Xi$  - частицей угловое распределение  $K$  - мезонов, испускаемых нуклоном /обозначим его через " $f_2(\theta)$ " / , должно быть примерно изотропным с некоторым преобладанием числа  $K$  - мезонов, испускаемых назад<sup>I2/</sup>,

В таблице I приведены различные реакции расщепления с поглощением  $\pi$  - мезона. При нахождении относительных весов, дающих соотношение сечений различных реакций, использовано предположение о равновероятном поглощении  $\pi$  - мезонов

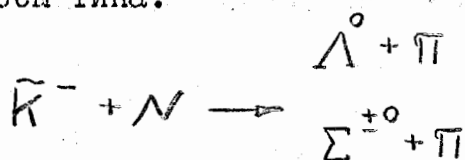
$K$  и  $\Xi$  - частицами.

Таблица I

Реакции	Какой частицей поглощается мезон	Вес канала реакции	Вес реакции	Угловое распределение	
$\pi^- + p \rightarrow$	$K^0 + \Lambda^0, \Sigma^0$	$K^+$ либо $\Xi^0$ - частицей	3 1/2	7/2	$6f_1(\theta) + f_2(\theta)$
	$K^+ + \Sigma^-$	$\Xi^0$ - частицей	1/2	1/2	$f_2(\theta)$
$\pi^+ + n \rightarrow$	$K^+ + \Lambda^0, \Sigma^0$	$K^0$ либо $\Xi^-$ - частицей	3 1/2	7/2	$6f_1(\theta) + f_2(\theta)$
	$K^0 + \Sigma^+$	$\Xi^-$ - частицей	1/2	1/2	$f_2(\theta)$
$\pi^- + n \rightarrow K^0 + \Sigma^-$	$K^+$ , либо $\Xi^0$ - частицей	1 1	2	$f_1(\theta) + f_2(\theta)$	
$\pi^+ + p \rightarrow K^+ + \Sigma^+$	$K^0$ , либо $\Xi^-$ - частицей	1 1	2	$f_1(\theta) + f_2(\theta)$	

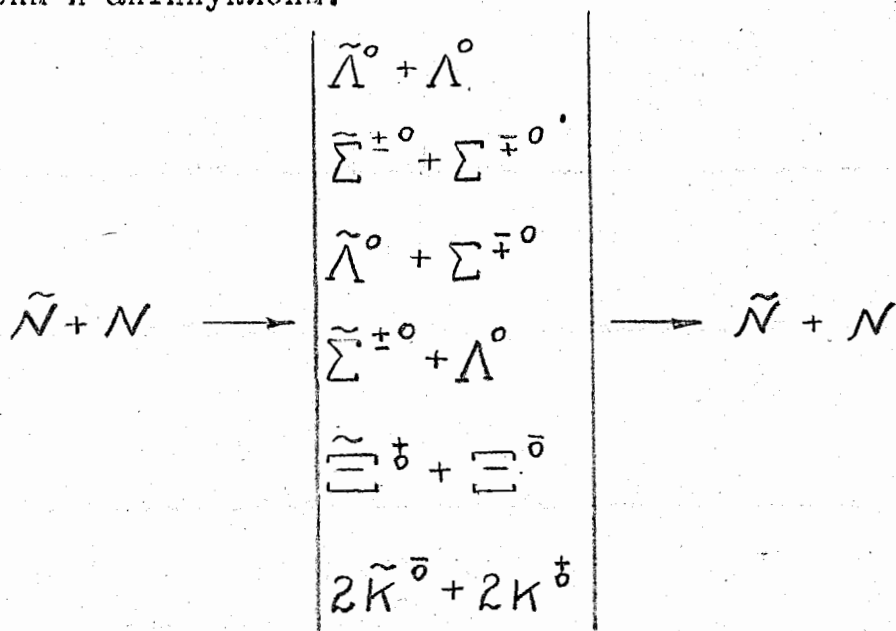
При использовании пучка  $\pi^-$ -мезонов с энергией 1,3 Бэв, действительно наблюдалось, что  $K^0$ -частицы, рожденные в реакциях  $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0, \Sigma^0$ , обнаруживают резко выраженную асимметрию вперед в системе центра масс, в то время как угловое распределение  $K^+$ -частиц, образованных в реакции  $\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^-$  сравнительно изотропно и оказывает предпочтение направлению назад<sup>13)</sup>.

Процессы типа:





установленные в работе <sup>14)</sup>, следует интерпретировать как аннигиляцию  $\tilde{K}^-$ -мезона с одним из  $K$ -мезонов, входящих в состав нуклона. Поэтому процесс рассеяния антинуклонов нуклонами в отличие от рассеяния нуклонов нуклонами может происходить дополнительно, через следующие промежуточные виртуальные состояния, возникающие в результате аннигиляции частиц, образующих нуклоны и антинуклоны:



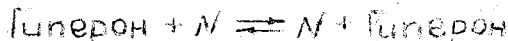
Это может служить причиной большого сечения взаимодействия антинуклонов с ядрами, полученного в работе <sup>15)</sup>.

Взаимодействие нуклонов с гиперонами, происходящее через  $\Pi$ -мезонное поле, должно быть отлично от взаимодействия нуклонов с нуклонами. ~~имеет~~ Это следует из того, что при взаимодействии нуклонов с нуклонами имеет место обменное взаимодействие через  $\Pi$ -мезонное поле

$$N^* + N \rightleftharpoons (N + \Pi + N) \rightleftharpoons N + N^*$$

в то время как аналогичное взаимодействие через  $\Pi$ -мезонное

поле типа



/20/

является пренебрежимо слабым, так как процесс  $N \rightleftharpoons (\text{гиперон} + \pi)$  является в  $10^{12}$  раз медленнее процесса  $N^* \rightleftharpoons (N + \pi)$ .

Процесс /20/ возможен только путем обмена нуклона и гиперона

$K$ -мезоном. С точки зрения обсуждаемой модели взаимодействия типа /20/ не может дать значительный вклад в силы, действующие между нуклонами и гиперонами в гипер-ядрах. Поскольку вклад обменного взаимодействия в силы, действующие между нуклонами в ядрах, является большим, то можно понять, почему энергия связи гиперонов в гипер-ядрах существенно меньше энергии связи нуклонов в том же ядре 16/.

Обменное взаимодействие гиперонов с нуклонами, возникающее путем обмена их  $K$ -мезонами должно быть значительным при очень тесных соударениях и может приводить к дополнительным эффектам, отсутствующим при взаимодействии нуклонов с нуклонами.

Безусловно, силы, действующие между нуклонами, являются очень сложными и детально могут быть изучены только после установления полной картины строения нуклонов, аналогично тому, как сложная природа химической связи атомов в молекулах могла быть установлена только после изучения строения атомов.

o

### 5. Стабильность нуклонов и гиперонов

Большая энергия связи  $K$ -мезонов с  $\Xi$ -частицей запрещает распад  $K$ -мезонов в связанном состоянии и обеспечивает стабильность нуклонов. Если каскадный гиперон является абсолютно стабильной частицей по отношению к превращению в легкие частицы, то нуклон также абсолютно стабилен по отношению к аналогичному процессу. Однако, если нуклон не является абсолютно стабильной системой<sup>\*</sup>, то стабильность каскадного гиперона должна быть значительно меньше стабильности нуклонов. Это вызвано тем, что распад  $\Xi$ -частицы в связанном состоянии энергетически запрещен и возможен только одновременно с распадом одного из  $K$ -мезонов. Вероятность такого события значительно меньше вероятности одиночного распада частиц, и поэтому нуклон является более устойчивой системой, чем составляющие его элементы. Действительно, для оценки времени жизни нуклона в нашем случае может быть использовано соотношение

$$\tau_N \sim \tau_{\Xi} \tau_K / 2 \Delta t,$$

где  $\tau_{\Xi}$  и  $\tau_K$  времена жизни  $\Xi$  и  $K$ -частиц по отношению к распаду на легкие частицы, а  $\Delta t$  есть интервал времени, на который может происходить распад  $\Xi$ -частицы в связанном состоянии. На основании принципа неопределенности  $\Delta t$  равно

$$\Delta t = \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{2m_K - M_N} = \frac{10^{-27}}{48.1,6 \cdot 10^{-6}} \approx 10^{-23} \text{ сек.}$$

---

<sup>\*</sup> Измеренное время жизни нуклонов  $\tau_N \gg 10^{22}$  лет<sup>[7]</sup>).

где  $m_K$  и  $M_N$  - массы  $K$ -мезона и нуклона. Тогда время жизни  $\Xi$  - частицы есть:

$$\tau_{\Xi} \sim \frac{2\tau_N \Delta t}{\tau_K} \sim 2 \cdot 10^9 \cdot 10^{-23} \tau_N \sim 2 \cdot 10^{-14} \tau_N.$$

Таким образом, стабильность каскадного гиперона по отношению к превращению в легкие частицы меньше в  $10^{14}$  раз стабильности нуклона к аналогичному процессу.

Из вышесказанного ясно, что если  $\Xi$  - частица не является голым сердечником нуклона, а представляет собой систему, состоящую из некоторого тяжелого гиперона, в  $\pi$  - мезонном поле которого находятся  $nK$ -мезонов, то такой гиперон в свободном состоянии может испытать уже сравнительно быстрый распад на легкие частицы. Таким образом, мы приходим к выводу, что закон сохранения числа барионов, формулируемый в виде закона сохранения ядерного заряда, может быть совершенно неверным. В этом случае появляется возможность освобождения в отдельных соударениях полной энергии, соответствующей массе нуклонов. Последняя возможность совершенно исключена, если нуклон является абсолютной стабильной частицей.

Автор выражает благодарность Д.И.Блохинцеву, Б.М.Понтекорво, С.М.Биленькому, Л.И.Липидусу, Л.М.Сороко и А.А.Тяпкину за обсуждения и критические замечания по поводу настоящей статьи.

## Л и т е р а т у р а

1. К.А. Brueckner, Phys. Rev. 86, 106 (1952)
2. Тамм И.Е., Гольфанд Ю.А., Файнберг В.Я., ЖЭТФ 26: 649 /1954/.
3. Марков М.А. "О систематике элементарных частиц", Издательство АН СССР 1955.
4. W. Fowler, R. Shutt, A. Thorndike, W. Whittemor, Phys. Rev. 90, 1126 (1953), 91, 1287 (1953), 93, 861 (1954)
5. J.D. Sorrells, R.B. Leighton and C.D. Anderson, Phys.Rev. 100, 1457 (1955).
6. M. Danysz, J. Pniewski, Phil. Mag. 44, 348 (1953)
7. Сороко Л.М., ЖЭТФ /в печати/.
8. К. Гелл-Манн, "Доклад на конференции в Гизе /1955/.
9. Luke C. L. Juan and S. Juan and S.J. Lindenbaum, Phys.R. 93, 1431
10. Мещеряков М.Г., Зенцов В.П., Зенцов И.К., Шабудин А.Ф., ЖЭТФ 31, в. 7/1 /1956/.
11. Мещеряков М.Г., Неганов Б.С., Зенцов В.П., Шабудин А.Ф., ДАН, 109, к 3 /1956/.
12. J. Schwinger. "О свойствах К-мезонов" Препринт.
13. J. Steinberger. Proc. Sixth Rochester Conf. (1956), p. 4-19.
14. E.P. Georgie, A.J. Herz, J.H. Noon and N. Solntseef, Nuovo Cimento 3, 94 (1955).
15. O. Chamberlain, D.V. Keller, E. Segre et al. P, R. 102, 1637 (1956).
16. R. Levi Setti, Suppl. Nuovo Cimen-10, 263 (1955).
17. Reines, C.L. Cowan and M. Goldhaber. Phys. Rev. 96, 1157, (1954).