

$\frac{5}{T-18}$
0
2.3

427

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

P-427

Тан Сяо-вэй

О ВОЗМОЖНОЙ МОДЕЛИ НУКЛОНА

Дубна 1959 год

P-427

Тан Сяо-вэй

505/4 мр.

О ВОЗМОЖНОЙ МОДЕЛИ НУКЛОНА

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Из чего состоит нуклон, каково его строение? — эти вопросы являются фундаментальными в современной физике. Мезонная теория пока не дает удачного ответа. Для того, чтобы всесторонне рассмотреть этот вопрос, в настоящем отчете выдвигаем одну возможную модель структуры нуклона.

Основная гипотеза заключается в том, что нуклон не имеет тяжелого ядра, он состоит из многих π -мезонов, которые находятся в сильно связанном состоянии. Протон и нейтрон имеют одинаковые структуры, у них только последние два мезона различны по заряду: у протона — $\pi^0 \pi^+$, у нейтрона — $\pi^+ \pi^-$ или $\pi^0 \pi^0$. Внутри нуклона существует еще один нейтральный фермион с маленькой массой, который несет барионный заряд + 1, спин 1/2 и проекцию изотопического спина - 1/2. Нужно предположить, что этот гипотетический фермион всегда связывается с π -мезонами и не может существовать в свободном состоянии. Каждый мезон движется в общем потенциале, образуемом из-за усреднения действия сил притяжения между рассматриваемым мезоном и всеми остальными частицами /другими мезонами и нейтральным фермионом/. Для упрощения вычислений полезно рассматривать идеализированный потенциал этих частиц — потенциальный ящик или потенциал осциллятора. Посмотрим, до какой степени такая модель нуклона может качественно объяснить некоторые экспериментальные факты.

Распределение ядерного вещества внутри нуклона. Возьмем потенциал $V(r) = -V_0 + \frac{1}{2} \mu \omega^2 r^2$, где V_0 — глубина потенциала, μ — масса мезона, частота ω — единственный важный параметр. Сначала пренебрегаем разностью масс заряженных и нейтральных мезонов. Хорошо известно, что собственные волновые функции имеют вид:

$$\Psi_n = (2\pi r_0^2)^{-3/4} (n_x! n_y! n_z!)^{-1/2} \exp[-\frac{1}{4}(\frac{r}{r_0})^2] H_{n_x}(\frac{x}{r_0}) H_{n_y}(\frac{y}{r_0}) H_{n_z}(\frac{z}{r_0}) / 1/$$

где $n = n_x + n_y + n_z$ — квантовое число энергии, $r_0 \equiv (\hbar/2\mu\omega)^{1/2}$, H — полином Эрмита. Отсюда можно получить форму распределения мезонов $\rho_\pi(r)$ и величину его среднего квадратичного радиуса $\langle r^2 \rangle = \int \rho_\pi(r) r^2 d^3x$. Для основного состояния распределение мезонов

$$\rho_\pi(r) \sim \exp[-\frac{3}{2} \frac{r^2}{\langle r^2 \rangle}] , \quad 12/$$

т.е. распределение размытое. Анализ экспериментальных данных об упругом рассеянии пионов высоких энергий на нуклонах дает коэффициент поглощения пионов в нуклоне $K(n)$ /1/. В формуле /2/ величину $\langle n^2 \rangle$ можно подобрать так, чтобы кривая /2/ совпала с кривой $K(n)$; $\sqrt{\langle n^2 \rangle} = 0,7 f$. В отличие от мезонной теории картина такая: внутри нуклона всюду π^- -мезоны, каждый мезон имеет большую вероятность находиться около центра и меньшую вероятность - на крае. Поэтому имеется тенденция к возникновению "черноты" в центральной области нуклона. Собственные значения энергии π^- -мезона равны:

$$E_n = -V_0 + (n + \frac{3}{2}) \hbar \omega$$

. Известны величина μ для пионов и величина $\sqrt{\langle n^2 \rangle}$, отсюда параметр $\hbar \omega$ имеет значение $\hbar \omega / \mu = 5,5$. Заметим, что мезоны не могут обладать высокой энергией, в связи с существованием естественного "обрезания" из-за нулевой энергии $|\frac{3}{2} \hbar \omega \approx M \mu|$.

Распределение электрического заряда внутри нуклона. Мезонные структуры у протона и нейтрона одинаковы, только последние два мезона различны по заряду. Поэтому, используя формулу /2/, сразу получаем распределения заряда $\rho_e(n)$:

для протона $\rho_e(n) \sim \exp[-\frac{3}{2} \frac{n^2}{\langle n^2 \rangle}]$, $\langle n^2 \rangle = (0,7 f)^2$, /3/

для нейтрона $\rho_e(n) \approx 0$, /4/

т.е. нет резкой концентрации заряда в центре протона, его заряд размазан по всему объему. Но внутри нейтрона π^+ -мезон распределен по тому же закону, что и π^- -мезон, отсюда следует, что плотность заряда нейтрона всюду близка к нулю. Формулы /3/ и /4/ находятся в согласии с экспериментальными результатами по рассеянию электронов высоких энергий на нуклонах /2/.

Резонансы в пион-нуклон системе. Описываем процесс рассеяния пиона на нуклоне как движение одного дополнительного пиона в среднем потенциале нуклона, характеристика которого изложена выше. Система пион-нуклон может находиться только в дискретных состояниях с определенными квантовыми числами: n_r ; l ; J ; Π , где n_r - радиальное квантовое число ($n \equiv 2n_r + l - 2$), l - квантовое число орбитального момента, J - квантовое число полного момента, Π - четность системы пион-нуклон. Известно, что первый возбужденный уровень $1P$ с $n_r = 1$, $l = 1$; следующая группа: $1D$ и $2S$ с $n = 2$, где $1D$ имеет $n_r = 1$, $l = 2$ и $2S$ имеет $n_r = 2$, $l = 0$.

Дальше надо обращать внимание на то, что сильная спин-орбитальная связь приводит к расщеплению каждого состояния на два уровня с разными полными моментами J . Эмпирически для данного l уровень с $J = l - \frac{1}{2}$ имеет меньшую энергию и лежит ниже, чем уровень с $J = l + \frac{1}{2}$. Так как из экспериментов следует, что низшим возбужденным состоянием является состояние $P_{3/2}$, то последовательность всех низких возбужденных уровней будет: $1 P_{3/2} (+)$; $1 D_{3/2} (-)$; $1 D_{5/2} (-)$; $2 S_{1/2} (-)$; $1 F_{5/2} (+)$. Все эти низкие возбужденные уровни являются квазистабильными состояниями системы пион-нуклон. Они имеют короткое время жизни из-за большого значения возбуждения. Если предполагаем, что общий потенциал для дополнительно мезона только немного отличается от потенциала для мезонов внутри нуклона, то можно грубо оценить расстояние ΔE между этими возбужденными уровнями при помощи известного параметра $\hbar\omega$ — $\Delta E \approx 250$ Мэв, где учитывается расщепление уровней. Анализ экспериментальных данных по рассеянию пионов на нуклонах дает свойства резонансов^{/3/}; результаты анализа указывают на то, что, кроме первого резонанса $P_{3/2} (+)$, существует второй и третий резонансы с $D_{3/2} (-)$ и $D_{5/2} (-)$, которые находятся в согласии с ожиданием. На основании экспериментальных данных полная энергия резонансов /в системе пион-нуклон с вычетом массы нуклона/ поочередно равна 290 Мэв, 540 Мэв, 790 Мэв, 1000 Мэв. Таким образом, возможно связывать пион-нуклонное взаимодействие со структурой протона и нейтрона при помощи единой картины с одним и тем же параметром.

Сильно возбужденный нуклон. При больших энергиях понятие о независимых уровнях постепенно теряет смысл из-за уменьшения расстояния между уровнями и увеличения ширины уровней. В отличие от основного состояния нуклона, которое описывается моделью "независимых частиц", сильно возбужденный нуклон является системой мезонов с высокой температурой. Он описывается моделью нагретого мезонного газа. Такая картина похожа на ту, которая была использована Ферми в его статистической теории.

Структура гиперонов. Предположим, что нуклон есть стабильное связанное состояние пионов и нейтрального фермиона, а гиперон есть метастабильное связанное состояние пионов, анти-К-мезона и нейтрального фермиона. Учитывая детальную внутреннюю структуру гиперона, получим модель, которая является дальнейшим развитием модели Гольдгабера^{/4/}, предполагавшего

что гиперон = $(N\bar{K})$, и объяснившего существование и странность гиперонов. Новая модель гиперонов позволяет связывать структуру нуклона со структурой гиперонов и обсуждать пионное и электрическое распределения внутри гиперонов. Например, Σ^+ имеет одинаковую π -мезонную структуру с протоном только с одним добавочным \bar{K}^0 -мезоном. Если существование \bar{K}^0 не сильно влияет на первоначальное распределение пионов, то Σ^+ имеет форм-фактор

$$\rho_{\pi}(r) \sim \rho_e(r) \sim \exp\left[-\frac{3}{2}\frac{r^2}{\langle r^2 \rangle}\right], \quad \langle r^2 \rangle = (0,7f)^2. \quad /5/$$

По-видимому, такой форм-фактор должен влиять на процесс распада Σ^+ гиперона. Аналогично, электрический радиус у Λ^0 гиперона будет очень маленьким. Кроме того, свойства нуклона, Λ^0 и Σ гиперона, находящихся в сильно возбужденных состояниях, тоже очень похожи. Все они являются нагретыми пионными газами, только с одним или без одного \bar{K} -мезона. Испаряющиеся из них пионы должны иметь примерно одинаковые энергетические спектры и угловые распределение.

Другие свойства нуклона. Экспериментальный факт $M_n > M_p$ естественно объясняется тем, что $\mu_{\pi^-} > \mu_{\pi^0}$. Расчет, учитывающий вклад разных состояний с различными изотопическими спинами, дает величину разности масс $M_n - M_p \approx +1,5 \text{ Mev}$. Но вопрос о магнитном моменте еще остается открытым.

Надо заметить, что такое феноменологическое описание нуклонов и гиперонов представляет собой упрощенное нерелятивистское приближение и служит только как пример одной из возможных моделей. Но, возможно, такая модель тоже содержит элемент истины. В заключение я хочу поблагодарить Р.М.Суляева за интерес к этой работе.

Рукопись поступила в издательский отдел 2 ноября 1959 года.

Л и т е р а т у р а

- /1/ Д.И.Блохинцев, В.С.Барашенков, Б.М.Барбашов. УФН 68,417 /1959/.
- /2/ R.Hotstadter, et.al. Rev.Mod.Phys.30, 482 (1958).
- /3/ Б.Понтекорво. Доклад на конференции по физике высоких энергий,
Киев /1959/.
- /4/ M.Goldhaber, Phys.Rev. 101, 433 (1956).

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

505/4 нр.