

рену в гл. 8). Эти нестабильные частицы, распадающиеся на заряженные и нейтральные π -мезоны, также могут быть переносчиками ядерного взаимодействия или квантами ядерного поля.

В соответствии с формулой $m = \frac{\hbar}{cr_0}$, из-за большей массы K -мезоны могут влиять на взаимодействие нуклонов на меньших расстояниях при $r \ll r_0 \frac{m_\pi}{m_K} \sim \frac{1}{4} r_0$.

Интересным свойством мезонов является то, что отрицательно заряженный π - или μ -мезон, замедленный в веществе, может быть захвачен ядром на разрешенные уровни энергии, аналогичные уровням электронов в атоме. Комбинация ядра и отрицательного мезона может существовать очень короткое время и называется мезоатомом.

Размеры мезоатома и энергии связи сильно отличаются от соответствующих величин обычных атомов; так, радиус орбиты μ -мезона меньше, чем у электрона в 207 раз, и во столько же раз больше энергии связи.

Мезон может поглотиться одним из нуклонов ядра, отдав ядру свою энергию покоя, спин, заряд и т. п. (из-за чего ядро может разрушиться). Для мезонов, предварительно захваченных в состоянии мезоатома и находящихся вблизи ядра, вероятность такого поглощения особенно велика.

§ 12. СТРУКТУРА НУКЛОНА

Как уже говорилось в § 1, наличие магнитного момента у нейтрона и большое значение магнитного момента протона могут быть объяснены только в предположении сложной структуры нуклона. Воспользуемся представлениями об испускании и поглощении мезонов нуклонами, изложенными в предыдущем параграфе, и предположим, что нуклон имеет структуру, аналогичную структуре атома.

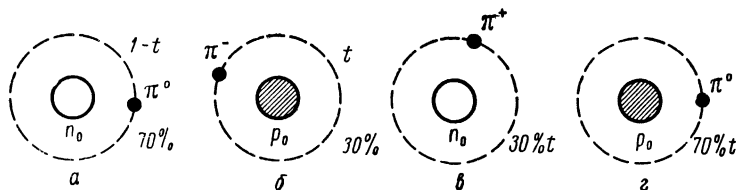


Рис. 24. Различные модификации структуры нейтрона и протона

В соответствии с этим нейтрон можно представить себе двояко: либо в виде нейтрального *керна* (как бы «голого» нейтрона n_0), вокруг которого вращается π^0 -мезон ($n = n_0 + \pi^0$) (рис. 24, а), либо в виде положительно заряженного *керна* («голого» протона p_0), вокруг которого вращается π^- -мезон ($n = p_0 + \pi^-$) (рис. 24, б).

В обоих случаях эта система в целом нейтральна. В принципе могут существовать обе модификации. Часть времени нейтрон может находиться в первом состоянии, часть времени — во втором. Если это так, то усреднение по обоим состояниям должно приводить к экспериментально полученному среднему магнитному моменту нейтрона.

Допустим, что за одну секунду в первом состоянии, когда

$$\mu_n = \mu_{n_0} + \mu_{\pi^0},$$

нейтрон находится в течение времени $(1-t)$, а во втором, когда

$$\mu_n = \mu_{p_0} + \mu_{\pi^-},$$

в течение времени t . Тогда средний момент будет представлен суммой:

$$\bar{\mu}_n = (1-t) \cdot 0 + t(\mu_{p_0} + \mu_{\pi^-}), \quad (32)$$

где μ_p — магнитный момент идеального, или «голового», протона, который должен быть в точности равен ядерному магнетону μ_0 , а μ_{π^-} — магнитный момент орбитального движения π^- -мезона, который отрицателен и в 6,6 раз больше μ_{p_0} , поскольку его масса в 6,6 раз меньше массы протона. Следовательно, магнитный момент нейтрона должен быть меньше нуля

$$\bar{\mu}_n = t(\mu_0 - 6,6\mu_0) < 0.$$

Аналогично получим для протона (рис. 24, в, г)

$$\bar{\mu}_p = t(0 + \mu_{\pi^+}) + (1-t)(\mu_0 - 0) = (\mu_0 + 6,6\mu_0 - \mu_0)t > \mu_0. \quad (33)$$

Развитые выше представления грубы, хотя они и помогают объяснить аномальные значения магнитных моментов нуклонов. Правильнее представлять нуклон в виде сложного образования из ядра — «голового» нуклона, окруженного облаками виртуальных мезонов. На расстояниях, определяемых комптоновской длиной волны π -мезона, $r_\pi = \frac{\hbar}{m_\pi c} \approx 1,4 \cdot 10^{-13}$ см возникают и поглощаются π -мезоны. Поскольку нуклоны взаимодействуют с K -мезонами и гиперонами, то эти частицы также могут образовать облако вокруг нуклона с несколько меньшим радиусом $r_K = \frac{\hbar}{m_K c} \approx 0,3 r_\pi$.

Кроме того, сильное взаимодействие нуклонов с мезонами должно приводить к образованию нуклон-антинуклонных пар. Радиус, на котором образуются пары, еще меньше и имеет порядок $0,07 r_\pi$.

Изучая рассеяние электронов высокой энергии на нуклонах можно получить сведения о распределении электрического заряда и магнитного момента нуклона. Такие опыты были поставлены Хофштадтером с электронами, имеющими энергию до нескольких сотен мегаэлектронвольт.

Результаты измерений подтвердили, что нуклоны обладают неоднородной структурой — плотной сердцевиной (кernом) и менее плотной оболочкой (рис. 25).

В распределении заряда в нуклоне можно выделить три области: 1) сердцевину с положительным зарядом, как у протона, так и у нейтрона. В этой области, радиус которой составляет около $4 \cdot 10^{-14}$ см, сосредоточено примерно 0,4 общего заряда протона;

2) среднюю часть положительную у протона и отрицательную у нейтрона (на ее долю приходится 0,5 заряда протона); предполагают, что эта часть связана с виртуальными π -мезонами;

3) наружную часть, имеющую форму плавного спада, одинакового у протона и нейтрона (на долю этой области приходится примерно 0,1 заряда протона).

Однако необходимо заметить, что эти результаты получены в предположении о справедливости электродинамики на расстояниях, меньших 10^{-14} см. Окончательный вывод о структуре нуклона можно будет получить в результате дальнейших исследований с помощью электронов значительно более высокой энергии.

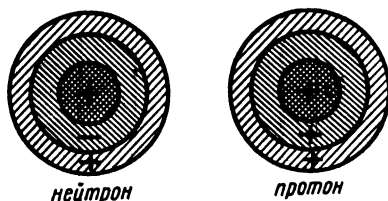


Рис. 25. Структура нейтрона и протона

§ 13. ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ ДЕЙТОНА

Рассмотрим теперь самое простое ядро, состоящее из двух частиц: протона и нейтрона — изотоп водорода H_1^2 , называемый дейтоном (D_1^2).

Исследование такого простого образования позволяет с высокой достоверностью получать информацию о законах действия ядерных сил и проверять справедливость основных теоретических построений. Однако, несмотря на простоту структуры дейтона и на то, что изучение его ведется во многих лабораториях, некоторые детали строения дейтона до конца еще не выяснены.

Как уже говорилось, многие проявления ядерных сил мало зависят от точного вида потенциала взаимодействия, поэтому для