

жёлыми векторными мезонами, напр. ω -мезонами. Такое объяснение не единственно возможное. В модели «кварковых мешков» (см. *Кварковые модели*) это же явление объясняется слиянием на малых расстояниях двух нуклонов в один шестикварковый мешок, свойства k -рого качественно отличаются от свойств индивидуальных нуклонов; это приводит к тому, что экспериментально не наблюдаются два индивидуальных нуклона на малых расстояниях.

При более высоких энергиях взаимодействия становятся существенно неупругими и сопровождаются множеств. рождением π -мезонов и более тяжёлых частиц (см. *Множественные процессы*). Свойства кварков и глюонов при этом играют определяющую роль в динамике взаимодействия, вызывая образование струй вторичных адронов (см. *Струя адронная*) и др.

Взаимодействие Н. с ядрами и с веществом. Как и при взаимодействии с протоном, взаимодействие Н. с ядрами описывается достаточно короткодействующими силами по сравнению с де-бройлевской длиной волны Н. Для малых энергий \mathcal{E}_n взаимодействие описывается длиной рассеяния и радиусом потенц. ямы. Отсутствие барьера для проникновения Н. в ядро приводит к тому, что для Н. малой энергии значит. роль играет канал реакции, идущий через образование *составного ядра* (компаунд-ядра). Нейтронные резонансы, определяемые состояниями компаунд-ядра при т. н. резонансных энергиях Н., хорошо разделяются (см. *Нейтронная спектроскопия*). При $\mathcal{E}_n \sim (0,1-1)$ МэВ в средних и тяжёлых ядрах резонансы перекрываются и поведение сечения описывается статистически. Феноменологически поведение сечения взаимодействия Н. с ядрами описывается силовыми f -циями s, p, d нейтронных резонансов с характерными флуктуациями. При более высоких энергиях феноменологич. описание усреднённых сечений достигается при помощи *оптической модели ядра*. Взаимодействие Н. большой энергии с ядрами сходно с взаимодействием протонов с ядрами.

Для медленных Н. определяющими становятся его волновые свойства, когерентное взаимодействие с упорядоченными конденсиров. средами. Н. с длиной волны, близкой к межатомным расстояниям, являются важнейшим средством исследования структуры твёрдых тел и динамики возбуждения в них. Наличие у Н. магн. момента делает пучки поляризов. Н. чрезвычайно чувствит. инструментом для исследования распределения намагничённости в веществе (см. *Нейтроннография*).

Особенностью взаимодействия Н. с большинством ядер является положит. длина рассеяния, что приводит к коэф. преломления < 1 . Благодаря этому Н., падающие из вакуума на границу вещества, могут испытывать полное внутр. отражение. При скорости $v < (5-8)$ м/с (ультрахолодные Н.) Н. испытывают полное отражение от границы с углеродом, никелем, бериллием и др. при любом угле падения и могут удерживаться в замкнутых объёмах. Это свойство ультрахолодных Н. широко используется в экспериментах (напр., для поиска ЭДМ Н.) и позволяет реализовать нейтроноопт. устройства (см. *Нейтронная оптика*).

Н. и слабое (электрослабое) взаимодействие. Важным источником сведений об электрослабом взаимодействии является β -распад свободного Н. $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. На кварковом уровне этот процесс соответствует переходу $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$. Обратный процесс взаимодействия электронного антинейтрино с протоном, $\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+$, наз. обратным β -распадом. К этому же классу процессов относится *электронный захват*, имеющий место в ядрах, $p e^- \rightarrow n \nu_e$.

Распад свободного Н. с учётом кинематич. параметров описывается двумя константами — векторной G_V , являющейся вследствие *векторного тока сохранения* универс. константой слабого взаимодействия,

и аксиально-векторной G_A , величина k -рой определяется динамикой сильно взаимодействующих компонент нуклона — кварков и глюонов. Волновые f -ции начального Н. и конечного протона и матричный элемент перехода $n \rightarrow p$ благодаря изотопич. инвариантности вычисляются достаточно точно. Вследствие этого вычисление констант G_V и G_A из распада свободного Н. (в отличие от вычислений из β -распада ядер) не связано с учётом ядерно-структурных факторов.

Время жизни Н. без учёта нек-рых поправок равно: $\tau_n = k(G_V^2 + 3G_A^2)^{-1}$, где k включает кинематич. факторы и зависящие от граничной энергии β -распада кулоновские поправки и *радиационные поправки*.

Вероятность распада поляризов. Н. со спином S , энергиями и импульсами электрона и антинейтрино $\mathcal{E}_e, \mathcal{E}_{\bar{\nu}_e}$ и $p_e, p_{\bar{\nu}_e}$ в общем виде описывается выражением:

$$w \sim \left\{ 1 + \alpha \frac{p_e p_{\bar{\nu}_e}}{\mathcal{E}_e \mathcal{E}_{\bar{\nu}_e}} + \frac{s}{|s|} \left(A \frac{p_e}{\mathcal{E}_e} + B \frac{p_{\bar{\nu}_e}}{\mathcal{E}_{\bar{\nu}_e}} + D \frac{[p_e p_{\bar{\nu}_e}]}{\mathcal{E}_e \mathcal{E}_{\bar{\nu}_e}} \right) \right\}.$$

Коэф. корреляции α, A, B, D могут быть представлены в виде f -ции от параметра $a = (G_A/G_V) \exp(i\varphi)$. Фаза φ отлична от нуля или π , если T -инвариантность нарушена. В табл. приведены эксперим. значения для этих коэф. и вытекающие из них значения a и φ .

| τ_n | α | A | B | D |
|-----------|-------------|-----------|-----------|-----------------------------|
| 898(14) с | -0,1070(51) | -0,114(5) | 0,005(35) | 2,2(3,0) · 10 ⁻³ |
| a | 1,259(17) | 1,261(12) | — | — |
| φ | — | — | — | 179,71(39)° |

Имеется заметное отличие данных разл. экспериментов для τ_n , достигающее неск. процентов.

Описание электрослабого взаимодействия с участием Н. при более высоких энергиях гораздо сложнее из-за необходимости учитывать структуру нуклонов. Напр., μ^- -захват, $\mu^- p \rightarrow n \nu_\mu$, описывается по крайней мере удвоенным числом констант. Н. испытывает также электрослабое взаимодействие с др. адронами без участия лептонов. К таким процессам относятся следующие.

1) Распады гиперонов $\Lambda \rightarrow p l^0, \Sigma^+ \rightarrow p l^+, \Sigma^- \rightarrow p l^-$ и т. д. Приведённая вероятность этих распадов в неск. раз меньше, чем у нестранных частиц, что описывается введением угла Кабиббо (см. *Кабиббо угол*).

2) Слабое взаимодействие $n - p$ или $p - n$, k -рое проявляется как ядерные силы, не сохраняющие пространств. чётность. Обычная величина обусловленных ими эффектов порядка $10^{-6}-10^{-7}$.

Взаимодействие Н. со средними и тяжёлыми ядрами имеет ряд особенностей, приводящих в нек-рых случаях к значит. усилению эффектов *несохранения чётности в ядрах*. Один из таких эффектов — относит. разность сечения поглощения Н. с поляризацией по направлению распространения и против него, k -рая в случае ядра ¹³⁹La равна 7% при $\mathcal{E}_n = 1,33$ эВ, соответствующей p -волновому нейтронному резонансу. Причиной усиления является сочетание малой энергетич. ширины состояний компаунд-ядра и большой плотности уровней с противоположной чётностью у этого компаунд-ядра, обеспечивающей на 2—3 порядка большее смешивание компонент с разной чётностью, чем у низколежащих состояний ядер. В результате ряд эффектов: асимметрия испускания γ -квантов относительно спина захватываемого поляризов. Н. в реакции (n, γ) , асимметрия вылета заряж. частиц при распаде компаунд-состояний в реакции (n, p) или асимметрия вылета лёгкого (или тяжёлого) осколка деления в реакции (n, f) . Асимметрии имеют величину $10^{-4}-10^{-3}$ при энергии тепловых Н. В p -волновых нейтронных резонансах реализуется дополнит. усиление, связанное с подавленностью вероятности образования сохраняющей чётность компоненты этого компаунд-состояния (из-за малой нейтронной ширины