ГЛАВА II

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СПИН АТОМНОГО ЯДРА

§ 8. Протон и нейтрон как два состояния одной частицы. Зарядовая переменная

Для описания процессов взаимопревращений протона в нейтрон и обратно удобно рассматривать протон и нейтрон как два состояния одной частицы — *нуклона*. В этом случае состояние нуклона будет характеризоваться пятью степенями свободы:

$$\{\boldsymbol{r},\ s_z,\ t_3\} \equiv \{x,\ t_3\},$$

где вектор $\boldsymbol{r}$ определяет пространственное положение нуклона, s_z — проекцию спина. Пятая степень свободы t_3 называется *зарядовой переменной*. Она принимает только два значения; одному из них соответствует протонное состояние, другому — нейтронное.

Поскольку t_3 принимает только два значения, то удобно функцию $\psi(x,\ t_3)$, описывающую состояние нуклона, записывать в виде столбца

$$\psi(x,\ t_3) = \begin{pmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \end{pmatrix} \equiv \psi_1(x)\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \psi_2(x)\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \qquad (8,1)$$

Матрицы $\pi \equiv \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ и $\nu \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ можно рассматривать как функции, определяющие зарядовое состояние нуклона. Функция π соответствует протонному состоянию, функция ν — нейтронному.

Все линейные операторы, действующие на функции от зарядовых переменных, могут быть выражены через матрицы Паули:

$$\hat{\tau}_1 \equiv \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\tau}_2 \equiv \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\tau}_3 \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \qquad (8,2)$$

и единичную матрицу

$$1 \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \qquad (8,2a)$$

Рассмотрим действие этих операторов на протонную и нейтронную волновые функции. Легко видеть, что

$$\hat{\tau}_1\pi = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \equiv \nu,$$

$$\hat{\tau}_1\nu = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \equiv \pi.$$

Таким образом, $\hat{\tau}_1$ переводит протонное состояние в нейтронное, и наоборот.

Введем новый оператор:

$$\hat{\tau}_p \equiv \frac{1}{2}(1 + \hat{\tau}_3) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \qquad (8,3)$$

Собственные значения этого оператора равны 1 и 0. Следовательно, оператор

$$\hat{q} = \frac{e}{2}(1 + \hat{\tau}_3) \qquad (8,4)$$

можно рассматривать как оператор заряда нуклона, так как собственные значения этого оператора равны e для протонного состояния и нулю для нейтронного состояния. Для антинуклонов оператор заряда должен иметь вид $\hat{q}_{\text{анти}} = \frac{e}{2}(\hat{\tau}_3 - 1)$, где $e > 0$.

Введем еще оператор:

$$\hat{\tau}_n \equiv \frac{1}{2}(1 - \hat{\tau}_3) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \qquad (8,5)$$

Поскольку операторы $\hat{\tau}_p$, $\hat{\tau}_n$ и $\hat{q}$ коммутируют с оператором τ_3, то все они имеют собственные функции, соответствующие состояниям с определенным значением заряда нуклона, т. е. это либо функции π, либо функции ν. Действительно, легко убедиться, что действие операторов $\hat{\tau}_p$ и $\hat{\tau}_n$ на протонную и нейтронную волновые функции сводится к следующему:

$$\hat{\tau}_p\pi = \pi, \qquad \hat{\tau}_n\pi = 0,$$

$$\hat{\tau}_p\nu = 0, \qquad \hat{\tau}_n\nu = \nu.$$

Оператор $\hat{\tau}_p$ называется *проекционным оператором протона*, а оператор $\hat{\tau}_n$ — *проекционным оператором нейтрона*. Эти названия связаны с тем обстоятельством, что операторы $\hat{\tau}_p$ и $\hat{\tau}_n$ позволяют из общего состояния, представляющего линейную комбинацию протонного и нейтронного состояний, выделять либо протонное состояние, либо нейтронное состояние.