

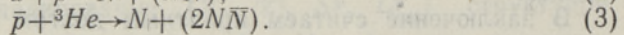
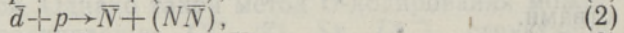
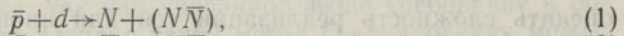
*И. ОТС*

## ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ СПИНОВ КВАЗИЯДЕРНЫХ МЕЗОННЫХ И БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

*I. OTS. TUUMASARNASTE MESON- JA BARIONRESONANTSIDE SPINNIDE MÄÄRAMISEST*

*I. OTS. ON THE SPIN DETERMINATION OF QUASINUCLEAR MESON AND BARYON RESONANCES*

Как показали расчеты работ [1-5], современные данные о  $N\bar{N}$  взаимодействии при нерелятивистских энергиях не противоречат существованию связанных состояний квазиядерного типа. На основе единых исходных положений показано, что могут существовать как мезонные ( $N\bar{N}$ ), так и барионные ( $2N\bar{N}$ ,  $2\bar{N}N$ ) квазиядерные резонансы. Резонансы эти могут образовываться в процессах, аналогичных прямым ядерным реакциям, в частности, в реакциях подхвата и срыва на медленных антипротонных или антинейтронных пучках



Как показано в работе [4], механизмы подхвата и срыва, которым соответствует полюсная диаграмма (см. рисунок), доминируют в области довольно высоких энергий налетающих частиц (0,3 — 0,4 Гэв). Такие способы генерации резонансов дают возможность устанавливать их квантовые числа не только по продуктам распада резонанса, но и по поляризационным эффектам в реакциях рождения резонансов.

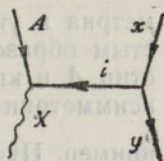
Пусть мезонные резонансы  $X = (N\bar{N})$  рождаются, например, в реакции (1) через полюсную диаграмму ( $A = \bar{p}$ ,  $x = d$ ,  $i = N'$ ,  $y = N$ ), причем предположим, что орбитальный момент относительного движения нуклона и антинуклона в резонансе имеет нулевое значение. В таком случае поляризационные величины, зависящие от спина резонанса  $j_x$ , позволяют в принципе получать информацию о нем без изучения продуктов распада резонанса.

Как показано в работе [6], угловое распределение конечных нуклонов при поляризованных начальных антипротонах и дейтронах имеет вид

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\bar{p}d} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 [1 - A(j_x) P_p \cdot P_d], \quad (4)$$

где  $A(j_x) = 1 - \frac{2}{3} j_x(j_x + 1)$ .

Через  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0$  обозначено угловое распределение конечных нуклонов в реакции образования резонанса при неполяризованных начальных частицах, а через  $\mathbf{P}_p^-$  и  $\mathbf{P}_d$  соответственно векторы поляризации антипротонов и дейтронов.



Для двух возможных значений спина резонанса  $j_X = 0$  или  $j_X = 1$  имеем

$$\begin{aligned} A(0) &= 1, \\ A(1) &= -\frac{1}{3}. \end{aligned} \quad (5)$$

Поляризация конечных нуклонов при поляризованных начальных антипротонах и дейтронах (последние имеют и выстроенность) выражается в виде [7]

$$(P_{N^-}^{pd})_i = \frac{P_d^i - \frac{1}{3}P_p^i - \frac{2}{3}P_d^{ij}P_p^j}{1 - \mathbf{P}_d\mathbf{P}_p^-}, \quad \text{если } j_X = 0; \quad (6)$$

и

$$(P_{N^-}^{pd})_i = \frac{P_d^i + \frac{1}{9}P_p^i + \frac{2}{9}P_d^{ij}P_p^j}{1 + \frac{1}{3}\mathbf{P}_d\mathbf{P}_p^-}, \quad \text{если } j_X = 1. \quad (7)$$

В этих формулах через  $P_p^i$ ,  $P_p^j$  и  $P_d^i$  обозначены соответственно компоненты векторов поляризации антипротонов и дейтронов, а через  $P_d^{ij}$  компоненты тензора поляризации дейтронов по Л. Дж. Гольфарбу [8].

Для барионных квазиядерных резонансов  $X = (2N\bar{N})$ , рождающихся в реакции (3) ( $A = \bar{p}$ ,  $x = {}^3\text{He}$ ,  $i = d$ ,  $y = N$ ) при нулевом орбитальном моменте в вершине резонанса, поляризация конечных нуклонов выражается через поляризации начальных антипротонов и мишени  ${}^3\text{He}$  следующим образом [7]:

$$\bar{P}_{N^-}^{3\text{He}} = \frac{-\frac{1}{3}\mathbf{P}_{3\text{He}} + \frac{2}{3}\mathbf{P}_p^-}{1 - \frac{2}{3}\mathbf{P}_{3\text{He}}\mathbf{P}_p^-}, \quad \text{если } j_X = \frac{1}{2}; \quad (8)$$

$$\bar{P}_{N^-}^{3\text{He}} = \frac{-\frac{1}{3}\mathbf{P}_{3\text{He}} - \frac{1}{3}\mathbf{P}_p^-}{1 + \frac{1}{3}\mathbf{P}_{3\text{He}}\mathbf{P}_p^-}, \quad \text{если } j_X = \frac{3}{2}. \quad (9)$$

Конечно, резонансы могут рождаться не только в реакциях (1)–(3), где начальная частица в вершине резонанса имеет спин 1/2. Предположим, что барионный резонанс генерируется через полюсную диаграмму в реакции  $A + x \rightarrow y + X$ , причем частица имеет спин  $j_A \geq 1$ . Если выполнено одно из следующих условий:  $j_i \leq 1/2$ ,  $j_{iy} \leq 1/2$ ,  $j_{iA} \leq 1/2$ ,  $l_{iy} = 0$  (соответственно спины, суммарные спины и орбитальный момент относительно движения обозначенных индексами частиц), то асим-



метрия в угловом распределении конечных частиц  $y$  выражается простым образом через четные поляризационные моменты начальных частиц  $A$  и квантовые числа резонанса  $l_{iA}$ ,  $j_{iA}$ ,  $j_X$ . Общая формула для асимметрии дана в работе [7], здесь приводится только конкретный пример. Пусть  $j_A = 1$ ,  $j_i = \frac{1}{2}$ ,  $j_{iA} = \frac{3}{2}$  (в случае  $j_{iA} = \frac{1}{2}$  угловое распределение не зависит от выстроенности частицы  $A$ ). В этом случае

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_A = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \left[1 + \sum_{ij} B(l_{iA}, j_X) P_A^{ij} n_{iA}^i n_{iA}^j\right], \quad (10)$$

где  $B(l_{iA}, j_X) = (-)^{j_i - j_X} (2l_{iA} + 1) C_{l_{iA} 0 l_{iA} 0}^{20} \left\{ \begin{matrix} l_{iA} & l_{iA} & 2 \\ 3/2 & 3/2 & j_X \end{matrix} \right\}$ ,

а  $n_{iA}^i$  и  $n_{iA}^j$  — компоненты единичных векторов направлений относительных скоростей частиц  $i$  и  $A$

$$\hat{n}_{iA} = \frac{\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_A}{|\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_A|} = \frac{\mathbf{v}_X - \mathbf{v}_A \frac{m_i + m_A}{m_X}}{\left| \mathbf{v}_X - \mathbf{v}_A \frac{m_i + m_A}{m_X} \right|}.$$

Наконец приведем несколько коэффициентов асимметрии  $B(l_{iA}, j_X)$  при различных значениях орбитального момента  $l_{iA}$  и спина резонанса  $j_X$ .

$$\begin{array}{lll} B(l_{iA}=0, j_X=a)=0 & B\left(2, \frac{1}{2}\right) = -\frac{1}{2} & B\left(3, \frac{3}{2}\right) = -\frac{2}{5} \\ B\left(1, \frac{1}{2}\right) = -\frac{1}{2} & B\left(2, \frac{3}{2}\right) = 0 & B\left(3, \frac{5}{2}\right) = \frac{1}{10} \\ B\left(1, \frac{3}{2}\right) = \frac{2}{5} & B\left(2, \frac{5}{2}\right) = \frac{5}{14} & B\left(3, \frac{7}{2}\right) = \frac{1}{3} \\ B\left(1, \frac{5}{2}\right) = -\frac{1}{10} & B\left(2, \frac{7}{2}\right) = -\frac{1}{7} & B\left(3, \frac{9}{2}\right) = -\frac{1}{6}. \end{array}$$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Далькаров О. Д., Мандельцвейг В. Б., Шапиро И. С., Письма ЖЭТФ, **10**, 402 (1969).
2. Далькаров О. Д., Мандельцвейг В. Б., Шапиро И. С., ЯФ, **11**, 889 (1970).
3. Dalkarov O. D., Mandelzweig V. B., Shapiro I. S., Nucl. Phys., **21B**, 88 (1970).
4. Далькаров О. Д., Мандельцвейг В. Б., Шапиро И. С., ЯФ, **13**, 332 (1971).
5. Богданова Л. П., Далькаров О. Д., Мандельцвейг В. Б., Шапиро И. С., ЖЭТФ, **61**, 2242 (1971).
6. Отс И., ЯФ, **17**, 1075 (1973).
7. Отс И., О возможных методах определения спинов квазиядерных резонансов, образующихся через полюсный механизм, рукопись, депонировано в ВИНТИ, № 773, 74 (1974).
8. Goldfarb L. J. B., Nucl. Phys., **7**, 622 (1958).

Институт физики  
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию  
18/II 1974