

31-71

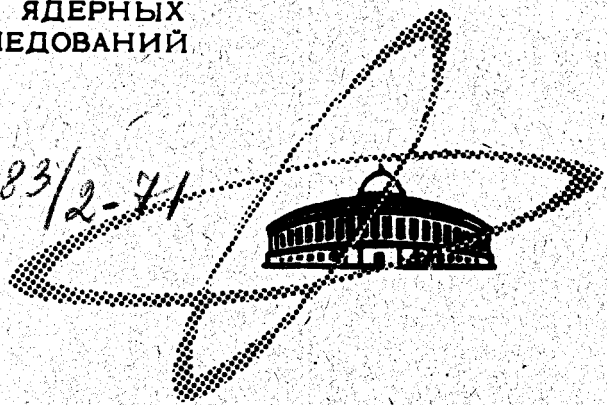
Г-859

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 5648

1383/2-71



В. Г. Гришин, Г. И. Копылов, М. И. Подгорецкий

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ЧАСТИЦ
В ПРОЦЕССАХ
С УЧАСТИЕМ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

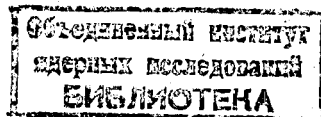
1971

P1 - 5648

В.Г. Гришин, Г.И. Копылов, М.И. Подгорецкий

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ЧАСТИЦ
В ПРОЦЕССАХ
С УЧАСТИЕМ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

Направлено в ЯФ



§1. Введение

В работе^{/1/} была рассмотрена интерференция тождественных частиц 1,2 в таких процессах, в которых каждая из этих частиц может образовать резонанс R с третьей частицей. В этом случае основные черты реакции

$$0 \rightarrow 1 + 2 + 3 \quad (1.1)$$

определяются суммой амплитуд двух возможных каналов

$$0 \rightarrow 1 + R \quad \xrightarrow{\quad} \quad 2 + 3 \quad \text{и} \quad 0 \rightarrow 2 + R \quad \xrightarrow{\quad} \quad 1 + 3 \quad (1.2)$$

Здесь и далее символ 0 обозначает всю систему частиц в целом.

Было показано, что когда ширина резонанса достаточно мала^{x/} и эффективные массы пар частиц 1,3; 2,3; 1,2 удовлетворяют условиям

^{x/} Если отношение $\Gamma_R / Q_0 \ll 1$, где Q_0 - энерговыделение в реакции (1.2), то амплитуды рождения резонансов мало меняются при изменении их импульсов в пределах $|\Delta p_R| \sim \Gamma_R$. Именно в этом предположении и рассматриваются интерференционные эффекты в работе^{/1/}.

$$m_{13} \approx M_R, \quad m_{23} \approx M_R, \quad m_{12} \approx 2m, \quad (1.3)$$

величина

$$\rho = -\frac{1}{2} (m_{13}^2 - m_{23}^2) \quad (1.4)$$

распределена по закону

$$W(\rho) \approx 1 \pm [1 + (\rho / M_R \Gamma_R)^2]^{-1}. \quad (1.5)$$

Здесь M_R - масса резонанса и m - масса одной из тождественных частиц. Знак "+" в (1.5) отвечает случаю бесспиновых частиц, для частиц со спином выбор знака определяется полным спином системы (1.2). Выражение (1.5) получено после усреднения вероятности процесса (1.2) по величине

$$\sigma = \frac{1}{2} (m_0^2 - m_{12}^2 - 2M_R^2 + 2m^2 + m_3^2). \quad (1.6)$$

Таким образом, для достаточно узких резонансов можно наблюдать интерференционные явления (в распределении по величине ρ), характерные черты которых не зависят от механизма реакций (1.2) и определяются только шириной резонанса Γ_R . Условия наблюдения хорошо выполняются в процессах с участием возбужденных ядер, где $\Gamma_R \sim 0,01-0,1$ Мэв, а энерговыделение Q_0 составляет несколько Мэв. Кроме того, среди ядерных реакций часто встречаются такие, в которых резонансный канал

является доминирующим ^{/2/}, что предполагалось при выводе большей части соотношений в работе ^{/1/}. В связи с этим полученные в ^{/1/} результаты справедливы и для реакций с возбужденными ядрами. Отсюда, в частности, следует, что обсуждаемые интерференционные явления позволяют измерять ширину возбужденных состояний ядер. Вместе с тем эти реакции имеют ряд дополнительных особенностей, которые будут рассмотрены в §2. В §3 обсуждаются ядерные реакции, в которых аналогичные интерференционные явления имеют место для нетождественных частиц.

§2. Интерференционные явления в системе "возбужденное ядро + частица"

Рассмотрим реакцию



которая идет по каналам (1.2). Здесь a - первичная падающая частица (нуклон, d , α и т.д.); b - ядро мишени; 1,2 - тождественные частицы с массой m ; 3 - образовавшееся ядро с массой m_3 .

Сначала найдем интервал кинетической энергии падающей частицы (T_a^{\min} , T_a^{\max}), в котором можно наблюдать интерференционные эффекты (частица b покоится). Для этой цели воспользуемся известным соотношением

$$m_0^2 = m_{13}^2 + m_{23}^2 + m_{12}^2 - \sum_{i=1}^3 m_i^2. \quad (2.2)$$

В нашем случае $m_{13} \approx m_{23} \approx M_R$

и

$$m_0^2 \approx 2M_R^2 - \sum_{i=1}^3 m_i^2 + m_{12}^2. \quad (2.3)$$

С другой стороны,

$$m_0^2 = (m_a + m_b)^2 + 2m_b T_a. \quad (2.4)$$

Из (2.3) и (2.4) получим

$$T_a = \frac{1}{2m_b} [2M_R^2 - \sum_{i=1}^3 m_i^2 - (m_a + m_b)^2] + \frac{m_{12}^2}{2m_b}. \quad (2.5)$$

Из (2.5) легко найти T_a при $m_{12} \approx 2m$ для любой конкретной реакции. Ясно, что указанное значение T_a является минимальным (T_a^{\min}). Как отмечалось в работе^{/1/}, интерференция возможна и для больших значений m_{12} , если только $m_{13} \approx m_{23} \approx M_R$. Поэтому

$$T_a^{\max} = \frac{1}{2m_b} [2M_R^2 - \sum_{i=1}^3 m_i^2 - (m_a + m_b)^2] + \frac{(m_{12}^2)^{\max}}{2m_b}, \quad (2.6)$$

и ширина интервала энергий, в котором возможна интерференция, равна:

$$\Delta \equiv T_a^{\max} - T_a^{\min} = \frac{1}{2m_b} (m_{12}^{2\max} - m_{12}^{2\min}). \quad (2.7)$$

Значение $m_{12}^{\min} \approx 2m$ соответствует такой конфигурации тождественных частиц в реакции (2.1), когда они имеют одинаковые по величине и направлению импульсы, а m_{12}^{\max} - конфигурации, в которой частицы 1,2 летят в противоположные стороны с одинаковыми энер-

гиями в с.п.и. реакции (2.1). Можно показать, что $M_{12}^{\max} = (M_R^2 - m^2 - m_3^2) / m_3$. Подставляя эти значения m в (2.6) и (2.7), получим

$$T_a^{\min} = \frac{1}{2m_b} [(m_3 + 2m)^2 - (m_a + m_b)^2] + \frac{1}{m_b} [2(m + m_3)Q_R + Q_R^2] \approx$$

$$\approx T_a^{\text{пор}} + 2Q_R \frac{m_3 + m}{m_b} \quad (2.8)$$

и

$$\Delta \approx 4Q_R \frac{m}{m_b} \frac{m + m_3}{m_3}, \quad (2.9)$$

где $Q_R = M_R - m_3 - m$, $T_a^{\text{пор}}$ - пороговая энергия частицы a для реакции (2.1), идущей без образования резонанса R . Для очень тяжелых ядер, когда $m/m_b \ll 1$, из (2.8) вытекает естественный результат

$$T_a^{\min} - T_a^{\text{пор}} \approx 2Q_R. \quad (2.10)$$

В этих же условиях ширина интервала Δ стремится к нулю и может оказаться меньше, чем ширина резонанса Γ_R . Такая ситуация потребовала бы специального рассмотрения. В случае легких ядер $Q_R \approx 1-10$ Мэв, $m/m_b > 1/20$ и $\Delta \sim 0,1-1$ Мэв.

Итак, в указанном интервале энергий шириной Δ для реакций типа (2.1) с участием возбужденных ядер будут иметь место интерференционные эффекты в распределениях по величине

ρ при усреднении по m_{12}^2 или m_0^2 ^{x/}. Область, где существенна интерференция, определяется условием

$$y = \frac{\rho}{M_R \Gamma_R} \lesssim 1. \quad (2.11)$$

Рассмотрим подробнее зависимость величины y от характеристик частиц в лабораторной системе координат. Легко показать, что

$$y = \frac{1}{M_R \Gamma_R} [\omega_0 (\omega_1 - \omega_2) - \vec{p}_0 (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)], \quad (2.12)$$

где ω_i , \vec{p}_i - энергии и импульсы частиц 1,2 и всей системы в целом. Введем единичные векторы \vec{e}_i в направлении импульсов частиц и $\delta T = T_1 - T_2$, где T_i - кинетические энергии тождественных частиц.

Тогда

$$y \approx \frac{\omega_0 \delta T}{M_R \Gamma_R} - \frac{p_0}{p_1} \frac{m}{M_R} \frac{\delta T}{\Gamma_R} \vec{e}_0 \vec{e} - \frac{2p_0 p_1}{M_R \Gamma_R} \sin \psi / 2 (\vec{e}_0 \vec{N}), \quad (2.13)$$

^{x/} Величина T_a связана с m_0^2 соотношением (2.4), т.е. усреднение по m_0^2 равносильно усреднению по T_a . Отсюда, между прочим, следует, что рассматриваемые интерференционные явления имеют место и при немонахроматичности первичных частиц. Если в реакции имеются еще дополнительные частицы, то вместо усреднения по первичной энергии или по m_{12}^2 можно проводить усреднение по энергиям и импульсам этих частиц. Разумеется, кинематические соотношения типа (2.8) и (2.9) соответствующим образом изменяются.

где \vec{N} и \vec{e} - единичные векторы в направлении $(\vec{e}_1 - \vec{e}_2)$ и $(\vec{e}_1 + \vec{e}_2)$, а ψ - угол между \vec{p}_1 и \vec{p}_2 . В нерелятивистском случае можно положить $\omega_0 = m_a + m_b$ и

$$y \approx \frac{m_a + m_b}{M_R} \frac{\delta T}{\Gamma_R} - \frac{p_0}{p_1} \frac{m}{M_R} \frac{\delta T}{\Gamma_R} \vec{e}_0 \vec{e} - \frac{2p_0 p_1}{M_R \Gamma_R} \sin \frac{\psi}{2} (\vec{e}_0 \vec{N}). \quad (2.14)$$

Как видно из (2.14), в общем случае значение y определяется как энергетическими, так и угловыми характеристиками тождественных частиц в реакции (2.1). Поэтому для наблюдения эффекта необходимо измерять направления и величины импульсов частиц 1 и 2 в области $y \lesssim 1$ и строить распределение $W(y)$.

Для реакций, в которых $m/M_R \ll 1$, второй член много меньше первого и

$$y \approx \frac{m_a + m_b}{M_R} \frac{\delta T}{\Gamma_R} - \frac{2p_0 p_1}{M_R \Gamma_R} \sin \psi / 2 \cdot (\vec{e}_0 \vec{N}). \quad (2.15)$$

Отметим, что по сравнению со случаем образования резонансов в системе элементарных частиц (см. §3 в работе ^{1/}) первый член в (2.15) не зависит от скорости резонанса. Это связано просто с тем, что скорости возбужденных ядер малы.

^{x/} В частном случае при $\psi \approx 0$ величина y также не зависит от импульса системы (1,2,3). Это утверждение справедливо и для более сложных реакций, в которых, кроме трех частиц, имеются еще дополнительные, не участвующие в образовании резонанса R . Отсюда следует, что и в таких процессах можно наблюдать интерференционный эффект, измеряя только δT при $\psi \approx 0$.

Оценим интервалы изменения δT и $\delta\psi$ в области интерференции. Из (2.15) следует, что полуширина распределения $W(\rho)$ по δT составляет:

$$\delta T \approx \Gamma_R \cdot \left(\frac{m_a + m_b}{M_R} \right)^{-1}, \quad (2.16)$$

и для случая очень тяжелых ядер ($M_R \gg m_a$):

$$\delta T \approx \Gamma_R. \quad (2.17)$$

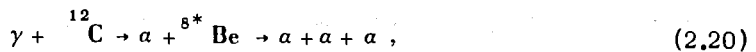
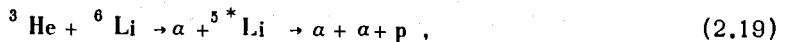
Для оценки полуширины распределения $W(\rho)$ по ψ положим $\psi \ll 1$ и $p_1 \approx p_0/2$, тогда условие наблюдения эффекта (2.11) приводит к соотношению

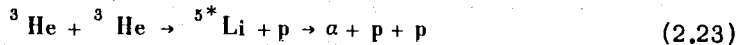
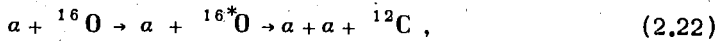
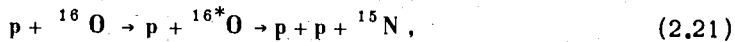
$$\delta\psi \approx M_R \Gamma_R / p_0^2. \quad (2.18)$$

Пропорциональность величины $\delta\psi$ массе резонанса связана с тем обстоятельством, что распадные пробеги возбужденных ядер тем меньше, чем больше их масса^{/1/}.

В реакциях с участием легких ядер значение $\delta\psi$ составляет несколько градусов, и интерференционный пик может быть хорошо промерен в экспериментах.

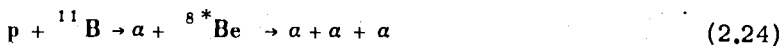
Примерами реакций, в которых в принципе можно было бы наблюдать обсуждаемые выше явления, являются:





и т.д. Эти реакции идут в основном по каналам с участием резонансов, у которых $\Gamma_R \ll Q_R$.

Итак, мы рассмотрели особенности интерференционных явлений в ядерных процессах с участием тождественных частиц и оценили пределы изменения как энергетических, так и угловых характеристик вторичных частиц в области интерференции ($y \leq 1$). При этом везде предполагалось, что проводится усреднение по энергии падающей частицы T_a или по m_{12}^2 . Только в этом случае справедливы формулы типа (1.5), приводящие к эффекту, величина которого не зависит от механизма реакции (2.1). Наблюдение интерференции в других условиях приводит к результатам, интерпретация которых сложна и связана с модельными представлениями. Так, в работе^{/2/} изучалась реакция

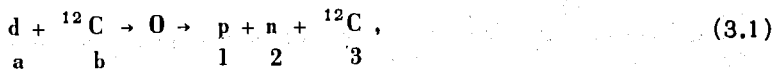


при $T_p = 2,0; 2,65$ и $3,25$ Мэв. Фиксировались углы вылета θ_1, θ_2 двух a -частиц и строились распределения по их кинетическим энергиям при определенной энергии первичного протона. Таким образом, в этом случае не было усреднения по m_{12}^2 или T_p . В результате анализа, проведенного на основе различных модельных представлений о механизме реакции, авторы пришли к заключению о существовании сложной интерференционной картины, связанной с возбуждением состояния ${}^8*\text{Be}$ ($Q \approx 3$ Мэв, $\Gamma_R \approx 1$ Мэв).

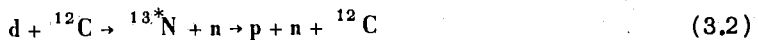
§3. Два возбужденных состояния ядер в системе трех частиц

В предыдущем параграфе и в работе ^{/1/} были обсуждены интерференционные эффекты в системе трех частиц, из которых две являются тождественными. Перейдем к случаю, когда в системе из трех разных частиц могут возникать два возбужденных состояния, R и r . При этом также могут иметь место аналогичные интерференционные явления.

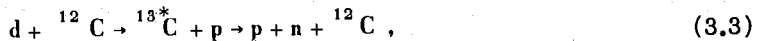
Рассмотрим для определенности конкретную реакцию:



которая может идти по двум каналам,



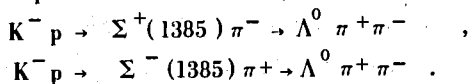
и



где ${}^{13*}\text{N}$ и ${}^{12*}\text{C}$ - возбужденные состояния соответствующих ядер ^{x/}. Амплитуда реакции имеет вид:

$$\Lambda \approx \frac{a}{m_{13}^2 - M_R^2 + iM_R \Gamma_R} + \frac{b}{m_{23}^2 - M_r^2 + iM_r \Gamma_r}. \quad (3.4)$$

^{x/} В работе ^{/3/} обсуждается сходная ситуация применительно к реакции $K^- p \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^-$, идущей по каналам



Здесь $M_{R,r}$ и $\Gamma_{R,r}$ — массы и ширины резонансов R, r , а коэффициенты a и b , в отличие от случая тождественных частиц, не связаны между собой. Для достаточно узких резонансов ($\Gamma \ll Q$) в области интерференции ($m_{13} \approx M_R, m_{23} \approx M_r$) значения a и b можно считать постоянными. Введем новые переменные:

$$2\rho' = 2\rho - M_R^2 + M_r^2 \quad (3.5)$$

и

$$2\sigma' = m_{13}^2 + m_{23}^2 - M_R^2 - M_r^2. \quad (3.6)$$

После интегрирования квадрата модуля амплитуды (3.4) по σ' получим распределение по ρ' :

$$W(\rho') \approx \frac{|a|^2}{M_R \Gamma_R} + \frac{|b|^2}{M_r \Gamma_r} + \frac{4}{M_R \Gamma_R + M_r \Gamma_r} \cdot \frac{\operatorname{Re}(ab^*) - \frac{2\rho' \operatorname{Im}(ab^*)}{M_R \Gamma_R + M_r \Gamma_r}}{1 + \left(\frac{2\rho'}{M_R \Gamma_R + M_r \Gamma_r} \right)^2} \quad (3.7) \text{ x/}$$

Слагаемое с $\operatorname{Im}(ab^*)$ можно исключить, если строить распределение по модулю ρ' :

x/ Отметим, что (3.7), как и следовало ожидать, переходит в (1.5) при $M_R = M_r, \Gamma_R = \Gamma_r$ и $a = b$.

$$W(|\rho'|) = \frac{|a|^2}{M_R \Gamma_R} + \frac{|b|^2}{M_r \Gamma_r} + \frac{4}{M_R \Gamma_R + M_r \Gamma_r} \cdot \frac{\operatorname{Re}(ab^*)}{1 + \left(\frac{2\rho'}{M_R \Gamma_R + M_r \Gamma_r} \right)} \quad (3.8)$$

Третий член в (3.8) соответствует интерференционному эффекту, который определяется суммой ширин резонансов, и его зависимость от $|\rho'|$ аналогична зависимости от ρ в (1.5) для тождественных частиц^{x/}.

Абсолютная величина эффекта определяется значением $\operatorname{Re}(ab^*)$, т.е. зависит от амплитуды рождения резонансов R и r . Таким образом, изучая спектр событий (3.1) по $|\rho'|$ в области $m_{13} \approx M_R$, $m_{23} \approx M_r$, можно определить ширины резонансов.

Для частного случая, когда $a \approx b$.

$$W(\rho') = 1 + \frac{4}{\left(\sqrt{\frac{M_r \Gamma_r}{M_R \Gamma_R}} + \sqrt{\frac{M_R \Gamma_R}{M_r \Gamma_r}} \right)^2} \frac{1}{1 + \left(\frac{2\rho'}{M_r \Gamma_r + M_R \Gamma_R} \right)^2} \quad (3.9)$$

При $\Gamma_R \gg \Gamma_r$ интерференционный член уменьшается:

$$W(\rho') = 1 + 4 \frac{M_r \Gamma_r}{M_R \Gamma_R} \frac{1}{1 + \left(\frac{2\rho'}{M_R \Gamma_R} \right)^2} \quad (3.10)$$

Таким образом, интерференционный эффект определяется не совпадением масс резонансов, а соотношением ширин Γ_r и Γ_R .

Для получения распределений типа (3.7) - (3.10) опыты нужно ставить таким образом, чтобы происходило усреднение по Γ_r или m_{12} при $m_{13} \approx M_R$ и $m_{23} \approx M_r$ ^{/1/}. Это становится возможным лишь начиная с энергии

^{x/} Для возбужденных ядер $M_r \approx M_R$.

$$T_a^{\min} = T_a + \frac{M_R M_r}{m_3 m_b} (Q_R + Q_r - 2 \sqrt{\frac{Q_R Q_r m_1 m_2}{M_R M_r}}) \quad (3.11)$$

в интервале

$$\Delta \equiv T_a^{\max} - T_a^{\min} = \frac{4}{m_3 m_b} \sqrt{m_1 m_2 Q_R Q_r M_R M_r}, \quad (3.12)$$

где $Q_R = M_R - m_3 - m_1$, $Q_r = M_r - m_3 - m_2$ и T_u - пороговая энергия для реакции (3.1), идущей без образования резонансов^{x/}. В частности, для каналов (3.2) и (3.3) с $Q_{13^*_N} = 3,55$ Мэв и $Q_{13^*_C} = 7,64$ Мэв интерференционный эффект возможен лишь для $T_d^{\min} = 7,23$ Мэв ($\Delta = 0,76$ Мэв). Реакция (3.1) изучалась в работе^{/4/}, но, к сожалению, при меньшей энергии ($T_d = 5,39$ Мэв).

Область интерференции для реакций (3.2) и (3.3) определяется условием (см. (3.8))

$$y' = \frac{2 \rho'}{M_R \Gamma_R + M_r \Gamma_r} \lesssim 1, \quad (3.13)$$

или, учитывая, что $M_R \approx M_r$, имеем:

$$y' \approx \frac{2}{M_R} \frac{\rho'}{\Gamma_R + \Gamma_r}. \quad (3.14)$$

^{x/} Мы не приводим вывода формул (3.11) и (3.12). Отметим, что их удобно получить, рассматривая реакцию (3.1) в системе покоя частицы 3. При $Q_R = Q_r$, $M_R = M_r$ и $m_1 = m_2$ эти формулы переходят в (2.8) и (2.9) соответственно.

В лабораторной системе координат

$$p' = \omega_0 (\omega_1 - \omega_2) - (\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \cdot \vec{p}_0 - \frac{1}{2} (m_1^2 - m_2^2 + M_R^2 - M_r^2). \quad (3.15)$$

Формула (3.15) отличается от аналогичного выражения для p (2.12) только на постоянную величину $c_1 = \frac{1}{2} (m_1^2 - m_2^2 + M_R^2 - M_r^2)$, в которой учитывается разность масс резонансов R, r и частиц 1,2. Эта разница не существенна с точки зрения выводов, полученных в §2 относительно зависимости величины y' от угловых и кинетических корреляций вторичных частиц, так как эти результаты связаны только с большой массой резонансов и нерелятивистским приближением. Действительно, и в этом случае $\omega_0 \approx m_a + m_b$ и

$$y' \approx \frac{2}{M_R (\Gamma_R + \Gamma_r)} [(m_a + m_b) \delta T - \vec{p}_0 (\vec{p}_1 - \vec{p}_2) - c_1 + (m_a + m_b) (m_1 - m_2)]. \quad (3.16)$$

Полуширина распределения $W(|p'|)$ в переменных δT будет составлять

$$\delta T \approx \frac{1}{2} (\Gamma_R + \Gamma_r) \frac{M_R}{m_a + m_b}$$

и не зависит от энергии налетающей частицы. Если $M_R \gg m_a$, то это переходит в

$$\delta T \approx \frac{1}{2} (\Gamma_R + \Gamma_r) \quad (3.17)$$

и не зависит также и от массы резонанса. Для оценки $\delta \psi$ второй член в (3.16) перепишем в виде

$$\vec{p}_0 (\vec{p}_1 - \vec{p}_2) = p_0 |\vec{p}_1 - \vec{p}_2| \cos \theta \approx \frac{1}{2} p_0^2 \psi \cos \theta, \quad (3.18)$$

где θ - угол между векторами \vec{p}_0 и $\vec{p}_1 - \vec{p}_2$.

Из соотношения (3.13) имеем:

$$\delta\psi \approx M_R (\Gamma_R + \Gamma_F) / p_0^2, \quad (3.19)$$

что для реакций с легкими ядрами составляют величину в несколько градусов. Конкретно в реакции (3.1) с $Q_{N^*} = 3,55$ Мэв, $\Gamma_{N^*} = 61$ кэв и $Q_{C^*} = 7,64$ Мэв, $\Gamma_{C^*} = 55$ кэв при $T_d = 7,23$ Мэв имеем $\delta T \approx 58$ кэв и $\delta\psi \approx 3^\circ$.

Отметим, что в проведенном выше рассмотрении мы не анализировали зависимость коэффициентов a и b от спиновой структуры и динамики процесса (3.1). В некоторых случаях возможна частичная компенсация величины эффекта, поскольку интерференционный член в (3.8) может иметь разные знаки для триплетного и синглетного состояний системы n, p . Однако в общем случае такая компенсация не имеет места.

Пользуясь случаем, выражаем свою признательность В.Л. Любошицу за многочисленные обсуждения и В.П. Рудакову, обратившему наше внимание на работу^{12/}.

Л и т е р а т у р а

1. В.Г. Гришин, Г.И. Копылов, М.И. Подгорецкий. Сообщения ОИЯИ, P1-5315, Дубна, 1970.
2. Conference on Correlations of Particles Emitted in Nuclear Reactions. Rev.Mod. Physics, 37, N3, 409, 418 (1965).

3. Р. Далиц. Странные частицы и сильные взаимодействия. §56, ИЛ, Москва, 1964.
4. J. Lang, R. Müller, W. Wöflfi et al. Nucl.Phys., 88, 576 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 марта 1971 года.