

2165/2-73

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



C 175
Б-48

18/VI-1

P1 - 7033

С.Ф.Бережнев, Л.С.Вертоградов, Г.И.Копылов

2165/2-73

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ШИРИНЫ РЕЗОНАНСОВ
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ МЕТОДОМ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P1 - 7033

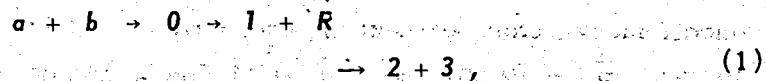
С.Ф.Бережнев,* Л.С.Вертоградов, Г.И.Копылов

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ШИРИНЫ РЕЗОНАНСОВ
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ МЕТОДОМ

* НИИЯФ МГУ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В работах /1-3/ предложен интерференционный метод измерения ширины резонансов - адронных /1,2/ или ядерных /3/. Он применим для резонансов, которые рождаются в реакции



причем 1,2 - две тождественные частицы, а частица 3 - произвольная. Показано, что когда ширина резонанса достаточно мала и эффективные массы пар (1,3) и (2,3) лежат в части квадрата

$$m_{13} \in (m_R - \alpha \Gamma_R, m_R + \alpha \Gamma_R), \quad (\alpha \approx 1) \quad (2)$$

$$m_{23} \in (m_R - \alpha \Gamma_R, m_R + \alpha \Gamma_R),$$

отсекаемой от него полосой

$$m_{12} = 2m_1, \quad (3)$$

то величина

$$y = \frac{m_{13}^2 - m_{23}^2}{2m_R \Gamma_R} \quad (4)$$

распределена по закону

$$w(y) \approx 1 + \frac{1}{1+y^2} \quad (5)$$

Это позволяет измерить ширину резонанса методом, отличным от существующих.

На опыте интерференционный метод пока не применялся; не ясна его светосила и некоторые другие особенности. Мы решили проверить пригодность метода в численном эксперименте.

С этой целью мы промоделировали некоторую типичную воображаемую ядерную реакцию типа (1), взяв массы частиц следующими: $m_a = m_1 = m_2 = 1$ Гэв, $m_b = 12$ Гэв, $m_R = 12,001$ Гэв, $m_3 = 11$ Гэв и ширину резонанса $\Gamma_R = 0,01$ Мэв. Кинетическая энергия T_a была выбрана с таким расчетом, чтобы квадрат (2) был в центре фигуры Далица реакции (1) (это наступало при $T_a = 2$ Мэв). Изменение T_a на $\pm 0,1$ Мэв перемещало фигуру Далица так, что она пересекала квадрат по диагонали, отсекая от него половину. При $T_a = 1,9$ Мэв как раз выполнялись условия (2) и (3).

Все распады предполагались изотропными.

Приведем результаты моделирования.

1. Прежде всего мы убедились, что при условиях (2), (3) получается интерференционный максимум. Спектр величины y показан на рис. 1-1 (на статистике в 30.000 событий). Выполняется соотношение сигнал: фон = 2:1, характерное для интерференционных

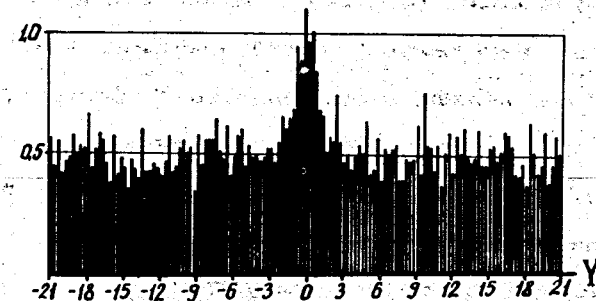


Рис. 1-1. Спектр величины $y = \frac{m_{13}^2 - m_{23}^2}{2m_R \Gamma_R}$. Область пересечения резонансных полос (квадрат (2)) находится на краю фигуры Далица.

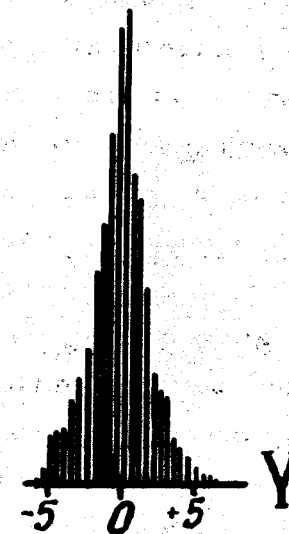


Рис. 1-1а. Спектр y . Случай, когда ширина резонанса примерно равна ширине фигуры Далица,

резонансных пиков (см. (5)). Чтобы максимум хорошо выделялся на фоновом плато, резонанс должен быть гораздо уже, нежели протяженность d фигуры Далица. Так, при $\Gamma_R = 0,1$ Мэв кинематические границы величины y на фигуре Далица немногим шире резонанса (рис. 1-1а); это усложняет измерение Γ_R^* . (У неядерных резонансов ситуация $\Gamma_R \approx d$ не возникает).

2. При расчете в /1-3/ всячески эксплуатировалось условие (3), благодаря которому тождественные частицы приобретали близкие импульсы $\vec{p}_1 \approx \vec{p}_2$; это, в свою очередь, гарантировало, что какова бы ни была динамика реакции (1), это никак не скажется на форме спектра (5). Однако иногда динамика реакции (1) такова, что выполнения закона (5) можно ожидать и при больших отклонениях \vec{p}_1 от \vec{p}_2 . Чтобы проверить наличие интерференционного пика в таком режиме работы, мы взяли $T_a = 2$ Мэв, что обеспечило попадание квадрата (2) в центр фигуры Далица. Интерференционный максимум для этого случая показан на рис. 1-2.

3. В работе /1/ отмечено, что для наблюдения интерференционного максимума не обязательно усреднять результаты наблюдений по ширине резонанса при фиксированном T_a , как это делалось выше. Вместо это-

* Но не делает это измерение невозможным; для определения Γ_R всегда можно употребить метод максимума правдоподобия.

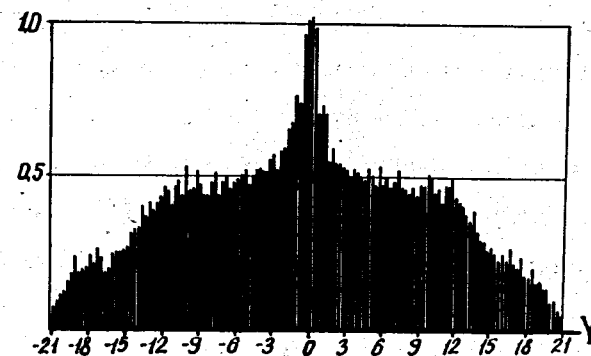


Рис. 1-2. Спектр y . Резонансные полосы пересекаются в центре фигуры Далица.

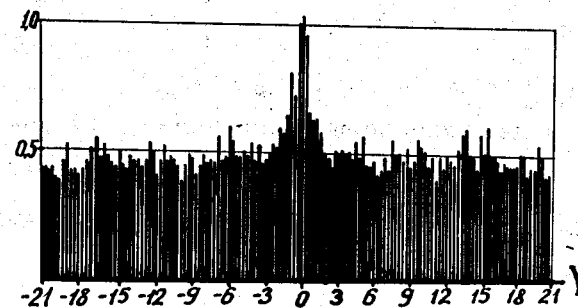


Рис. 1-3. Спектр y для случая, когда варьируется кинетическая энергия налетающей частицы.

го можно варьировать начальную энергию T_0 , так, чтобы квадрат (2) пробегал какую-то часть фигуры Далица. Такой режим наблюдения интерференции очень удобен, так как снижает требования к первичному пучку.

Действительно, варьируя T_0 в интервале 1,9–2,1 Мэв (при этом квадрат (2) пробегал всю фигуру Далица), мы убедились, что спектр y не изменился; пик при $y = 0$ оставался по-прежнему ясно выраженным (рис. 1–3).

Во всех численных экспериментах 1–3 светосила метода оставалась высокой: до 10–20% всех резонансных событий попадало в область интерференционного максимума.

Подтвердилось еще одно предсказание работы /1/: отсутствие пика в спектре величины

$$x = (m_{13}^2 + m_{23}^2 - 2m_R^2) / 2m_R \Gamma_R,$$

чья линии уровня перпендикулярны линиям уровня величины y ; усреднение по x , собственно говоря, и обеспечивает пик в спектре y . Спектр x во всех случаях был плоским (см. рис. 2).

Во всех описанных выше экспериментах реализовалась "4 π - геометрия", характерная для экспериментов в камерах. Однако предпочтительнее была бы электронная методика, при которой счетчики детектируют тождественные частицы, измеряя их энергии и углы вылета. Идея "интерферометра недостающих масс" высказана в работе /2/.

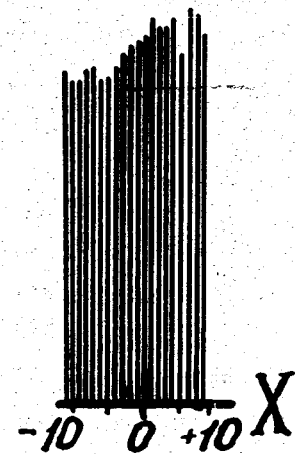


Рис. 2. Спектр величины $x = \frac{m_{13}^2 + m_{23}^2 - 2m_R^2}{2m_R \Gamma_R}$.

Для моделирования наблюдения интерференции при помощи счетчиков мы воспользовались программой FOWLOM /4/. Роль детекторов исполняли шарик диаметром 1 см, размещенные в 1 м от мишени.

4. В численном эксперименте № 4 регистрировались узкие пары тождественных частиц. Детекторы помещались вплотную друг к другу под углом 90° к оси пучка. Кинетическая энергия T_0 варьировалась в интервале 1,9–2,1 Мэв равномерно.

В детекторы (с произведением телесных углов 10⁻⁸) попадала 5,5 · 10⁻¹¹ часть всех частиц, из них в область пика - 28%.

5. В другом численном эксперименте счетчики были настроены на широкие симметричные пары тождественных частиц. Симметричная геометрия гарантировала независимость спектра y от динамики реакции. Детекторы размещались под углом 32° к оси пучка в одной плоскости, по разные стороны пучка. Чтобы частицы попали в детекторы, энергия пучка менялась в интервале 2,0-2,2 Мэв. В детекторы попадало $1,1 \cdot 10^{-10}$ всех пар частиц, из них в область пика - 25%.

В обоих опытах (4 и 5) пик в спектре y был хорошо выражен (на рис. 1-4 он показан для опыта 4).

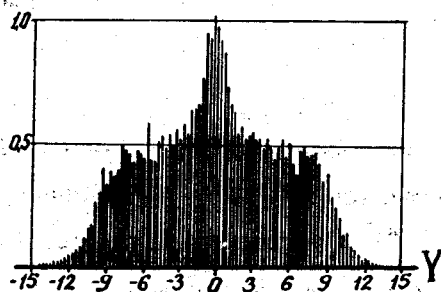


Рис. 1-4. Спектр величины y для случая, когда обе тождественные частицы регистрируются одним детектором с малым телесным углом (угол разлета тождественных частиц мал).

Точность измерения ширины пика

В [1] рекомендуется применять интегральный метод измерения ширины интерференционного максимума: подсчитывать число событий в области максимума (N') и вне его (N''), взяв для этого два равных участка

спектра величины $\frac{1}{2}(m_{13}^2 - m_{23}^2)$. Пусть z есть корень уравнения

$$\frac{\operatorname{tg} z}{z} = a \equiv \frac{N''}{N' - N''}, \quad (6)$$

тогда ширина резонанса

$$\Gamma_R = \frac{D}{2m_R z a}, \quad (7)$$

где D - ширина участков спектра. В той упрощенной задаче, которую мы моделировали, величина $m_R \Gamma_R$ полагалась равной 1, поэтому (7) определяло $D = 2za$, и отличие вычисленного таким образом значения D от первоначально выбранного оценивало точность интегрального метода. Измерения в численных экспериментах № 1, 2, 3 показали, что отклонения D , вычисленного от D истинного, достигали соответственно -11, -10, +14% (при $D \approx 8$) и поднимались до 20-25% при $D \approx 4$ (эксперимент № 4).

Выводы

Моделирование подтвердило практическую возможность интерференционного определения ширины узких ядерных резонансов. На точности измерений не сказываются большие вариации энергии первичного пучка. Эффективность наблюдений интерференции при помощи счетчиков достаточно высока.

Мы благодарны М.И. Подгорецкому за постановку задачи и ценные обсуждения.

Литература

1. В.Г. Гришин, Г.И. Копылов, М.И. Подгорецкий. ЯФ, 13, 1116, 1971.
2. Г.И. Копылов. ЯФ, 15, 178, 1972.
3. В.Г. Гришин, Г.И. Копылов, М.И. Подгорецкий. ЯФ, 14, 600, 1971.
4. С.Ф. Бережнев, Л.С. Вертоградов. Сообщение ОИЯИ, Р11-6175, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 марта 1973 года