

НАБЛЮДЕНИЕ СТРУКТУР В ИНВАРИАНТНЫХ МАССАХ ДВУХ НУКЛОНОВ РЕАКЦИИ РАЗВАЛА ДЕЙТРОНА ПРОТОНАМИ

В.П.Андреев, А.В.Кравцов, М.М.Макаров, В.И.Медведев,
Г.З.Обрант, В.И.Поромов, В.В.Саранцев, Г.Л.Соколов,
А.Б.Сокорнов, С.Г.Шерман

Исследованы спектры эффективных масс двух нуклонов в реакции $pd \rightarrow ppn$ с вылетом одного из нуклонов в заднюю полусферу. При отборе событий с большими импульсами и/или большими углами разлета нуклонов в спектрах M_{pn} и M_{pp} наблюдается ряд узких особенностей ($M = 1,95; 2,03; 2,08$ и $2,14$ ГэВ/ c^2).

В последние годы особое внимание вызывают появившиеся сообщения о наблюдении узких особенностей в спектрах эффективных масс двухнуклонных систем, образуемых в NN -соударениях и во взаимодействиях частиц с ядрами, и рассматриваемых как кандидаты в дибарионные резонансы ¹.

В данной работе мы изучили спектры эффективных масс двух нуклонов в реакции развала дейтрона протонами при четырех энергиях налетающего протона ($p_0 = 1,438; 1,503; 1,561$ и $1,669$ ГэВ/ c).

Эксперимент был выполнен на синхротроне ЛИЯФ с использованием 35-см пузырьковой камеры, наполненной дейтерием ². При просмотре пленок отбирались двухлучевые события с вылетом одного из протонов в заднюю полусферу относительно пучка. Важное ограничение состояло в том, что события с импульсами протона меньшими 80 МэВ/ c в пузырьковой камере не видны. Анализируются $8 \cdot 10^3$ событий развала дейтрона, примерно поровну при каждой энергии.

Все события были разделены на два класса ³ в зависимости от того, какая частица в конечном состоянии — протон или нейтрон — имела наибольшую энергию: события "реакции с сохранением заряда" и "реакции перезарядки", соответственно. Распределение по эффективной массе строилось для оставшихся двух других нуклонов, т. е. в первом наборе событий исследовался спектр M_{pn} , во втором — M_{pp} .

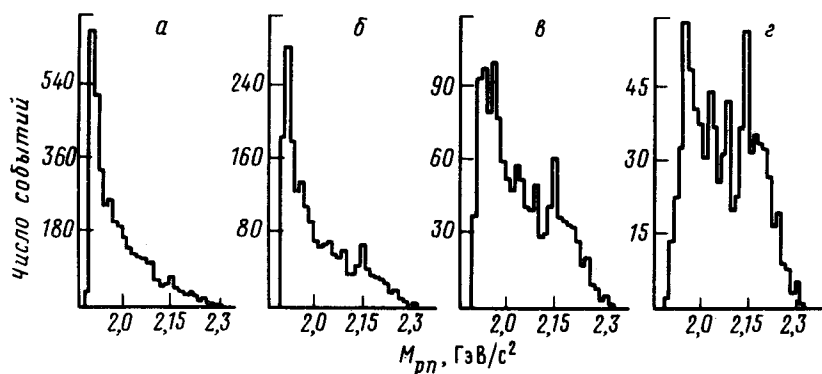


Рис. 1. Распределение по эффективной массе M_{pn} событий "реакции с сохранением заряда": а — импульсы нуклонов $p > 80$ МэВ/ c ; б — $p > 150$ МэВ/ c ; в — $p > 200$ МэВ/ c ; з — $p > 250$ МэВ/ c

Хорошо известно, что подавляющая часть событий развала дейтрона представляет собой процесс квазиупругого рассеяния. Явления, обусловленные другой физикой и, в частности, возможными дибарионными резонансами, следует искать там, где дейтрон взаимодействует как целое. Одним из способов подавления вклада квазиупругого рассеяния может быть отбор событий с не малыми значениями импульсов нуклонов. На рис. 1 (а, б, в, з) представле-

ны суммарные по четырем энергиям распределения по эффективной массе M_{pp} для наборов событий с импульсом самого медленного нуклона больше 80, 150, 200 и 250 МэВ/с. Из динамики изменения спектров видно, что по мере усиления ограничений на величину импульса основной пик (крайний левый), обусловленный квазиупругим рассеянием, уменьшается и совсем исчезает для событий с импульсом нуклона $p > 250$ МэВ/с. В то же время в спектре появляются узкие особенности, положение которых, как показал дальнейший анализ, совпадает с наблюдаемыми в других экспериментах кандидатами в дибарионные резонансы ¹.

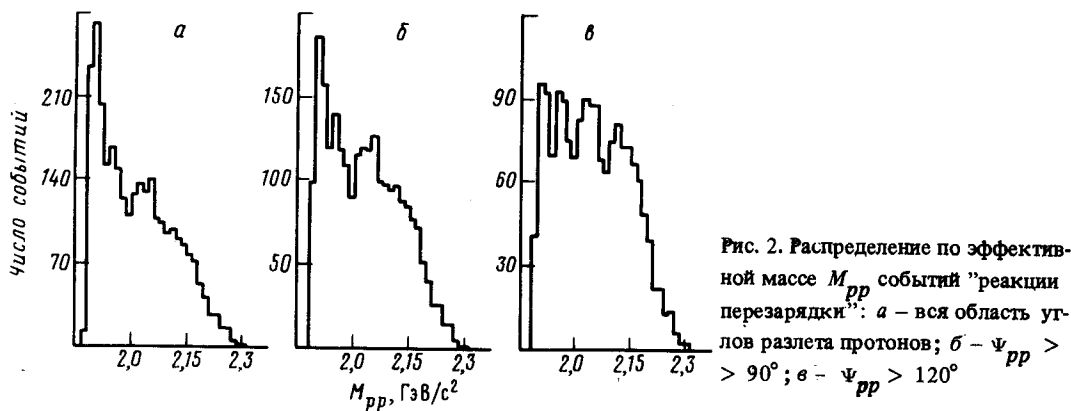


Рис. 2. Распределение по эффективной массе M_{pp} событий "реакции перезарядки": а – вся область углов разлета протонов; б – $\Psi_{pp} > 90^\circ$; в – $\Psi_{pp} > 120^\circ$

Другой способ выделения возможных резонансов на фоне квазиупругого рассеяния можно обосновать следующими соображениями. Поскольку основную энергию в конечном состоянии уносит нуклон, который исключается из рассмотрения при построении спектров, рождающиеся резонансные состояния должны иметь небольшую кинетическую энергию и поэтому продукты их распада будут разлетаться в лабораторной системе под большими углами. На рис. 2 (а, б, в) представлены суммарные по всем энергиям распределения по эффективной массе M_{pp} для всех событий и для наборов, когда взяты области углов разлета протонов $\Psi_{pp} > 90^\circ$ и $\Psi_{pp} > 120^\circ$. Видно, что динамика изменения спектров аналогична прослеживаемой на рис. 1 – снова в спектрах проявляются те же особенности.

Наблюдение эффектов при использовании двух независимых критериев отбора, – энергетического и углового, – свидетельствует об их физической (не кинематической) природе.

При использовании вышеупомянутых ограничений на импульсы и углы (как поотдельности, так и совместно) в спектрах M_{pp} проявляются, – на уровне не менее трех стандартных отклонений, – четыре узкие особенности, в то время как в M_{pp} – только три. Отметим, что указанные особенности наблюдаются и в спектрах при каждой из энергий, но статистическая обеспеченность их в этом случае ненадежна. Наше разрешение по эффективной массе M_{pp} плавно меняется от нескольких МэВ у порога до $10 \div 15$ МэВ при $2,15$ ГэВ/с² и затем резко увеличивается до 30 МэВ. В случае M_{pp} -масс разрешение на 5, 10 МэВ, соответственно, хуже. Возможно, плохое разрешение выше $2,15$ ГэВ/с² не позволяет нам что-либо видеть в этой области, хотя в некоторых работах указывается на наличие особенностей и здесь. В первом приближении, при определении положений особенностей, мы исключили область больших масс ($M_{pp} > 2,18$ ГэВ/с²).

Спектры эффективных масс M_{pp} (M_{pp}^2) фитировались функцией, представляющей сумму четырех (трех) функций Брейта – Вигнера и фона в виде полинома второго порядка. Примеры такого фита представлены на рис. 3, где сплошной кривой показан суммарный результат некогерентного сложения, а штриховой – фон. В результате фита спектров M_{pp} получены следующие характеристики резонансных структур:

$$M = 1953 \pm 2, \quad \Gamma = 32 \pm 3 \text{ МэВ}; \quad M = 2024 \pm 3, \quad \Gamma = 33 \pm 4 \text{ МэВ};$$

$$M = 2079 \pm 4, \quad \Gamma = 10 \pm 6 \text{ МэВ}; \quad M = 2144 \pm 7, \quad \Gamma = 22 \pm 2 \text{ МэВ};$$

тогда как из спектров M_{pp} : $M = 1956 \pm 3, \Gamma = 17 \pm 5 \text{ МэВ}$; $M = 2035 \pm 8, \Gamma = 39 \pm 11 \text{ МэВ}$; $M = 2140 \pm 9, \Gamma = 45 \pm 5 \text{ МэВ}$. Положение резонансных особенностей довольно устойчиво при определении их из различных кинематических областей. Заметим, что в спектре M_{pp} имеется резонансный пик при $2,08 \text{ ГэВ}/c^2$, тогда как в M_{pn} мы его не наблюдаем. Возможно, это обусловлено тем, что в системе M_{pp} две особенности $2,08$ и $2,14 \text{ ГэВ}/c^2$ сливаются (например, каждая из них уширяется из-за кулоновского отталкивания) и наше разрешение не позволяет их различить. Хотя может быть предложено и другое объяснение: в работе ⁴ предсказывается наличие узкого резонанса в этой области в канале с изотопическим спином $I = 0$ — в этом случае он не дает вклада в спектр M_{pp} .

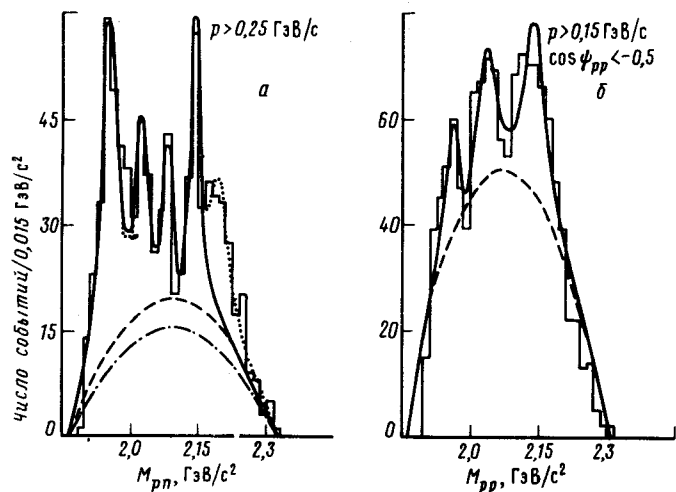


Рис. 3. а — M_{pn} — распределение для событий с импульсами нуклонов больше $250 \text{ МэВ}/c$; б — M_{pp} — распределение для событий с импульсами протонов больше $150 \text{ МэВ}/c$ и $\psi_{pp} 120^\circ$

Как можно видеть из рис. 3, а, высокоэнергетичная область спектра M_{pn} описывается неудовлетворительно. Мы добавили еще один резонанс в этой области. В результате было получено удовлетворительное ($\chi^2/DF = 1,2$) описание всего спектра — пунктирная кривая на рис. 3, а (штрих-пунктирная кривая показывает новый фон). При этом значения параметров добавленного резонанса таковы: $M = 2193 \pm 4, \Gamma = 58 \pm 8 \text{ МэВ}$.

В заключение отметим, что наблюдаемые особенности хорошо укладываются в ротационные полосы модели многокварковых мешков ⁴.

Литература

1. Švarc A. Nucl. Phys., 1985, A434, 329; Tatischeff B. Nucl. Phys., 1985, A446, 355.
2. Андреев В.П. и др. ЯФ, 1985, 42, 1420.
3. Aladashvili B.S. Nucl. Phys., 1976, A274, 486.
4. Mulders P.J. et al. Phys. Rev., 1980, D21, 2653.