

циклотроне в Чикаго (США). В совр. обозначениях это был $P_{\Delta_1}^{+}$ или $\Delta_{3,3}(1232)$, где первая цифра индекса у символа P означает удвоенный *изотопический спин* I частицы, вторая — её удвоенный *спин* J (в скобках указана масса P , в МэВ). Ширина этого P . $\Gamma = 116$ МэВ (т. е. время жизни $\tau = 5,7 \cdot 10^{-23}$ с). В дальнейшем этот же P . был обнаружен и в системе (pp).

Осн. часть P . была открыта в 60-х гг. в экспериментах, выполненных на протонных ускорителях. P . делится на 2 группы: *барийонные* P ., обладающие *барионным числом* ($B = 1$) и распадающиеся на мезоны и один стабильный барион; *мезонные* P . ($B = 0$), распадающиеся на мезоны. P . с ненулевой *странностью* наз. *странными*. К 1988 открыто более 300 P ., к-рые группируются примерно в 40 барионных и 30 мезонных *изотопических мультиплетов*. Массы наблюдаемых барионных P . лежат в интервале от 1,2 до 4 ГэВ, мезонных — от 0,7 до 2 ГэВ. Исключения составляют новые мезонные P ., массы к-рых достигают 9–10 ГэВ (см. *Кварковый, Очарованные частицы, Ипсилон-частицы*). Ниж. границы массовых спектров P . определяются массами ядерно-стабильных (стабильных относительно распадов за счёт сильного взаимодействия) мезонов и барионов, а верхние — эксперим. возможностями их обнаружения (ядерно-стабильные частицы условно относят к стабильным частицам).

Осн. методы обнаружения P . таковы.

а) Наблюдение максимума в полном эффективном сечении рассеяния. В полном сечении наблюдается колоколообразный максимум $\sigma(\theta) \sim |\Gamma_{\text{вв}}(\theta)|^2$, положение и полная ширина к-рого равны соответственно M и Γ . Этот метод, однако, не позволяет провести полного определения квантовых чисел P ., в частности спина.

б) Проведение фазового анализа. Здесь исходными измеряемыми величинами являются дифференц. сечения упругого рассеяния, т. е. сечения, измеряемые как ф-ция угла рассеяния θ и полной энергии \mathcal{E} . Квантовомеханич. амплитуда рассеяния $T(\theta, \mathcal{E})$ затем разлагается в ряд по *сферическим функциям*, а в простейшем бесспиновом случае — по полиномам Лежандра $P_l(\cos\theta)$:

$$T(\theta, \mathcal{E}) = \sum_l (2l+1) P_l(\cos\theta) T_l(\mathcal{E}). \quad (2)$$

Коэф. $T_l(\mathcal{E})$ этого разложения — парциальные волны рассеяния с орбитальным (угловым) моментом, равным целому положит. числу l , — определяются из эксперим. данных как комплексные ф-ции действит. переменного \mathcal{E} . P . со спином $J = l$ проявляется в виде брейт-вингеровского вклада (1) в $T_l(\mathcal{E})$: $T_{\text{вв}}(\mathcal{E}) = (\Gamma/2)/(M - \mathcal{E} - i\Gamma/2)$. Этот метод позволяет определять все характеристики P . (массу, ширину, спин, чётность и т. д.).

Методы (а) и (б) служат в осн. для обнаружения барионных P .

в) Поиск максимумов в массовых распределениях используется при обработке данных по неупругим реакциям вида $a + b \rightarrow c_1 + c_2 + \dots + c_n$, когда в результате соударения двух частиц a и b возникает n частиц ($n \geq 3$). Здесь строят распределения числа событий с двумя (или несколькими) выделенными в конечном состоянии частицами, напр. c_1, c_2 , в зависимости от суммарной энергии этих частиц в их системе центра инерции; в этой системе суммарная энергия $\mathcal{E}_{12} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$ определяет т. н. эфф. массу M_{12} пары частиц $c_1 + c_2$. Распределение по M_{12} наз. *массовым распределением*. Максимум в массовом распределении около ср. значения $M_{12} = M^*$ интерпретируется как P . с массой M^* , к-рый может распадаться на частицы c_1 и c_2 . Данный метод можно успешно применять и в тех случаях, когда P . распадается на сравнительно большое число частиц.

Вариантом этого метода может считаться метод «недостающей массы». Он используется в тех случаях, когда, напр., $n = 3$ и регистрировать частицу c_3 легче,

чем частицы c_1 и c_2 . Энергию пары частиц c_1, c_2 вычисляют по разности $\mathcal{E}_{12} = \mathcal{E}_{\text{аб}} - \mathcal{E}_3$ (как «недостающую» энергию). P . проявляется как максимум в распределении по «недостающей» массе. Изучение массовых распределений — осн. способ обнаружения мезонных P .

P ., лежащие в верх. части массового спектра, обладают большими спинами и большими ширинами. Наибольший надёжно установленный спин $J = 11/2$ [$P_{\Delta_3,11}(2420)$]. Эти P . могут распадаться мн. способами. Кол-во возможных каналов распада быстро увеличивается с ростом массы P . В области 1,5–2 ГэВ барионные P ., напр., имеют ок. 5 разл. каналов распада. Важная особенность механизма многочастичных каналов распада тяжёлых P . — его каскадность (многоступенчатость). Напр., в распаде нестранныго барионного $P_{\Delta_3,7}(1950)$ доминирует канал $\Delta_3,7 \rightarrow \pi + \pi + N$, однако он идёт в 2 этапа: сначала $\Delta_3,7$ распадается на пион и $\Delta_3,3$, а затем $\Delta_3,3$ — на π и N .

Несмотря на нек-рый рост полной ширины (т. е. полной вероятности распада), с возрастанием энергии вероятности распадов в каждый данный канал уменьшаются. Это затрудняет обнаружение и изучение свойств P . с массами $M > 2$ ГэВ.

P . с одинаковыми спинами и внутри чётностью во мн. случаях удаётся объединить в семействах — т. н. унитарных мультиплеты, отражающие наличие приближённой симметрии сильного взаимодействия относительно преобразований из групп $SU(3)$.

Массовые спектры P . проявляют нек-рые специфич. закономерности. Так, зависимость спинов P . (мезонных и барионных) от квадратов их масс хорошо описывается линейными ф-циями (т. н. траектории Редже) $J = a + b M^2$, где a — число, $b \approx 1$ ГэВ⁻² — наклон этих траекторий (см. *Редже полюсов метод*). Линейность этих зависимостей и универсальность значений b для мезонных и барионных траекторий пока не получили удовлетворит. теоретич. объяснения.

При описании P . как с помощью траекторий Редже, так и с помощью унитарных мультиплетов на одну траекторию Редже или в один мультиплет могут попасть как P ., так и стабильные адроны. Это свидетельствует о близкой динамич. природе происхождения этих частиц. Т. о., деление адронов на стабильные частицы и P . до известной степени случайно и обусловлено соотношением между массами P . и массами возможных продуктов распада, подобно тому как нестабильность нейтрона относительно β -распада связана с тем, что $m_n > m_p + m_e + m_\nu$ (где m_n — массы соответствующих частиц).

Лит.: Хилл Р. Д., Резонансные частицы, в кн.: *Элементарные частицы*, пер. с англ., М., 1965; Мандельстам С., Растущие траектории Редже и динамика резонансов, пер. с англ., «УФН», 1970, т. 101, в. 3, с. 463; Дубовиков М. С., Симонюв Ю. А., Распад резонансных состояний и определение их квантовых чисел, там же, в. 4, с. 655; Ширков Д. В., Свойства траекторий полюсов Редже, там же, 1970, т. 102, в. 1, с. 87; Нобожилов Ю. В., Введение в теорию элементарных частиц, М., 1972.

Д. В. Ширков.

РЕЗОНАТОР (от лат. *resono* — звучу в ответ, откликаться) — устройство или природный объект, в к-ром происходит накопление энергии колебаний, поставляемой извне. Как правило, P . относятся к линейным колебл. системам и характеризуются т. н. резонансными частотами. При приближении частоты внеш. воздействия к резонансной частоте в P . наблюдается достаточно резкое увеличение амплитуды вынужденных колебаний. Это — явление *резонанса*. После отключения внеш. источника колебания внутри P . какое-то время сохраняются. Они совершаются на частотах, близких к резонансным, и представляют собой уже собственные или свободные колебания P . Если пренебречь диссипацией (в т. ч. и потерями на излучение), то P . ведёт себя как идеальная консервативная колебл. система, обладающая дискретным спектром собств. колебаний. При наличии потерь чисто гармонич. собств. колебания невозможны, соответствующие им резонансные кривые P .