мезонов такой массы ≈ 200 МэВ; см. *Время жизни*). Единств. последоват. объяснение этому парадоксу можно было дать на основе предположения, что J/ψ является связанным состоянием ещё не известных к тому моменту тяжёлых кварка и антикварка, несущих новое квантовое число, названное *очарованием*. Быстрый распад такой системы из очарованных кварка и антикварка возможен только на два мезона, каждый из к-рых имеет в своём составе, по крайней мере, один очарованный кварк (c-кварк) или один антикварк. Существование таких мезонов, названных D-мезонами, сначала было постулировано, а в 1976 они были обнаружены (см. *Очарованные частицы*). Масса D-мезона оказалась равной 1864 МэВ. В силу того, что суммарная масса двух D-мезонов ($2m_D = 3728$ МэВ) превышает массу J/ψ- и ψ'-частиц, их распад на пару $D + \bar{D}$ невозможен (что и было исходно предположено). Распады же на др. мезоны идут с заметно меньшей вероятностью. Это объясняет малые ширины J/ψ- и ψ''-частиц и существенно бо́льшие (десятки МэВ) ширины других П.-ч.

Характеристики пси-частиц

Частица	Масса, МэВ	Ширина, МэВ	Спектроскопич. обозначение* $n^{2s+1}L_J$
J/ψ	3097	0,063	1^3S_1
ψ'	3685	0,215	2^3S_1
ψ''	3770	25	1^3D_1
ψ'''	4030	50	3^3S_1
ψ''''	4160	80	2^3D_1
ψ'''''	4415	40	4^3S_1

* n — главное, L — орбитальное, s — спиновое квантовые числа, J — квантовое число полного момента.

Эксперим. открытие D-мезонов — носителей нового квантового числа — явилось убедит. доводом в пользу правильности трактовки физ. природы П.-ч. и решающим образом подтвердило всю концепцию кваркового строения адронов.

Т. о., по совр. представлениям, П.-ч. — связанные системы из c-кварка и анти-c-кварка: $\psi = (c\bar{c})$ (см. *Кварконий*). J/ψ-частица — наинизшее возможное состояние этой системы при параллельных спинах и $L = 0$. ψ' — первое радиальное возбуждение этой системы. Последующие П.-ч. являются либо орбитальными ($L = 2$), либо радиальными возбуждениями осн. состояния с ещё большим главным квантовым числом (табл.).

Лит.: 1) Aubert J. J. и др., Experimental observation of heavy particle J, «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 1404; 2) Augustin J.-E. и др., Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation, там же, p. 1406; 3) Глэшоу Ш., Кварки с цветом и ароматом, пер. с англ., «УФН», 1976, т. 119, в. 4, с. 715.

А. А. Комар.

ПУАЗ (П, P) — единица динамич. вязкости в *СГС системе единиц*. Назв. в честь Ж. Л. Пуазёйля (J. L. Poiseuille). 1 П = 0,1 Па·с.

ПУАЗЁЙЛЯ ЗАКО́Н (Хагена — Пуазёйля закон) — закон установившегося течения вязкой несжимаемой жидкости в тонкой цилиндрич. трубке круглого сечения. Сформулирован впервые Г. Хагеном (G. Hagen) в 1839 и вскоре повторно выведен Ж. Л. Пуазёйлем (J. L. Poiseuille) в 1840—41. Согласно П. з., секундный объёмный расход жидкости пропорционален перепаду давления на единицу длины трубки:

$$Q = k\,\frac{p - p_0}{l}\,d^4 = \frac{\pi}{128}\,\frac{p - p_0}{l}\,\frac{d^4}{\mu},$$

где Q — объём жидкости, протекающей за 1 с через сечение трубки, p и p_0 — давление в двух сечениях трубки, d — диаметр трубки, l — расстояние между сечениями, μ — коэф. вязкости. Связь коэф. k с коэф. вязкости μ установлена в 1845 Дж. Стоксом (G. Stokes): $k = \pi/128\mu$.

П. з. применим только при *ламинарном течении* жидкости и при условии, что длина трубки превышает т. н. длину нач. участка, необходимую для развития ламинарного течения в трубке. Течение, подчиняющееся П. з., наз. течением Пуазёйля; оно характеризуется параболич. распределением скорости по радиусу трубки R: $u = u_{\text{макс}}\,(1 - r^2/R^2)$, где u — скорость на расстоянии r от оси, $u_{\text{макс}}$ — скорость на оси трубки. В ламинарном течении, подчиняющемся П. з., в каждом поперечном сечении трубки ср. скорость $u = Q/\pi R^2$ вдвое меньше макс. скорости $u_{\text{макс}}$ в этом сечении. П. з. применяется для определения коэф. вязкости разл. жидкостей при разл. темп-рах посредством капиллярных вискозиметров.

С. М. Вишневецкий.

ПУАЗЁЙЛЯ ТЕЧЕ́НИЕ — *ламинарное течение* жидкости через тонкие цилиндрич. трубки. Описывается *Пуазёйля законом*.

ПУАНКАРЕ́ ГРУ́ППА (неоднородная группа Лоренца) — группа всех вещественных преобразований 4-векторов $x = x^\mu = \{x^0, x^1, x^2, x^3\}$ пространства Минковского M_4 вида $x'^\mu = \Lambda^\mu_\nu x^\nu + a^\mu$, где Λ — преобразование из *Лоренца группы*, а a^μ — 4-вектор смещения (трансляции). Элемент П. г. обычно обозначается $\{a, \Lambda\}$, а закон композиции имеет вид $\{a_1, \Lambda_1\}\{a_2, \Lambda_2\} = \{a_1 + \Lambda_1 a_2,\ \Lambda_1\Lambda_2\}$. П. г. играет чрезвычайно важную роль в релятивистской физике, являясь группой её глобальной симметрии. Она была введена в 1905 А. Пуанкаре (H. Poincaré). Как и группа Лоренца, П. г. $\mathcal{P}$ имеет четыре компоненты связности, различаемые значениями $\det\Lambda$ и знаком Λ^0_0, а именно: $\mathcal{P}_+^\uparrow$, $\mathcal{P}_-^\uparrow$, $\mathcal{P}_+^\downarrow$ и $\mathcal{P}_-^\downarrow$. Это — неабелева, некомпактная группа Ли. Наиб. важной является компонента $\mathcal{P}_+^\uparrow$, представляющая собой множество преобразований $\{a, \Lambda\}$ с $\Lambda \in L_+^\uparrow$, содержащая единичное преобразование. В дальнейшем речь будет идти именно об этой группе.

Группа $\mathcal{P}_+^\uparrow$ — 10-параметрическая; к шести генераторам $M_{\mu\nu}$ группы Лоренца добавляются четыре генератора P_μ трансляций. *Ли алгебра* П. г. определяется перестановочными соотношениями для генераторов:

$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] = i(g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} - g_{\mu\sigma}M_{\nu\rho} - g_{\nu\rho}M_{\mu\sigma} + g_{\nu\sigma}M_{\mu\rho}),$$

$$[P_\mu, P_\nu] = 0,\quad [M_{\mu\nu}, P_\rho] = i(g_{\mu\rho}P_\nu - g_{\nu\rho}P_\mu),$$

где $g_{\mu\nu}$ — метрич. тензор. 10 генераторов П. г. являются осн. динамич. величинами в релятивистской механике. Величину P_μ наз. вектором энергии-импульса или 4-импульсом; 3-вектор $\boldsymbol{M} = (M_{23}, M_{31}, M_{12})$ есть угл. момент. В квантовой теории поля для любого оператора $A(x)$

$$[A(x), P_\mu] = i\partial A(x)/\partial x^\mu.$$

В частности, эволюция во времени определяется оператором P_0, или *гамильтонианом* системы.

Для П. г. имеется два *Казимира оператора*, коммутирующих со всеми её генераторами и, следовательно, релятивистски инвариантных. Это $P^2 = P_\mu P^\mu$ и $W = -w^2$, где псевдовектор $w^\mu = (1/2)\varepsilon^{\mu\nu\lambda\sigma}M_{\nu\lambda}P_\sigma$, а $\varepsilon^{\mu\nu\lambda\sigma}$ — полностью антисимметричный тензор.

При $P^2 \geqslant 0$ имеется ещё одна дискретная инвариантная характеристика — знак энергии: $\varepsilon = P_0/|P_0|$ с собств. значениями ± 1.

Как и в случае группы Лоренца, представления П. г. строят с помощью односвязной группы $\mathcal{P}_0$ — универсальной накрывающей для группы $\mathcal{P}_+^\uparrow$ (см. *Группа*). Для квантовой теории поля важны унитарные неприводимые представления $\mathcal{P}_+^\uparrow$ (см. *Представление группы*). Согласно требованию релятивистской инвариантности, векторам состояния отвечают т. н. проективные представления, задаваемые с точностью до фазового множителя. Имеет место теорема Вигнера — Баргмана, утверждающая, что любое проективное представление группы $\mathcal{P}_+^\uparrow$ порождается обычным однозначным унитарным представлением группы $\mathcal{P}_0$.

Изучение важных для физики унитарных представлений группы $\mathcal{P}_0$ сводится к классификации её неприводимых унитарных представлений, т. к. хотя $\mathcal{P}_0$ и некомпактна, любое её унитарное представление может