

по z (т. е. большую долю адронов с малыми z) по сравнению с кварковыми струями. Это объясняется большей трудностью фрагментации глюона в адроны: для нейтрализации цвета кварка ему достаточно «подхватить» из вакуума один антикварк, тогда как для нейтрализации цвета глюона необходимы, по крайней мере, два кварка.

Осн. долю частиц в струе составляют π -мезоны ($\approx 90\%$), и лишь 10% приходится на остальные частицы: K -мезоны, нуклоны и антинуклоны. Плотность числа адронов N с долей импульса z и поперечным импульсом p_t в струе партонна a , $D_{H/a}(z, p_t)$ наз. функцией фрагментации партонна. Для ф-ций фрагментации должны выполняться условия

$$\sum_H Q_H \int_0^1 dz \int_0^1 d^2 p_t D_{H/a}(z, p_t) = Q_a,$$

где Q_a — заряд партонна a (электрич. заряд, барионное число, гиперзаряд и др.), а Q_H — тот же заряд адрона H . Суммирование производится по всем адронам струи. Т. о., измерение ф-ций фрагментации позволяет в принципе определить квантовые числа кварков и глюонов. Это, однако, не относится к цветовому заряду (поскольку все адроны бесцветны), что свидетельствует о неоднозначности в определении $S. a.$ — в ней обязательно имеются адроны (с малым значением z), к-рые с равным основанием можно отнести как к данной, так и к какой-либо из др. струй, родившихся в том же процессе. Напр., в процессе аннигиляции, $e^+e^- \rightarrow$ адроны, могут родиться, по крайней мере, две $S. a.$, одна из к-рых отвечает фрагментации кварка, а другая — антикварка; медленные же в с. ц. м. адроны могут быть отнесены как к одной, так и к другой струе (рис. 2).

В КХД ф-ции фрагментации зависят также и от характерного передаваемого в процессе импульса (напр., полной

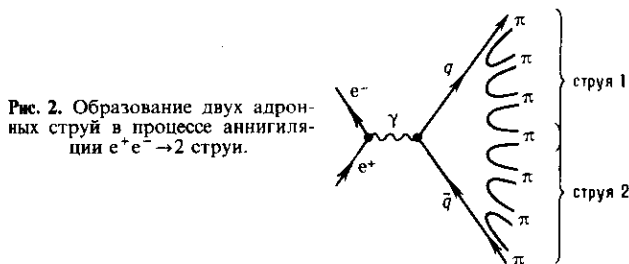


Рис. 2. Образование двух адронных струй в процессе аннигиляции $e^+e^- \rightarrow 2$ струи.

энергии в с. ц. м.). Эта зависимость, имеющая слабый, логарифмич. характер, определяется ур-ниями эволюции КХД и аналогична такой же зависимости структурных функций адронов.

Для практич. расчётов распределения адронов в струях используются два подхода. Первый из них основан на модели дуальных струн (см. Дуальность), натягивающихся при разлёте цветных жёстких партоннов. Он базируется на эволюции системы как марковском случайном процессе, что позволяет эффективно использовать Монте-Карло метод для моделирования многочастичных событий.

Такая схема, однако, не учитывает эффектов интерференции струй, к-рые не допускают вероятностную интерпретацию (хотя для каждой инклюзивной характеристики такая интерпретация может быть восстановлена). Это привело к развитию второго подхода, в основе к-рого лежит представление о «растрате» энергии родившихся партоннов на излучение множества тормозных мягких глюонов, рассчитываемой в КХД. Роль удержания цвета сводится к замене партоннов на последнем этапе развития системы бесцветными адронами. При этом предполагается локальное соответствие глюонных распределений и наблюдаемых распределений адронов.

Предсказываемые этой теорией и наблюдаемые на опыте эффекты когерентности (двухгорбая структура адронных спектров, «увлечение» адронов в сторону глюонной струи в событиях $e^+e^- \rightarrow 3$ струи) показывают, что адрон-

ная система воспроизводит достаточно тонкие черты своего партонного скелета и свидетельствует о достаточно слабом влиянии явления удержания цвета на распределение адронов в струях.

Лит.: Гришин В. Г., Образование резонансов и струй адронов во взаимодействиях частиц высоких энергий и структура адронов, «ЭЧАЯ», 1984, т. 15, № 1, с. 178; Азимов Я. И. и др., Эффекты когерентности в КХД струях. Новости теории и эксперимента, в кн.: Физика элементарных частиц (Материалы XX зимней школы ЛИЯФ), Л., 1985, с. 82; Дремин И. М., Глюонные струи в адронных процессах и конфайнмент, «ЭЧАЯ», 1987, т. 18, № 1, с. 79.

А. В. Ефремов.

СТУПЕНЧАТАЯ ИОНИЗАЦИЯ — один из осн. механизмов образования заряженных частиц в плазме, электронная темп-ра к-рой T_e много меньше потенциала ионизации атома I (т. е. $kT_e \ll I$). Образование заряд. частиц происходит в результате серии последоват. неупругих соударений свободных электронов с атомом, так что при каждом из таких соударений потенц. энергия атома изменяется на величину, меньшую I . Роль $S. и.$ в балансе заряд. частиц в плазме существенна при условии, если разрушение возбуждённых атомов связано с неупругими электрон-атомными столкновениями, а спонтанное излучение не является определяющим. Это условие выполняется при достаточно высоких значениях плотности электронов $N_e \geq 10^{13} \text{ см}^{-3}$. При $S. и.$ валентный электрон атома испытывает многочисленные связанно-связанные переходы под действием соударений и проводит осн. время на высоковозбуждённых уровнях с энергией связи порядка $\sim kT_e$. При больших плотностях N_e , когда роль спонтанного излучения пренебрежимо мала, характер $S. и.$ слабо чувствителен к сорту атома, а константа $S. и.$ K_i с хорошей точностью описывается выражением

$$K_i = A \frac{g_i g_e}{g_a} \frac{e^{10}}{m^{1/2} T_e^{9/2}} \left(\frac{m T_e}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp(-I/T_e) \text{ [см}^3/\text{с]}, \quad (*)$$

к-рое связано с константой обратного процесса (тройной рекомбинацией) принципом детального равновесия. Здесь m, e — масса и заряд электрона, T_e даётся в энергетич. единицах, g_e, g_a, g_i — статистич. веса электрона, атома и иона соответственно, а безразмерный коэф. A , слабо зависящий от сорта атома, равен $A = 4 \pm 0,5$. Значения константы $S. и.$, вычисленные без учёта спонтанного излучения на основании (*), при $T_e = 0,1 I$ равны $4,4 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ для Ne, $3,5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$ для Xe, $2,7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ для Cs. Учёт спонтанного излучения требует использования численных методов для расчёта константы $S. и.$ Результаты подобных расчётов чувствительны к модели, применяемой при нахождении констант столкновит. переходов между возбуждёнными состояниями атомов. $S. и.$ играет значит. роль в балансе заряд. частиц плазмы дугового разряда, фоторезонансной плазмы, пучковой плазмы высокого давления и др.

Лит.: Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т., Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы, М., 1982.

А. В. Елецкий.

СТЭНТОНА ЧИСЛО — критерий теплоотдачи, один из подбора критериев тепловых процессов, характеризующий интенсивность диссипации энергии в потоке жидкости или газа и взаимодействие суммарной теплоотдачи с конвективным переносом тепла по течению среды: $St = \alpha / c_p \rho v$, где α — коэф. теплоотдачи, c_p — уд. теплоёмкость среды при пост. давлении, ρ — плотность, v — скорость течения. Названо по имени англ. учёного Т. Стэнтон (T. Stanton). $S. ч.$ является безразмерной формой коэф. теплоотдачи и связано с Нуссельта числом Nu и Пекле числом Pe соотношением $St = Nu/Pe$.

$S. ч.$ выражается также через безразмерные коэф. поверхностного трения c_f или гидродинамич. сопротивления λ . В случае, когда Прандтля число $Pr = 1$, $St = c_f/2 = \lambda/8$. Эта зависимость, выражающая пропорциональность безразмерных коэф. теплоотдачи и трения, наз. аналогией Рейнольдса (см. Конвективный теплообмен).

С. Л. Вишневецкий.