

дается. Декременты охлаждения в поперечном направлении равны:

$$\lambda_{z,r} \approx 20 \frac{e^4 L_c \langle n_e \rangle}{M m v^3 \gamma^5} \begin{cases} \times 1/\theta_e^3 & \text{при } \theta_i \ll \theta_e, \\ \times 1/\theta_i^3 & \text{при } \theta_e \ll \theta_i. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь $\langle n_e \rangle$ — средняя по орбите плотность электронов, θ_i, θ_e — угл. разбросы тяжёлых частиц и электронов, M, m — их массы, $L_c = \ln(\rho_{\max}/\rho_{\min})$ — т. н. кулоновский логарифм (ρ_{\max} и ρ_{\min} — макс. и мин. прицельные параметры столкновений). Установившееся значение $\theta_{i,уст}$ определяется равенством темп-р электронов и тяжёлых частиц:

$$\theta_{i,уст} = \theta_e \sqrt{m/M}. \quad (5)$$

Из-за большой разности масс m и M угл. разброс в пучке тяжёлых частиц оказывается значительно меньше, чем в охлаждающем электронном пучке.

Применяемое для обеспечения транспортировки пучка продольное магн. поле ещё более усиливает охлаждающее действие электронного пучка: поперечное тепловое движение электронов как «вымораживается» (тяжёлые частицы, пролетающие достаточно далеко от электрона, не ощущают его быстрого обращения в магн. поле по ларморовской окружности), а темп-ра продольного движения электронов часто бывает много меньше поперечной.

Эксперименты с электронным охлаждением [3] позволили охладить протонный пучок с энергией 65 МэВ до $T \sim 1$ К за времена $\tau \sim 50$ мс.

Ионизационное охлаждение основано на использовании диссипативного характера сил торможения при ионизации вещества. Помещая на пути пучка ряд тонких мишеней и обеспечив надлежащую связь между разл. степенями свободы, можно обеспечить затухание по всем степеням свободы. Установившиеся значения разброса скоростей обусловлены рассеянием на ядрах вещества и флуктуациями ионизац. потерь. Для протонов и антипротонов применение метода существенно ограничивается из-за их сильного взаимодействия с ядрами вещества. Практич. реализации метод пока не получил. Можно ожидать, что он окажется эффективным для мюонных пучков.

Стохастическое охлаждение, предложенное ван дер Мером (1972), основано на введении затухания с помощью систем обратной связи. Измерит. электроды определяют отклонение частицы по к.-л. направлению, сигнал, пропорц. этому отклонению, усиливается и через систему обратной связи воздействует на частицу, вызывая затухание колебаний по соответствующему направлению. Напр., для уменьшения разброса по импульсам Δp_{\parallel} измеряется радиальное отклонение частиц, к-рые пропорц. Δp_{\parallel} . Сигнал измерит. электрода после усиления подается на ускоряющий зазор в момент прихода частицы, ускоряя или затормаживая её. Колебания отд. частицы (если бы она была одна) можно было бы подавить за время порядка одного оборота. Влияние соседних частиц, воздействующих на тот же электрод, увеличивает время затухания. В пределе бесконечно большого числа частиц затухания вообще нет. Для конечного, хотя и большого, числа частиц затухание имеет место, но оно невелико: его декремент ограничен неравенством

$$\lambda < \frac{\Delta\omega \cdot 2\pi f}{\omega^2} \frac{f}{N}, \quad (6)$$

где ω и $\Delta\omega$ — частота обращения частиц и её разброс, f — ширина полосы пропускания системы обратной связи, N — число частиц в циркулирующем пучке. Мин. достижимая темп-ра пучка ограничена тепловыми шумами усилителя, к-рые «нагревают» пучок. Для преодоления этого ограничения можно применить большое число независимо работающих систем обратной связи. Экспериментально достигнутое время охлаждения зависело от параметров пучка и системы обратной связи и

составляло от неск. секунд до неск. часов. Метод стохастич. охлаждения особенно эффективен при малом числе частиц и больших разбросах их скоростей. Он успешно применён в ЦЕРНе в накопителе антипротонов.

Лит.: 1) Будкер Г. И., Скринский А. Н., Электронное охлаждение и новые возможности в физике элементарных частиц, «УФН», 1978, т. 124, с. 561; 2) Коломенский А. А., Лебедев А. Н., Теория циклических ускорителей, М., 1962; 3) Скринский А. Н., Пархомчук В. В., Методы охлаждения пучков заряженных частиц, «ЭЧАЯ», 1981, т. 12, № 3, с. 557.

ОЧАРОВАНИЕ (чарм, шарм, от англ. charm — очарование) — аддитивное квантовое число C , характеризующее адроны или кварки. Частицы с ненулевым значением O наз. очарованными частицами. В кварковой модели адронов O равно разности между числами очарованных кварков (c) и антикварков (\bar{c}). O сохраняется в сильном и эл.-магн. взаимодействиях; в распадах очарованных адронов, происходящих за счёт слабого взаимодействия, O меняется на единицу.

ОЧАРОВАННЫЕ ЧАСТИЦЫ — семейство адронов, обладающих квантовым числом очарование. O ч. имеют в своём составе относительно тяжёлые c -кварки с электр. зарядом $+2/3$. Масса составляющего (конституентного) c -кварка примерно 1,5 ГэВ, так что характерная масса O ч. ~ 2 ГэВ. Как и обычные частицы, O ч. обладают определёнными значениями странности и изотопического спина, зависящими от их кваркового состава. К кон. 80-х гг. лучше были изучены свойства очарованных мезонов, чем барионов. Самые лёгкие очарованные мезоны распадаются только в результате слабого взаимодействия и живут относительно долго, порядка 10^{-13} с. Кварковая структура известных очарованных мезонов следующая: $D^0 = (c\bar{u})$, $D^+ = (cd)$, $D_s^+ = (c\bar{s})$, $\bar{D}^0 = (\bar{c}u)$, $D_s^- = (\bar{c}s)$, где u, d, s ($\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$) — соответственно нуклонные и странный кварки (антикварки). Символы D, D_s относятся к псевдоскалярным частицам. Для векторных мезонов приняты символы D^*, D_s^* . Значения масс известных очарованных мезонов таковы:

$$\begin{aligned} m(D^0) &= (1864,6 \pm 0,6) \text{ МэВ}, \\ m(D^+) &= (1869,3 \pm 0,6) \text{ МэВ}, \\ m(D^{*0}) &= (2007,2 \pm 2,1) \text{ МэВ}, \\ m(D^{*+}) &= (2010,1 \pm 0,7) \text{ МэВ}, \\ m(D_s^+) &= (1970,5 \pm 2,5) \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Для очарованных барионов установлено существование только $\Lambda_c^+ = (udc)$ и $\Xi_c^+ = (usc)$, $m(\Lambda_c^+) = (2281,2 \pm 3,0) \text{ МэВ}$, $m(\Xi_c^+) = (2460 \pm 4) \text{ МэВ}$.

В результате слабого распада c -кварка образуются преим. s -кварки. Вероятность образования нуклонных кварков подавлена как $\sin^2\theta_c$, где θ_c — Кабиббо угол. Т. о., в распадах D -мезонов и Λ_c -барионов образуются, как правило, странные частицы, а в распадах D_s -мезонов — частицы, в волновой ф-ции к-рых велика примесь состояния $(s\bar{s})$ (прежде всего ϕ - и η -мезоны). Векторные D^* -мезоны распадаются на D - и π -мезоны за счёт сильного взаимодействия.

Наиб. интересный факт, касающийся слабых распадов O ч., — существ. различие полных времён жизни D^0 - и D^{*+} -мезонов:

$$\begin{aligned} \tau(D^0) &= (4,3_{-0,4}^{+0,5}) \cdot 10^{-13} \text{ с}, \\ \tau(D^+) &= (9,2_{-1,0}^{+1,3}) \cdot 10^{-13} \text{ с}. \end{aligned}$$

Это эксперим. наблюдение означает, что неверна т. н. спектаторная модель, согласно к-рой вероятности распадов O ч. определяются исключительно амплитудами распада c -кварка, а присутствие нуклонного кварка в мезоне несущественно — последний играет роль