

нием в КХД *киральной симметрии*). Поэтому в большинстве совр. моделей все остальные адроны считают состоящими из небольшого числа кварков (антикварков, глюонов), а  $\pi$ -мезон вводят дополнительно как независимую частицу. С такой точки зрения понятен статус потенциалов (1), (2) как описывающих «хвост» потенциала взаимодействия нуклонов.

Поскольку ср. расстояние между нуклонами в ядре ( $\approx 1,8$  Фм) не сильно превышает радиус действия Я.с., то в ядрах существуют многочастичные (прежде всего, 3-частичные) силы, возникающие из-за обмена кварками и глюонами между неск. нуклонами практически одновременно. В терминах адронов это отвечает таким процессам обмена мезонами между, напр., тремя нуклонами, к-рые нельзя свести к совокупности последовательных парных обменов. П. роль в формировании 3-частичных сил играет обмен  $\pi$ -мезонами, причём существ. вклад вносят и процессы виртуального возбуждения  $\Delta$ -изобары — первого возбуждённого состояния нуклона. Т.о., пионы и  $\Delta$ -изобары являются основными ненуклонными степенями свободы, к-рые важны в ядерных процессах. Многочастичные силы в ядрах сравнительно невелики: их вклад в энергию связи не превышает 10—15%. Однако существуют явления, где они играют осн. роль.

П. часть эл.-магн. взаимодействия нуклонов составляет кулоновское отталкивание между протонами. На больших расстояниях оно определяется только зарядами протонов. СВ приводит к тому, что электр. заряд протона не является точечным, а распределён на расстояниях  $\leq 1$  Фм (среднеквадратичный радиус протона равен  $\approx 0,8$  Фм; см. «Размер» элементарной частицы). Электр. взаимодействие на малых расстояниях зависит и от распределения заряда внутри протона. Это распределение совр. теория СВ не может надёжно рассчитать, но оно достаточно хорошо известно из эксперим. данных по рассеянию электронов на протонах. Нейтроны в целом электронейтральны, но из-за СВ распределение заряда внутри нейтрона также существует, что приводит к электр. взаимодействию между двумя нейтронами и между нейтроном и протоном. Магн. взаимодействие между нейтронами такого же порядка, что и между протонами, из-за большой величины *аномального магнитного момента*, обусловленного СВ. Менее ясна ситуация со слабым взаимодействием нуклонов. Хотя гамилтониан слабого взаимодействия известен хорошо, СВ приводит к перенормировке соответствующих констант взаимодействия (аналог аномального магн. момента) и возникновению *формфакторов*. Как и в случае эл.-магн. взаимодействия, эффекты слабого взаимодействия не могут быть достоверно рассчитаны, но в этом случае они не известны и экспериментально. Имеющиеся данные о величине эффектов несохранения чётности в 2-нуклонной системе позволяют установить интенсивность этого взаимодействия, но не его структуру. Существует неск. альтернативных моделей слабого взаимодействия нуклонов, к-рые одинаково хорошо описывают 2-нуклонные эксперименты, но приводят к разл. следствиям для атомных ядер.

Лит.: Бор О., Мотгельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1—2, М., 1971—77; Калоджеро Ф., Симонов Ю. А., Ядерные силы, насыщение и структура ядер, в сб.: Будущее науки, в. 9, М., 1976. Э. Е. Саперштейн.

**ЯДЕРНЫЕ ФИЛЬТРЫ** — микропористые фильтры, образующиеся при облучении полимерных плёнок ускоренными тяжёлыми ионами с последующим вытравливанием разрушенных участков *полимера*. Вдоль траектории ионов возникают сквозные каналы правильной формы. Особенность Я.ф. — высокая однородность размеров пор и возможность варьировать их в широких пределах (0,01—10 мкм). Это позволяет использовать Я.ф. для сепарации микрочастиц по размерам, их концентрирования, ультрафиолетовой очистки жидких и газообразных сред, стерилизации жидкостей и др. Благодаря большому числу пор ( $10^6$ — $10^9$  см $^{-2}$ ) и малой толщине Я.ф. обладают высокой пропускной способностью для жидкостей и газов (до  $100$  м $^3$ /м $^2$ ·ч и  $3 \cdot 10^4$  м $^3$ /м $^2$ ·ч). Для изготовления Я.ф.

применяются гл. обр. плёнки из лавсана толщиной 6—12 мкм и др. полимерные материалы, устойчивые к внеш. воздействиям.

Лит.: Флеров Г. Н., Барашенков В. С., Практические применения пучков тяжёлых ионов, «УФН», 1974, т. 114, в. 2, с. 351.

**ЯДЕРНЫЕ ЦЕПНЫЕ РЕАКЦИИ** — ядерные реакции, в к-рых частицы, вызывающие их, образуются и как продукты этих реакций. Пока единственная известная Я.ц.р. — реакция деления урана и нек-рых *трансурановых элементов* (напр.,  $^{239}\text{Pu}$ ) под действием нейтронов. Впервые она была осуществлена Э. Ферми (Е. Fermi) в 1942. После открытия *деления ядер* У. Зинн (W. Zinn) и Л. Силард (L. Szilard) (США) и Г. Н. Флеров показали, что при делении ядра U вылетает больше 1 нейтрона:



Здесь А и В — осколки деления с *массовыми числами* А от 90 до 150,  $\nu$  — число вторичных нейтронов. Если только часть  $f$  общего числа вторичных нейтронов может быть использована для продолжения реакции деления, то на 1 нейтрон первого поколения, вызвавший деление, придётся  $K = \nu f$  нейтронов след. поколения, к-рые вызовут деление (K наз. коэф. размножения нейтронов). При  $K > 1$  число нейтронов будет возрастать со временем  $t$  по закону  $n = n_0 e^{(K-1)t/\tau}$ , где  $\tau$  — время жизни поколения нейтронов. Если  $K - 1 = 0$ , то число делений в единицу времени постоянно и может быть осуществлена самоподдерживающаяся Я.ц.р. При достаточных больших значениях  $(K-1)$  реакция перестаёт быть регулируемой и может привести к *ядерному взрыву*.

Рассмотрим Я.ц.р. на природном уране, содержащем практически 2 изотопа:  $^{238}\text{U}$  (99,29%) и  $^{235}\text{U}$  (0,71%). Ядро  $^{238}\text{U}$  делится только под действием быстрых нейтронов с энергией  $\mathcal{E} > 1$  МэВ, эфф. сечение деления мало ( $\sigma_d = 0,3$  барна). Напротив, ядро  $^{235}\text{U}$  делится под действием нейтронов любых энергий, причём  $\sigma_d$  резко возрастает с уменьшением  $\mathcal{E}$ . При делении ядра  $^{238}\text{U}$  или  $^{235}\text{U}$  под действием быстрого нейтрона вылетает в ср.  $\nu = 2,5$  нейтрона с энергией от 0,1 МэВ до 14 МэВ. Это означает, что при отсутствии потерь энергии Я.ц.р. могла бы развиваться в природном уране. Однако потери есть: ядра  $^{238}\text{U}$  могут захватывать нейтроны с образованием ядра  $^{239}\text{U}$  (см. *Радиационный захват*). Кроме того, при столкновении нейтронов с ядром происходит также неупругое рассеяние, при к-ром энергия нейтронов становится ниже 1 МэВ и они уже не могут вызвать деление  $^{238}\text{U}$ . Большая часть таких нейтронов испытывает радиац. захват или вылетает наружу. В результате Я.ц.р. не может развиваться.

Для возбуждения Я.ц.р. в естеств. уране используется *замедление нейтронов* при их столкновении с лёгкими ядрами ( $^2\text{H}$ ,  $^{12}\text{C}$  и др.). Сечение деления  $^{235}\text{U}$  на тепловых нейтронах  $\sigma_d^{235} = 582$  барна, сечение радиац. захвата в  $^{235}\text{U}$  (с образованием  $^{236}\text{U}$ )  $\sigma_p^{235} = 100$  барн, а  $\sigma_p^{238} = 2,73$  барна. При делении тепловыми нейтронами  $\nu = 2,44$ . Отсюда следует, что число нейтронов  $\eta$ , к-рые могут вызвать деление, приходящееся на 1 поглощённый тепловой нейтрон предыдущего поколения, равно

$$\eta = \frac{\nu \sigma_d^{235}}{\sigma_d^{235} + \sigma_p^{235} + (\rho^{238}/\rho^{235}) \sigma_p^{238}} = 1,33. \quad (2)$$

Здесь  $\rho^{238}/\rho^{235}$  — отношение концентраций  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ . Соотношение (2) означает возможность развития Я.ц.р. в смеси природного урана с замедлителем.

Однако при делении на тепловых нейтронах рождаются быстрые нейтроны, к-рые, прежде чем замедлиться до тепловой энергии, могут поглотиться. Сечение захвата нейтрона  $^{238}\text{U}$  имеет резонансный характер, т.е. достигает очень больших значений в опред. узких интервалах энергии (см. *Нейтронная спектроскопия*). В однородной (гомогенной) смеси вероятность резонансного поглощения слишком велика, чтобы Я.ц.р. на тепловых нейтронах могла осуществиться. Эту трудность обходят, располагая уран в замедлителе дискретно, в виде блоков, образующих правильную решётку. Резонансное поглощение нейтронов