

621.38

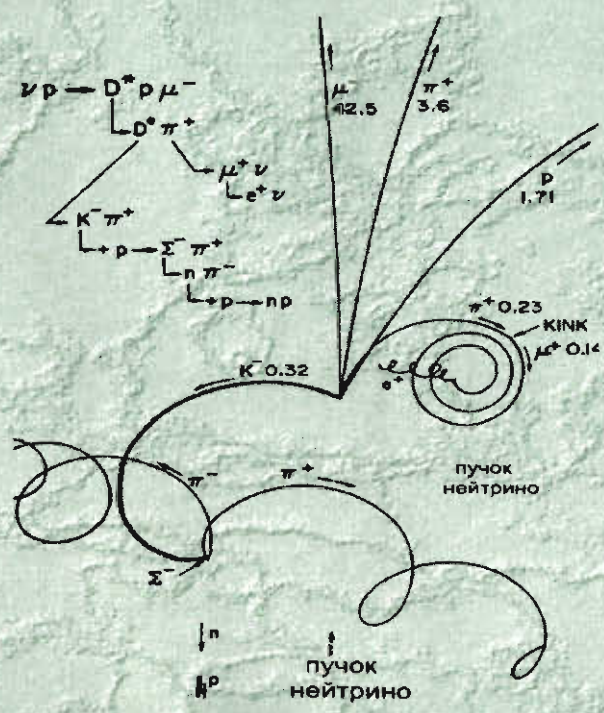
Д55

Московский инженерно-физический институт
(государственный университет)

Ю.П. Добрецов

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Текст лекций



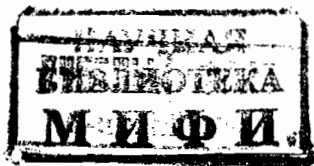
Москва 2008

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Ю.П. Добрецов

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКЕ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ



Москва 2008

Добрецов Ю.П. Ускорители заряженных частиц в экспериментальной физике высоких энергий. Текст лекций. М.: МИФИ, 2004. – 108 с.

Книга представляет собой конспект лекций, входящих в курс "Современный эксперимент на ускорителе". Рассматриваются физические основы и технические характеристики ускорителей заряженных частиц, знание которых необходимо при проектировании и проведении на них физических экспериментов. Особое внимание уделяется параметрам пучков, принципиально важным для выбора режимов работы ускорителя адекватных физической задаче и методике эксперимента. Рассматриваются варианты контроля параметров пучка в процессе выполнения эксперимента.

Предназначается для студентов старших курсов МИФИ специальности «Физика атомного ядра и частиц» (140302).

Рецензент д-р физ.-мат. наук В.А. Григорьев

Рекомендовано редсоветом МИФИ в качестве учебного пособия

787262

ISBN 978-5-7262-0989-0

© Московский инженерно-физический институт
(государственный университет), 2008

Издается в авторской редакции

Оригинал-макет изготовлен С.В. Тялиной

Подписано в печать 10.11.08 Формат 60×94×1/16

Печ. л. 6,75 Уч. изд. л. 7,0 Тираж 100 экз.

Изд. № 039-1 Заказ № 360

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)
Типография МИФИ. 115409, Москва, Каширское ш., 31

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
Глава 1. Линейные ускорители	12
1.1. Нерезонансные ускорители	12
1.2. Резонансные линейные ускорители	17
1.3. Методы фокусировки пучков заряженных частиц	24
Глава 2. Циклические ускорители	27
2.1. Циклотрон	27
2.2. Микротрон	31
2.3. Фазотрон	35
2.4. Изохронный циклотрон	37
2.5. Синхротрон	41
2.6. Бетатрон	42
2.7. Протонные синхротроны	44
2.8. Синхротрон У70	50
2.9. Измерение интенсивности пучковых частиц	53
2.10. Определение пространственного положения пучка	54
2.11. Мишени	57
2.12. Мониторирование интенсивности пучка и контроль его временной структуры	60
2.13. Вывод частиц из синхротрона	62
2.14. Неустойчивости пучка и эволюция поперечных размеров пучка в процессе ускорения	63
2.15. Назначение и особенности e-синхротронов	64
2.16. Фотонные фабрики	68
Глава 3. Встречные пучки	72
3.1. Организация встречных пучков	74
3.2. Проблема вакуума в коллайдерах	76
3.3. Получение и накопление e^+ и \bar{p}	79
3.4. $\mu^+\mu^-$ – коллайдеры (проекты)	84
3.5. Специфика экспериментов на встречных пучках	85
Глава 4. Ускорительные комплексы	88
Приложение 1 Источники синхротронного излучения	97
Приложение II. Список существующих ускорителей	101
Рекомендуемая литература	108

1. Поиск новых частиц, изучение структуры частиц и ядер и закономерностей их взаимодействий связано с величиной переданной энергии-импульса в процессе взаимодействия. Обозначают передачу по-разному: $(\Delta P)^2 = q^2 = Q^2 = (\Delta E)^2 = -t$. Изучение поведения сечения исследуемого процесса от переданного импульса позволяет получить информацию о зависимости интенсивности данного взаимодействия от r и о внутренней структуре частиц и ядер. При данных E_0, P_0 мы можем изучать взаимодействия до расстояний $r_{\min} \approx \hbar / \Delta P_{\max}$.

$$r = \frac{\hbar c}{\Delta P c} = \frac{10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{1,6 \cdot 10^{-3} \cdot (\Delta P c)_{\Gamma \text{ЭВ}}} \approx \frac{2 \cdot 10^{-14}}{(\Delta P c)_{\Gamma \text{ЭВ}}} [\text{см}] = \frac{0,2f}{(\Delta P c)_{\Gamma \text{ЭВ}}}.$$

Если передача $\Delta P c$ мала для реализации неупругого процесса, то, как бы ни была велика E_0 , "процесс не пойдет".

2. Оценим величину максимального переданного импульса. Пусть имеем взаимодействующие частицы

$$0 + T \rightarrow 1 + 2.$$

Здесь 0 – пучок, T – мишень, 1 и 2 продукты реакции. Введем 4-импульсы

$$P_{0T} = \{E_0 + E_T, \vec{P}_0 + \vec{P}_T\}.$$

Квадрат 4-импульса есть релятивистский инвариант, обозначается S и равен квадрату эффективной массе системы $M_{\text{эф}}$:

$$\begin{aligned} S &= M_{\text{эф}}^2 = \{P_{0T}\}^2 = (\Sigma E_i)^2 - (\Sigma \vec{P}_i)^2 = (\Sigma E_i^*)^2 = \\ &= m_0^2 + m_T^2 + 2m_T \cdot E_0 \Big|_{m_i \ll E_0} \approx 2m_T \cdot E_0. \end{aligned} \quad (1)$$

Звезда означает систему центра масс (СЦ). Как видно из соотношения. (1) \sqrt{S} равен сумме полных энергий взаимодействующих частиц в СЦ. Переданный 4-х импульс t равен

$$\begin{aligned} t &= \{P_0 - P_1\}^2 = \{P_2 - P_T\}^2 = m_0^2 + m_1^2 - 2E_0 E_1 + 2P_0 P_1 \cos \sigma_{01} = \\ &= m_0^2 + m_1^2 - 2E_0 E_1 (1 - \beta_0 \beta_1 \cos \theta_{01}), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\beta = v/c$ скорость частицы. В ультрарелятивистском случае

$$E_i \gg m_i, \quad P c \approx E, \quad \beta \rightarrow 1 \quad (3)$$

квадрат переданного импульса

$$t \approx -2E_0 E_1 (1 - \cos \theta_{01}) = -4E_0 E_1 \sin^2 \theta / 2 < 0.$$

Для упрощения вычислений перейдем в СЦ.

$$\gamma^* = \frac{E_0 + m_T}{M_{\text{эф}}} = \frac{E_0 + m_T}{\sqrt{S}}$$

$$E_T^* = m_T \cdot \gamma^* = \frac{2}{2} \cdot \frac{E_0 m_T + m_T^2}{\sqrt{S}} = \frac{S - m_T^2 - m_0^2 + 2 \cdot m_T^2}{2\sqrt{S}} = \frac{S + m_T^2 - m_0^2}{2\sqrt{S}}.$$

Формулы для энергий остальных частиц аналогичны:

$$E_0^* = \frac{S + m_0^2 - m_T^2}{2\sqrt{S}}; \quad E_1^* = \frac{S + m_1^2 - m_2^2}{2\sqrt{S}}.$$

При больших энергиях $E_i^* \gg m_i$ импульс $P_i^* c \approx E_i^*$ и

$$E_1^* \approx \frac{S}{2\sqrt{S}} \approx \frac{\sqrt{S}}{2}.$$

Отсюда получаем оценку для t_{\max}

$$|t|_{\max} \approx 4E_0^* E_1^* \approx \frac{4S^2}{4S} = S.$$

Если условие (3) не выполняется, то $|t|_{\max} < S$. Для ИФВЭ E_p полная ускоренного протона равна $E_p \approx 70 + 1$ ГэВ ($m_p \approx 1$ ГэВ). При pp -взаимодействии $S = 1 + 1 + 2 \cdot 71 = 144 \text{ ГэВ}^2$ и $\sqrt{S} = \sqrt{|t|_{\max}} = q \leq 12$ ГэВ. Отсюда $r_{\min} \approx 2 \cdot 10^{-14} / 12 \approx 1,7 \cdot 10^{-15}$ см.

Итак, при исследовании внутренней структуры частиц минимальные расстояния (размеры объекта исследования) с ростом энергии пучковой частицы E_0 уменьшаются как $1/\sqrt{E_0}$.

3. Рождение новых частиц.

А. Неподвижная мишень ("fixtag").

Пусть частица X рождается в реакции



где T ядро или нуклон неподвижной мишени. По определению пороговая энергия $E_{\text{пор}}$ – минимальная энергия налетающей частицы, которая необходима для рождения частицы с массой m_x . В ЛСК с использованием обычных релятивистских соотношений энергии-импульса в разных СК этим определением довольно сложно воспользоваться. Задача легко решается с использованием 4-импульсов и инвариантности их квадратов. Пусть P – 4-импульс. Из законов сохранения энергии-импульса в процессе (4) имеем $S = P_{0T}^2 = P_{0TX}^2$. Раскроем его.

$$S = m_0^2 + m_T^2 + 2m_T E_0 = (E_0^* + E_T^* + E_x^*)^2. \quad (5)$$

В СЦ по определению $\sum \vec{P}_i^* = 0$. Минимальная $E_0 = E_{\text{пор}}$ реализуется, когда все 3 частицы в СЦ покоятся, т.е. каждый $P_i^* = 0$. По этому условию порога будет

$$(E_0^* + E_T^* + E_x^*)^2 = (m_0 + m_T + m_x)^2.$$

Подставляя это выражение в (5), получаем

$$2m_T E_{\text{пор}} = (m_0 + m_T + m_x)^2 - m_0^2 - m_T^2.$$

Отсюда полная пороговая энергии $E_{\text{пор}}$

$$E_{\text{пор}} = m_0 + \frac{m_x^2}{2m_T} + m_x \left(1 + \frac{m_0}{m_T} \right).$$

Пороговая кинетическая $E_{\text{пк}}$ равна

$$E_{\text{пк}} = E_{\text{пор}} - m_0 = m_x \cdot \left[\frac{m_x}{2m_T} + 1 + \frac{m_0}{m_T} \right]. \quad (6)$$

Из последнего соотношения следует, что порог тем ниже, чем меньше масса налетающей частицы и чем тяжелее мишень.

Вообще говоря, понятие “тяжелая мишень” условно. Действительно, размер пучковой частицы складывается из ее “собственно-

го” размера r_0 и длины ее волны $\lambda = h/P$. Радиус нуклона $\sim 10^{-14}$ см, ядра $\sim 10^{-13} + 10^{-12}$ см. Поэтому с ростом энергии протона ядро для него становится все более прозрачным, он взаимодействует с отдельными нуклонами как со свободными ($E_0, \Delta E_0 \gg Q_n$, здесь Q_n – энергия связи нуклона в ядре) и эффект тяжелого ядра пропадает. При переходе к энергиям в сотни ГэВ и нуклон перестает быть “тяжелой мишенью”. Например, для рождения W -бозона с массой ~ 80 ГэВ в ЦЕРН’е использовались встречные $p\bar{p}$ пучки 270×270 ГэВ², хотя, казалось бы, для этого достаточно иметь пучки $\sim 40 \times 40$ ГэВ². Дело, однако, в том, что при таких энергиях нуклон представляет собой облако из кварков, так что реально взаимодействуют между собой не p с \bar{p} как целые, а “свободные” кварки с антикварками: $q + \bar{q} \rightarrow W + all$. Как показали эксперименты по глюбоконеупругим взаимодействиям, нейтрино и электронов с нуклонами половина энергии E_N нуклона приходится на 3 валентных кварка и столько же на глюоны. Поэтому валентный кварк имеет в среднем $1/6$ от E_N нуклона. Поэтому пороговая энергия протона и антипротона каждого пучка определяется из соотношения $M_W/2 = E_p/6$. Отсюда $E_{\text{пор}} = 3M_W/2 \approx 240$ ГэВ.

Б. Встречные пучки

Из предыдущего следует, что при неподвижной мишени доля энергии пучковой частицы, идущей на возбуждение системы и рождение новых частиц равна $M_{\text{эф}}/E_0 \approx \sqrt{E_0}/E_0 = 1/\sqrt{E_0}$ существенно меньше E_0 и падает с ее ростом. Например, в ИФВЭ $\sqrt{S} \approx 12$ ГэВ. Отсюда $m_{x,\text{max}} \approx \sqrt{S} - 2m_p \leq 10$ ГэВ. Остальные 60 ГэВ – на движение в ЛСК. Видно, что при рождении новых тяжелых частиц и изучении взаимодействий на малых расстояниях на неподвижной мишени дорогостоящее оборудование и энергозатраты используются совершенно нерационально – вся “полезная” энергия представлена в СЦ. Естественным выходом из такой ситуации является совмещение ЛСК с СЦ. Это реализуется при использовании встречных пучков.

Связь между энергией ускорителя с фиксированной E_0 и эквивалентной ей по S для встречных пучков E_B имеет вид

$$(2E_B)^2 = 4E_B^2 = m_0^2 + m_T^2 + 2m_T E_0.$$

Для протонных ускорителей при $E_0 \gg m_p \approx 1$ ГэВ $E_B \approx 2E_0^2$.

Например, встречные пучки 100×100 ГэВ² эквивалентны ускорителю с фиксированной на 20000 ГэВ. Поэтому для поиска новых частиц с большими массами рационально использовать встречные пучки.

В кольцевом ускорителе радиус ускорения $R = \text{const}$ и $Pc[\text{эВ}] = 300H[\text{Гс}] \cdot R[\text{см}]$. Для рождения $m_x \approx 10$ ГэВ в ИФВЭ требуется $E_p = 70$ ГэВ. На встречных пучках достаточно иметь 5×5 ГэВ². Если учесть, что в ускорителях на теплых магнитах напряженность ограничена сверху насыщением и потому постоянна, то радиусы синхротронов на 70 ГэВ и на 5 ГэВ относятся между собой примерно как энергии, т.е. $R(70 \text{ ГэВ})/R(5 \text{ ГэВ}) \approx 14$. Даже, если построить 2 ускорителя на 5 ГэВ каждый, длина дорожек, а значит и число магнитов и энергозатраты для них в 7 раз меньше, чем для одного на 70 ГэВ. В настоящее время разработаны достаточно эффективные методы накопления антипротонов и позитронов и технология одновременного ускорения в кольцевой камере синхротрона во встречных направлениях частиц и античастиц.

Из выше сказанного не следует, что эксперименты с неподвижной мишенью потеряли свое значение. Изучение взаимодействий вторичных частиц, например, барионов, нейтрино, мезонов, лептонов и γ -квантов, при высоких и сверхвысоких энергиях требует строительства универсальных ускорителей, способных работать в обоих режимах – фиксированной и встречных пучков.

Ускорители заряженных частиц.

1. На сегодня для ускорения частиц используются электромагнитные поля. Поэтому объектами ускорения служат электрически заряженные частицы. При этом используются два способа передачи энергии ускоряемой частице.

а. Прохождение частицы в электрическом поле с разностью потенциалов ΔU :

$$\Delta E = Ze\Delta U = q\Delta U,$$

где $Ze = q$ заряд частицы. Прирост энергии ΔE зависит только от ΔU и не зависит от длины пути и времени его прохождения.

б. Индукционный

$$\Delta E = -q \frac{\partial \Phi}{\partial t},$$

где Φ – поток магнитной индукции.

Нейтральные частицы высокой энергии получают как вторичные в результате реакций с участием ускоренных заряженных частиц.

Идеи новых способов ускорения заряженных частиц

а. "Коллективное ускорение" – захват e^- -сгустком ($N_e \sim 10^{13} e^-$) тяжелых частиц с зарядом Z^+ . Электроны формируются в кольцо – "баранку" диаметром несколько мм, которая и ускоряется. Напряженность электрического поля E в кольце ~ 10 МВ/см. Идея состояла в том, что тяжелая Z^+ частица захватывается E -полем кольца, и ускоряются вместе с ним. Если $\epsilon = e \cdot U$ энергия приобретенная одним электроном, то все кольцо приобретет $E = N_e \cdot \epsilon$. При этом электроны и ионы будут двигаться с одинаковой скоростью, и энергия ионов оказывается равной $E_{\text{ион}} = \epsilon \cdot M/m_e$, что много больше $\epsilon \cdot Z$, которую приобрел бы ион с массой M и зарядом Z при обычном ускорении. Идея остается не реализованной.

б. "Обратный комптон" – система лазеров, установленных вдоль (но вне) траектории заряженных частиц, испускают лазерные пучки, которые, рассеиваясь на заряде q частицы, ускоряют ее. Метод считается практически реализуемым.

в. Метод кильватерного ускорения (laser wakefield acceleration) основан на облучении плазмы интенсивными лазерными импульсами, что позволяет создать поля сверхвысокой напряженности – так называемый «кильватерный» след. Сепарация плазмы на электроны и ионы под действием лазера создает электромагнитные поля, ускоряющие электроны до высоких энергий в тысячи раз быстрее и на несравнимо меньших дистанциях, чем возможно сегодня. Не исключено, что ускорители – монстры доживают свой век.

Реализация нового метода стала возможной с появлением настоящих тераваттных лазеров. На практике новый метод ускоре-

ния был продемонстрирован впервые в 2004 году учеными из европейских и американских лабораторий. Дальнейшее усовершенствование метода позволило группе ученых из национальной лаборатории Беркли и их коллегам из Оксфордского университета ускорить **пучок электронов до энергии свыше 1 ГэВ на дистанции 3,3 см**, сообщает PhysOrg. Для сравнения, в Стэнфордском линейном ускорителе SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) электроны ускоряются до 50 ГэВ на 3,2 км с помощью высокочастотных резонаторов. Кильватерное ускорение с помощью плазмы позволило в 50 раз увеличить энергию пучка электронов по сравнению с линейным ускорителем SLAC и в сто тыс. раз уменьшить ускоряющий промежуток.

2. Характеристики пучков, существенные для эксперимента.

а) Энергия ускоренных частиц $E_0 \pm \Delta E_0$, E_{\min} , E_{\max} .

б) Ускоряемые частицы. На сегодня это e^{\pm} , p , \bar{p} , H , ионы атомов. Выбор частиц определяется задачами эксперимента.

в) Интенсивность пучка.

Измеряется в μA , mA , амперах, частиц/с, частиц/с \cdot cm^2 .

$$1\mu = \frac{10^{-6} \text{кул/с}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{кул}} = 6,25 \cdot 10^{12} \text{ частиц/с.}$$

В практике на протонных синхротронах используется также величина *ppp*- число протонов на один цикл ускорения (protons per pulse).

Для ускорителей на встречных пучках мерой интенсивности служит "светимость" $L = I_1 \cdot I_2 / S$ [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]. Здесь I_1 и I_2 – интенсивности пучков, f – число пересечений пучков в 1 с, S – площадь пересечения пучков. $L = 10^{26} + 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

г) Временная структура пучка. Во времени пучки ускоренных частиц бывают непрерывными и дискретными (импульсными). В последнем случае частицы группируются в пространстве и времени в сгустки, которые называются банчами, а сам пучок банчируемым. В зависимости от типа ускорителя банчируемый пучок может быть "непрерывным", и в этом случае он характеризуется числом банчей в единицу времени и длительностью отдельного банча t_b , либо числом групп банчей за один цикл ускорения частиц. В по-

следнем случае говорят, что пучок состоит из микробанчей, объединенных в макробанчи.

Возможность использования в физических экспериментах конкретных детекторов принципиально зависит от временной структуры пучка. Так пузырьковая камера может быть использована только с импульсным пучком. Сцинтилляционные, черенковские и пропорциональные счетчики в банчируемом пучке, как правило, не могут быть использованы. Для ядерной фотоэмульсии временная структура пучка не имеет значения.

Конструктивно ускорители делятся на линейные и циклические. Исторически первыми были линейные.

Линейные ускорители (ЛУ) разделяются на нерезонансные, резонансные и индукционные.

1.1. НЕРЕЗОНАНСНЫЕ УСКОРИТЕЛИ

Нерезонансные ускорители различаются между собой конструктивно и по способу выработки ускоряющего напряжения U . Основу нерезонансного ускорителя составляет ускоряющая трубка, схематическое устройство которой представлено на рис. 1.1.

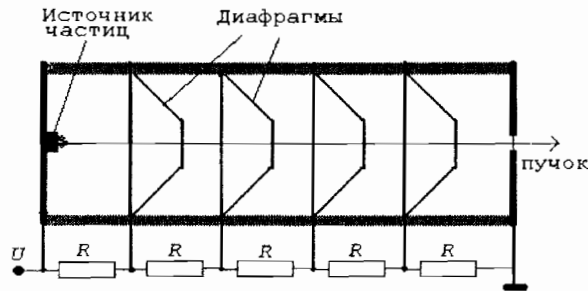


Рис. 1.1

Трубка состоит из корпуса, изготовленного из изолятора. С торцов установлены металлические заглушки. Внутренний объем вакуумируется. На внутренней поверхности левой заглушки установлен источник частиц. Если частицы протоны или ионы, то внутрь вводится трубка для подачи газа. Газ ионизируется электрическим разрядом или лазерным пучком и с помощью заряженных электродов направляется по оси трубки. Корпус изготовлен из набора секций – колец из изолятора. Между кольцами установлены металлические диафрагмы. Снаружи диафрагмы соединены последовательно сопротивлениями, благодаря которым напряжение, приложенное к концам трубки, принудительно равномерно падает по ее длине, перенапряжения не возникает, вероятность пробоя по поверхности трубки исключается. Кроме того, внутри трубки ускоряемые частицы, летящие не по оси, в отсутствие диафрагм осаж-

дались бы на внутренней ее стенке. Это приводило бы к падению электрического сопротивления трубки и возникновению пробоя. Диафрагмы такие частицы перехватывают.

Электростатический ускоритель Ван де Граафа

Впервые построен в 1929 г. в Пристонском университете США.

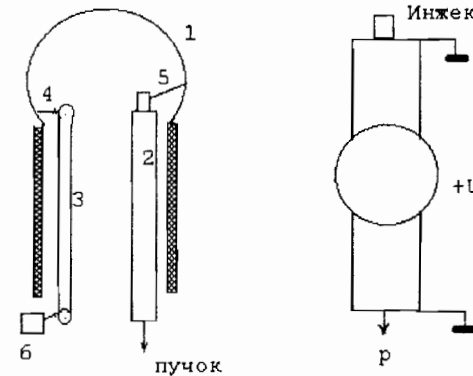


Рис. 1.2

Рис. 1.3

На рис. 1.2 приведено схематическое изображение ускорителя Ван де Граафа. Он состоит из проводящей сферы 1, установленной на полой колонне из изолятора. Сфера заряжается до напряжения $\approx 5-9$ МВ от низковольтного источника напряжения 6. Заряды с 6 стекают с острий на движущуюся ленту (прорезиновое полотно), переносятся наверх, стекают по остриям 4 на внутреннюю поверхность сферы и накапливаются на ее наружной поверхности. При этом потенциал сферы растет. Этот потенциал подается по проводнику 5 на анод ускоряющей трубки 2. Весь объем внутри сферы и колонны откачивается и заполняется до давления ≈ 10 атм сухим азотом с добавкой элегаза (SF_6). Основная трудность – пробой. Ускоряемые частицы – протоны, ионы ядер. Энергии $E_p = 0,1-9$ МэВ (E_{\max} до 15 МэВ). Ток пучка $I = 10^{-3}-10$ мА, постоянный во времени. Термины "постоянный" или "равномерный" во времени пучок на самом деле означают, что величины временных интервалов ме-

жду частицами равновероятны и описываются распределением Пуассона. Ускоритель Ван де Граафа лучший из всех ускорителей по ширине энергетического разброса пучковых частиц $\delta = \Delta E/E$ до 10^{-4} и по стабильности величины E во времени. Основное назначение – измерение энергий уровней ядер. Энергию ускоряемых протонов (при максимально доступном U) можно удвоить, используя для ускорения отрицательные ионы водорода H^- (энергия связи второго электрона 0,747 эВ). Схема модифицированного ускорителя Ван де Граафа, называемого тандем-генератором, представлена на рис. 1.3. В центре сферы поперек пучка установлена тонкая пленка. Ускорившись на первом отрезке пути, ионы H^- , проходя сквозь пленку, теряют оба электрона, превращаются в $H^+ = p$ и на втором отрезке пути снова ускоряются. Для тандем-генератора $E_p = 8 \div 30$ МэВ, $I = 10^{-3} \div 0,1$ мА. Точности энергии и стабильность те же, что и в ускорителе Ван де Граафа.

Трансформаторные ускорители

Простейший ускоритель с трансформатором в качестве источника высокого напряжения (рис. 1.4) представляет собой трансформатор, в котором первичная обмотка запитывается от источника переменного напряжения, например, от сети, а вторичная обмотка нагружена ускоряющей трубкой.

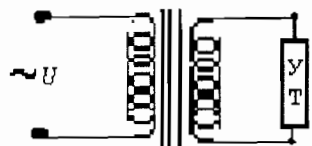


Рис. 1.4

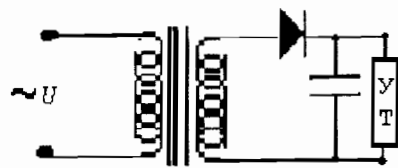


Рис. 1.5

Например, от сети, а вторичная обмотка нагружена ускоряющей трубкой. Ускорение происходит в моменты времени, когда направление электрического поля в трубке соответствует знаку заряда ускоряемых частиц. Поэтому пучок во времени банчируется, непрерывный. Ускоряемые частицы обычно электроны. Используются для прикладных целей, в частности, для обработки поверхно-

стей деталей. Рассчитаны на энергии $E = 0,3 \div 1,5$ МэВ, ток I до 50 мА, разброс δ большой. Использование однополупериодного выпрямителя (рис. 1.5) существенно улучшает δ . Обычно для описанных ускорителей $\delta = 2 \div 20$ %.

Кокрофт-генератор или каскадный выпрямитель со схемой умножения напряжения (рис. 1.7). Умножение напряжения происходит следующим образом. В точке А через диод Д1 емкость С1 заряжается, как в обычном однополупериодном выпрямителе до напряжения $U_a = U_0$. Нижний конец вторичной обмотки заземлен. Спустя полпериода напряжение на обмотке меняет свой знак. При положительной волне потенциала на обмотке напряжение в точке А достигает в максимуме $2U_0$. Этим напряжением точка В через Д2 заряжается до величины $U_B = 2U_0$. Перейдем теперь к точке Б. Через диод Д3 ее потенциал поднимается до постоянной величины равной $U_B = U_B = 2U_0$. Но так как в точке А потенциал во времени меняется от 0 до $2U_0$, потенциал в точке Б, связанный с ней емкостью С3 будет меняться от $2U_0$ до $4U_0$. Через диод Д4 точка Г зарядится до $U_G = 4U_0$.

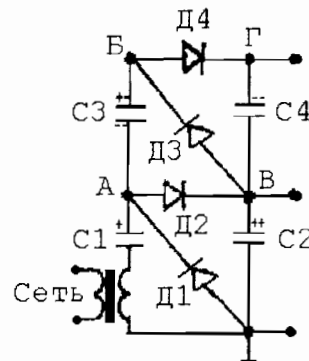


Рис. 1.6

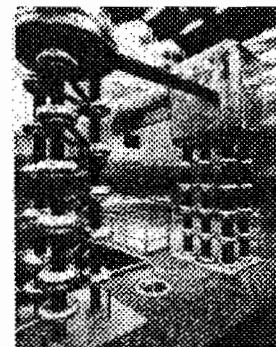


Рис. 1.7

Схему можно наращивать. Максимально достижимое напряжение на выходе ограничивается токами утечки и пульсациями напряжения, связанными с величиной тока ускорителя.

Достоинством Кокрофт-генератора является существенное снижение требований к электроизоляции составляющих его элементов, в том числе и к трансформатору, так как на всех соседних элемен-

тах перепад напряжения не превышает $2U_0$. Кроме того, большим удобством является наличие точек с промежуточными напряжениями, которые необходимы для промежуточных электродов ускоряющей трубки.

Высокие напряжения накладывают высокие требования к конструкции элементов генератора. На рис. 1.6 (сборка справа) представлен реальный Кокрофт-генератор. Как видно из картинка, генератор это солидное сооружение: высота сборки, состоящей из диодов и емкостей порядка нескольких метров. Кокрофт-генераторы нашли широкое применение в качестве первых ступеней линейных ускорителей на высокие и сверхвысокие энергии как для электронов, так и для тяжелых частиц – протонов и ядер с $Z > 1$. Диапазон энергий ускоренных частиц $E = 0,5 \div 4$ МэВ, $\delta \approx 1\%$, $I \approx 1$ мА, постоянный во времени. В предускорителях (их называют "бустерами") для протонных синхротронов обычно $E_p = 750$ КэВ.

Импульсный ускоритель. В импульсном трансформаторном ускорителе источником напряжения на первичной обмотке служит короткий ($\approx 10^{-7}$ с) импульс напряжения. Импульс образуется при разряде предварительно заряженной от выпрямителя емкости через разрядник (короткий разрядный промежуток), включенный последовательно с первичной обмоткой высокочастотного трансформатора. Ускоряемые частицы – электроны. Ток в импульсе $I > 100$ кА, $E_e = 0,1 \div 1,5$ МэВ.

Индукционный ускоритель

Ускоритель представляет собой высокочастотный трансформатор, собранный на ферритовых кольцах, по оси которых проходит ускоряемый пучок электронов – "вторичная обмотка" трансформатора.

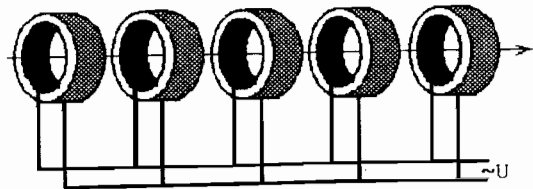


Рис. 1.8

Схема индукционного ускорителя представлена на рис. 1.8. На первичные обмотки колец, включенных последовательно между собой, подаются импульсы напряжения длительностью $\tau = 20 \div 300$ нс. Прирост энергии электронов до 1 МэВ/м. Частота $\nu = 1 \div 60$ Гц, $E \approx 5$ МэВ, ток I до 5 кА. КПД ускорителя растет с ростом тока пучка.

1.2. РЕЗОНАНСНЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ УСКОРИТЕЛИ

Как видно из предыдущего, принципиальным ограничением на повышение энергии ускорения является ограничение величины ускоряющего напряжения из-за пробоя изоляции. Максимум eU_0 достигнут на ускорителе Ван де Граафа и не превышает 30 МэВ для его варианта – тандем-генератора.

Ускоритель Видерое

Предложенный Видерое резонансный линейный ускоритель должен был быть свободен от этого недостатка. Схема ускорителя приведена в верхней части рис. 1.9. Полые металлические трубки вместе с инжектором частиц размещены в вакуумированном объеме. Трубки соединены через одну в две группы, к которым подводится переменное с фиксированной частотой ускоряющее напряжение в противофазе, так что во всех промежутках в данный момент времени ускоряющее электрическое поле направлено в одну сторону.

Внутри трубок электрического поля нет, поэтому их называют "трубками дрейфа", ускорение частиц происходит в промежутках между ними. Максимальная разность потенциалов между соседними трубками равна $\Delta U = +U_0 - (-U_0) = 2U_0$, прирост энергии $\Delta E = 2eU_0 \cdot \sin\phi$, где ϕ – фаза напряжения, при которой частицы проходят ускоряющий промежуток. Во время движения частиц внутри трубки напряжение на трубках меняется на обратное, поэтому, появляясь в следующем промежутке, частицы попадают опять в ускоряющее поле, направленное в нужную сторону.

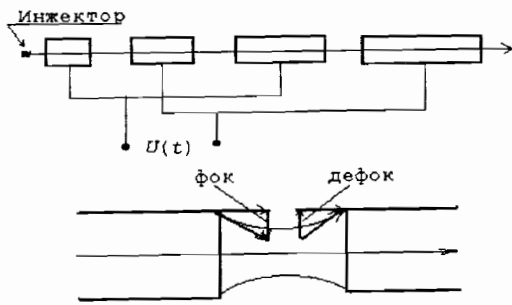


Рис. 1.9

Нетрудно видеть, что по мере ускорения скорость частицы увеличивается, а время прохождения до следующего промежутка уменьшается. С другой стороны, так как частота поля $\omega = 2\pi/T = \text{const}$, период T переполюсовки трубок также постоянен. Поэтому для того, чтобы частица всегда появлялась в промежутках в фазе с ускоряющим напряжением, длина трубок должна увеличиваться по мере роста скорости (энергии) частицы. Напряжение U меняет свой знак на обратный через $T/2$, поэтому для определения длин трубок можем записать:

$$\frac{T}{2} = \frac{\ell_n}{v_n} \cdot \frac{c}{c} = \frac{\ell_n}{c\beta_n}.$$

Таким образом, длина трубок для ускорителя Видероя определяется из соотношения:

$$\ell_n = \frac{Tc}{2} \cdot \beta_n = \frac{\lambda}{2} \cdot \beta_n. \quad (1.1)$$

Здесь n – номер трубки ($n = 0, 1, 2, \dots$), ℓ_n – ее длина, v_n – скорость частицы на ее входе, c – скорость света, $\beta_n = v_n/c$, $\lambda = Tc$ – длина волны колебаний электрического поля.

Итак, имея сравнительно небольшое напряжение U_0 , после прохождения n промежутков энергия частиц нарастает до величины $E_n \approx 2eU_0 \cdot n = \Delta E \cdot n$, скорость $v \sim \sqrt{n}$. Казалось бы, наращивая число трубок, можно было бы получить на выходе частицы какой угодно большой энергии. К сожалению, это не так просто [1]. Пусть, к примеру, мы хотим ускорить протоны до сравнительно

малой энергии 10 МэВ. Скорость их $v = 4,4 \cdot 10^7$ м/с. При заданной частоте ускоряющего поля $\nu = \omega/2\pi$, длина последней трубки равна $\ell_{\text{посл}} = v \cdot T/2 = 2,2 \cdot 10^7/\nu$ метров. Отсюда видно, что для того, чтобы ускоритель Видерое имел разумные размеры (уж никак не более нескольких метров на такую малую энергию) частота ν должна быть ≥ 10 МГц, т.е. большой. Это приводит к тому, что фаза напряжения U в промежутках начинает зависеть от длины трубки ℓ :

$$U(t, x) = U_0 \sin \omega \left(t \pm \frac{x}{c} \right) = U_0 \sin \left(\omega t \pm \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{x}{c} \right) = U_0 \sin \left(\omega t \pm 2\pi \frac{x}{\lambda} \right).$$

Так как U прикладывается к центру трубки, то его рабочее значение достигает ее краев ($x = \ell/2$) не мгновенно, а за конечное время. Фаза $\varphi = (2\pi/T) \cdot (\ell/2c) = \pi \cdot (\ell/\lambda)$ при $\ell/\lambda \ll 1$ мала и ΔU_{max} в промежутке $\approx 2U_0$. При $\ell - \lambda$ $\varphi \sim \pi$, ускорение неэффективно, более того – частицы замедляются. Из соотношения (1.1) следует, что условию малости фазы отвечает $\beta \ll 1$. Таким образом, ускоритель Видерое может быть использован лишь для малых β и при этом будет иметь большие размеры. Тем не менее, из-за своей простоты он все же используется в качестве бустера на протонных и ионных синхротронах. Для легких частиц e^\pm вообще не применяется. Временная структура пучка – непрерывный банчируемый, частота банчей равна $\nu = 2\pi/\omega$.

Автофазировка в ЛУ с трубками дрейфа. Для работоспособности любого ускорителя с высокочастотным (вч) полем вопросы автофазировки частиц являются принципиальными. Действительно, при проектировании ускорителя закладывается фаза φ_0 ВЧ-поля (ее называют равновесной) при которой частица с данной скоростью входит в ускоряющий промежуток по оси ускорителя. Такую частицу также называют равновесной. Реально же частицы имеют разброс по скорости. Если в данной конструкции ускорителя отсутствует механизма автофазировки частиц, автоматически корректирующие фазы частиц в сторону их приближения к равновесной, такой ускоритель принципиально не будет работать. Рассмотрим ускоритель Видерое. Пусть $U = U_0 \sin(\omega t)$, равновесная фаза $\varphi_0 < \pi/2$ и расчетная скорость равновесной частицы на выходе из n -го

промежутка v_n . В $n+1$ промежутке равновесная частица появится через время $t = T/2$ и попадет в ту же фазу ускоряющего поля φ_0 (рис. 1.10). Пусть в n -й промежуток пришла частица "а" позже равновесной в фазу $\varphi_a < \varphi_0 < \pi/2$. Эта фаза отвечает меньшему U .

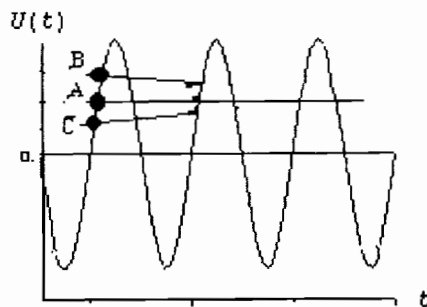


Рис. 1.10

Пройдя n -й промежуток, частица "а" получит меньший прирост энергии и скорости, пройдет $n+1$ трубку медленнее равновесной и поэтому в $n+1$ промежутке появится с фазой $\varphi_{n+1} > \varphi_a$, т.е. сдвинется по фазе в сторону φ_0 . Пусть теперь частица "б" пришла в n -ый промежуток раньше равновесной, т.е. с фазой, $0 < \varphi_b < \varphi_0$. Прирост скорости у неё будет больше, а время прохождения $n+1$ промежутка будет меньше, чем у равновесной частицы. Поэтому в $n+1$ промежутке частица "б" появится в фазе $\varphi_{n+1} < \varphi_b$, т.е. также сдвинется по фазе в сторону φ_0 . Аналогичными рассуждениями можно показать, что фаза $\varphi > \pi/2$ является неустойчивой и переходит самостоятельно в область устойчивой автофазировки $\varphi < \pi/2$. Из приведенных рассуждений видно, что ускоритель Видерое обладает автофазировкой.

Фокусировка ускоряемого пучка. В промежутке между трубками электрическое поле аксиально симметрично провисает относительно оси трубки. Фокусировка осуществляется перпендикулярной оси составляющей поля $E_{\perp 1}$ (нижний рис. 1.9) на первой половине промежутка. На второй половине $E_{\perp 2}$ меняет знак на обратный, это приводит к дефокусировке пучка, но если вторую полови-

ну промежутка частица проходит за меньшее время, то эффект фокусировки будет иметь место. Фокусировка улучшится, если при прохождении пучка через промежуток ускоряющее поле остается постоянным или спадает во времени. Для ускорителя Видерое, как было показано выше, поле нарастает во времени ($\varphi < \pi/2$), поэтому $E_{\perp 2}$ на второй половине промежутка также нарастает, что приводит к дефокусировке пучка. Фокусировку пучка можно получить, существенно уменьшив $E_{\perp 2}$. Для этого на входе следующей трубки закрепляют тонкую фольгу или металлическую сетку.

Ускорители Альвареца

Линейные ускорители, предложенные Альварецом свободны от недостатков ускорителя Видерое, но эффективно работают при $\beta \approx 1$. Различают два типа ускорителей Альвареца в зависимости от того, в электрическом поле стоячей или бегущей волне происходит ускорение частиц. Ускоритель представляет собой металлическую трубу (резонатор), в которой возбуждаются э/м волны, распространяющиеся вдоль ее оси с вектором напряженности электрического поля волны \vec{E} , направленным также вдоль оси и по пучку ускоряемых частиц¹. На стенках $E = 0$. Длина трубы-резонатора и ее сечение определяются λ волны. Если дальний конец трубы заглушить (короткое замыкание), в трубе образуются стоячие волны (отражение на конце в противофазе). Если же нагрузить сопротивлением R , равным волновому сопротивлению резонатора ρ , то в трубе формируется бегущая волна. Рассмотрим оба случая.

Ускоритель Альвареца на стоячей волне. Стоячая волна образуется при сложении двух волн, распространяющихся в противоположных направлениях.

$$U(x, t) = U_0 \sin \omega \cdot \left(t + \frac{x}{c} \right) + U_0 \sin \omega \cdot \left(t - \frac{x}{c} \right) = \\ = \left(2U_0 \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \right) \cdot \sin \omega \cdot t = A(x) \sin \omega \cdot t.$$

¹ Известно, что в э/м волне вектора скорости и напряженности электрического поля взаимно перпендикулярны. В ЛУ же совпадают по направлению. Как это может быть сделано?

Поведение $U(x,t)$ от x определяется множителем $A(x)$, т.е. во времени при каждом x по $\sin\omega t$ -закону амплитуда ускоряющего напряжения меняется в интервале $A(x) \geq U \geq -A(x)$. На рис.1.11 приведена зависимость $U(x,t)$ от x для двух моментов времени, соответствующих $\omega t_1 = \pi/2$ (сплошная линия) и $\omega t_2 = \omega t_1 + \pi$ (пунктирная линия) При $2\pi x/\lambda$ кратных $\pi/2$ $A(x) = 0$. В этих точках энергия электрического поля переходит в энергию магнитного поля.

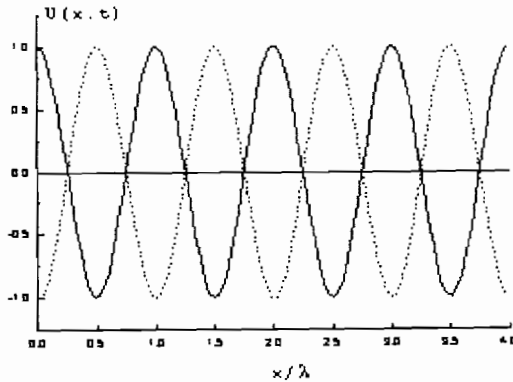


Рис. 1.11

Пусть в какой-то момент t_1 времени частица находится в точке x_1 и ускоряется в поле $E(x_1, t_1)$, при этом $E(x_1 + \lambda/2, t_1) = -E(x_1, t_1)$. Ускорение будет непрерывным, если за время прохождения частицей пути $\lambda/2$ поле в точке $x + \lambda/2$ изменит свой знак на обратный. Знак поля изменится через $T/2$. Поэтому чтобы частица ускорялась в ускорителе Альвареца на стоячей волне, ее скорость должна быть равна $v_ч = 0,5 \cdot \lambda / 0,5 \cdot T = \lambda / T = c$, т. е. равна скорости света. При $v < c$ требуется

установка дрейфовых трубок, которые в данном ускорителе ни к чему не подсоединяются. Геометрические размеры трубок берутся из соотношения $\ell_n = \lambda \cdot \beta_n$. Так как $\lambda \approx 10 \div 30$ см, то и ℓ_n не велики. В процессе ускорения, пока β_n заметно меньше 1, частица "ползет" по фазе. Выбирая начальную фазу, можно улучшить конечную ситуацию. По мере роста β фазировка непрерывно улучшается.

Ускоритель Альвареца на бегущей волне. Если $v_ч = c_в$, где $c_в$ скорость распространения волны вдоль оси ЛУ, то частица, "сев" на E_{\max} и двигаясь с нею непрерывно набирает энергию:

$$F = q \cdot E; \quad P = qEt = q \cdot EL/c_в; \quad Pc_в = q \cdot E \cdot L,$$

$E = 30 \div 20$ кВ/см, мощность ВЧ-генераторов десятки Мвт.

Если $v_ч < c$, то $c_в$ можно уменьшить, установив в трубе резонатора специальные диафрагмы. Изменяя геометрию диафрагм и их число, можно изменять $c_в$ вдоль оси ускорителя. Недостатком ускорителя на бегущей волне является его энергетическая неэкономичность, связанная с непрерывной потерей всей подводимой энергии на нагрузочном сопротивлении $R = \rho_{волн}$. В ускорителе же на стоячей волне требуется только добавка части ВЧ-мощности, необходимой для компенсации потерь на отражение волны от торцевых стенок.

Автофазировка, как и для ускорителя Видерое, реализуется при $\varphi < \pi/2$. Метод доказательство также аналогичен.

Временная структура пучка. Частицы группируются в области $\Delta t < T/4$ в сгустки – микробанчи с расстоянием между ними $\sim T/2$. При $\lambda = 10$ см $v \approx c/\lambda \approx 3 \cdot 10^9$ Гц, $T \approx 3 \cdot 10^{-10}$ с. Наличие потерь на волноводах, диафрагмах и трубках дрейфа приводит к тому, что в ЛУ на большие энергии мощности, снимаемые с ВЧ-генераторов больше или порядка мВт. В таких условиях ВЧ-генераторы могут работать только в импульсном режиме, выдавая пачки (макробанч) микробанчей длительностью в несколько мкс с частотой $f = 50 \div 400$ Гц. Пусть длительность микробанча $t = 3 \cdot 10^{-9}$ с, макробанча $\tau = 2$ мкс, $f = 100$ Гц и средний ток ~ 100 μ А. Число частиц в одном микробанче N будет равно

$$N = \frac{100 \cdot 6,25 \cdot 10^{12} \cdot 3 \cdot 10^{-9}}{100 \cdot 2 \cdot 10^{-6}} \approx 10^{10} \text{ ч/микробанч} = \\ = 10^{10} \text{ ч} / 3 \cdot 10^{-9} \text{ с} \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ ч/с.}$$

На таких пучках работа со счетчиковой методикой невозможна. Однако на вторичных частицах – продуктах реакций, если счетчики стоят вне прямого пучка и число вторичных частиц на один банч

может быть доведено до величины менее 1 (например, уменьшением тока пучка), выполнение эксперимента может уже серьезно обсуждаться.

1.3. МЕТОДЫ ФОКУСИРОВКИ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Фокусирующие элементы, описанные ниже, применяются в линейных ускорителях, синхротронах и при транспортировке пучков частиц до экспериментальных установок.

При наличии дрейфовых трубок фокусировка, как описывалось выше, может производиться аксиальносимметричным электрическим полем в промежутках между трубками. В отсутствие дрейфовых трубок или недостаточности данной фокусировки для области малых энергий используют соленоид. С ростом энергии используются магнитные квадрупольные линзы.

Квадрупольная линза представляет собой 4-полосник с сильно неоднородным поперечным пучку магнитным полем.

На рис. 1.12 приведены поперечный разрез линзы, силовые линии поля и силы, действующие на пучковые частицы. Как видно из рисунка, поле не обладает непрерывной азимутальной симметрией, вследствие чего пучок фокусируется в одном из поперечных направлений, например в вертикальном, и дефокусируется в другом – горизонтальном.

Для фокусировки в обоих направлениях используют дуплет МЛ, причем у второй линзы полярность полюсов противоположна первой. Так как в центре МЛ магнитное поле мало, и растет к полюсам, вторая МЛ будет эффективно фокусировать пучок в горизонтальном направлении и слабо дефокусировать в вертикальном.

На рис. 1.13 и 1.14 приведены фотографии квадрупольных линз. Основное достоинство линз – отсутствие вещества в центральной области, что позволяет разместить там ионопровод.

Соленоид. Для удержания пучка от ухода из области ионопровода используются также и соленоиды. Соленоид устанавливается по оси пучка. Вектор напряженности магнитного поля соленоида параллелен оси пучка. При отклонении направления импульса частицы от оси возникает поперечная сила Лоренца, закручивающая

траекторию частицы вокруг оси соленоида и тем самым препятствующая ее уходу из канала. Используются как теплые, так и сверхпроводящие соленоиды. Область применения – начальные участки ЛУ, мюонные тракты. Энергии – порядка 100 МэВ и менее.

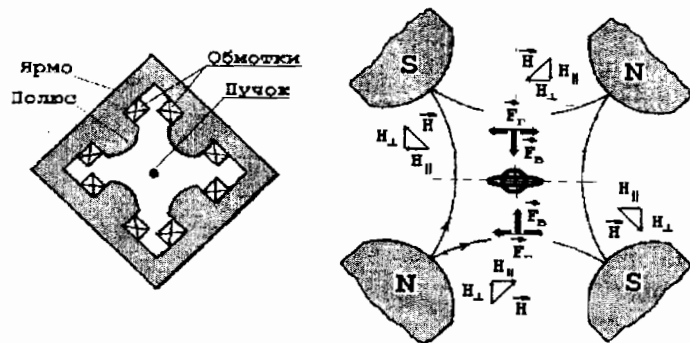


Рис. 1.12

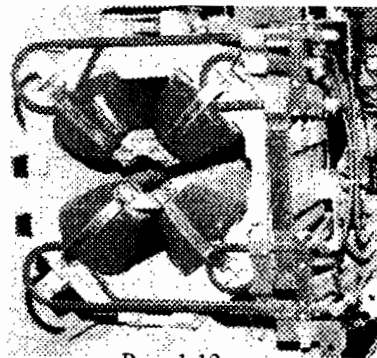


Рис. 1.13

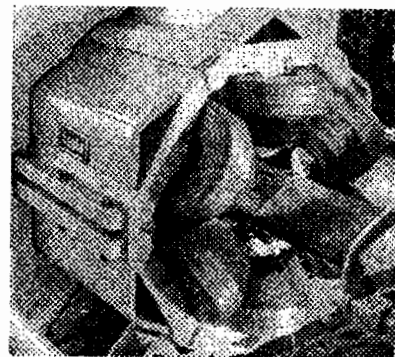


Рис. 1.14

Особенности ЛУ для электронов и тяжелых частиц

Особенность ЛУ для электронов связана с малой энергией электронов (несколько МэВ), при которой их скорость $\beta \approx 1$. ЛУ для e^- состоит из трех секций. Первый это инжектор. Второй – ЛУ-группирователь. Его назначение довести β до 1 и одновременно сгруппировать частицы в банчи по фазе, что происходит в ЛУ ав-

томатически. Третья секция – основной ЛУ, в нем $c_b = c$. При $E \geq 5$ МэВ это единый волновод на бегущей или стоячей волнах. При больших и сверхбольших энергиях это линия из отдельных секций с своими генераторами и системой их синхронной работы. Например, ЛУ SLAC на 36 ГэВ имеет общую длину в 3,5 км и 80 000 ВЧ-генераторов.

ЛУ для протонов и ионов используются, как правило, в качестве бустеров для синхротронов. Обычно это Кокрофт-генератор + ЛУ на стоячей волне. Длина волны ВЧ-генераторов $\sim 1,5$ м, диаметр трубы волновода $\varnothing \sim 1 \div 1,3$ м.

Ниже приведен список некоторых ЛУ для протонов и электронов и их параметры.

Электронные линейные ускорители

Место	E	I мкА	τ макроб	L длина
ТИ, Харьков	2 ГэВ	1,5	1,5	240 м
SLAC, США	36 ГэВ	30	1,6	3,5 км
ОрСе, Франция	2,1 ГэВ	7,5	0,02+1,5	300 м
КЕК, Япония	2,5 ГэВ	50		400 м
DESY, ФРГ	220, 450 МэВ			

Протонные линейные ускорители

ИФВЭ, бустер	100 МэВ	50+100 мА		80 м
LAMF, США	800 МэВ	1 мА		727 м

Контрольные вопросы к главе 1

1. Перечислите области использования нерезонансных ускорителей.
2. Какие методики проведения измерений неприменимы на линейных ускорителях и почему.
3. Методы фокусировки пучков заряженных частиц.

Для сокращения линейных размеров ускорителя Э. Лоуренс и М. Ливинстон в 1930–1932 гг. предложили и использовали поперечное пучку магнитное поле B . При этом траектория сворачивается в окружность или спираль. Условие удержания частицы с импульсом Pc на круговой траектории с радиусом R в релятивистском случае имеет вид

$$\vec{F}_L = \frac{e}{c} [\vec{v} \times \vec{B}] = \vec{F}_c; \quad \frac{evB}{c} = \frac{m_0 \gamma v^2}{R} \cdot \frac{c^2}{c^2} = \frac{m_0 c^2 \gamma \beta^2}{R} = \frac{E \beta^2}{R}, \quad (2.1)$$

где F_L – сила Лоренца, F_c – центробежная сила, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, E – полная энергия частицы. Из (2.1) следует $m_0 c^2 \beta \gamma = Pc = eBR$ или

$$P_{c3B} = 300 B_{Гс} R_{см}. \quad (2.2)$$

Частота вращения по кругу ω равна

$$\omega = \frac{v}{R} = \frac{eBc}{E} = \frac{eBc}{E + m_0 c^2}. \quad (2.3)$$

Здесь E – кинетическая энергия частицы. Из соотношения (2.3) следует, что для увеличения E необходимо в процессе ускорения изменять ω или B или R . Тип циклического ускорителя определяется тем, какие из этих параметров и как меняются. Ниже перечислены типы циклических ускорителей.

1. Циклотрон, микротрон, изохронный циклотрон – ω и $B(R)$ постоянны во времени. В процессе ускорения радиус траектории растет, т.е. $R(t)$ – зависит от t .

2. Синхроциклотрон или фазотрон – $\omega(t)$, $B(R)$, $R(t)$.

3. Синхротрон – $\omega(t)$, $B(t)$. При этом радиус траектории частицы R остается постоянным во времени (точнее $\Delta R \ll R$).

2.1. ЦИКЛОТРОН

Циклотрон состоит из магнита со сплошными в виде дисков полюсами, между которыми располагается вакуумная камера. Магнит состоит из железного Ш-образного ярма, Си или Al обмоток, охлаждение принудительное – воздухом или водой. В последнем случае

обмотки выполняются из трубки. Максимальная напряженность магнитного поля B определяется свойствами используемого сплава железа. Во всех циклических ускорителях рабочие напряженности B не превышают 17 кГс. Большинство ускорителей работает при $B = 12 \div 16$ кГс. Внутри камеры между полюсами магнита установлены дуанты (рис. 2.1, правый) – две полые раздвинутые по центру магнита медные или латунные коробки, к которым прикладывается высокочастотное ускоряющее поле. Принцип ускорения точно такой же, как в ускорителе Видерое: ускоряющее поле действует на частицу только в промежутке между дуантами, внутри которых ВЧ-поля нет. В процессе движения частица делает полукруг внутри дуантов и вновь попадает в ускоряющий промежуток. К этому моменту напряжения $U(t)$ на дуантах поменяли свои знаки на обратные, так что частица снова оказывается в ускоряющем поле. Источник ускоряемых частиц располагается в центре магнита. В процессе ускорения частица движется от центра к краю по спирали (рис. 21.2).

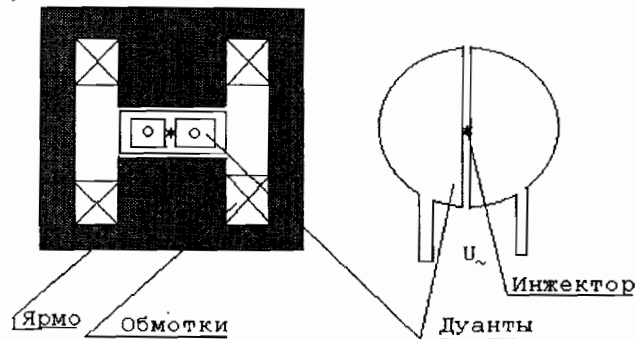


Рис. 2.1

Из соотношения (П.3) видно, что ω падает с ростом E и R . Это приводит к расфазировке между моментом прохождения частицы через ускоряющий промежуток и фазой ускоряющего поля. Отсюда следует, что для работы циклотрона должно быть выполнено условие $E \ll m_0 c^2$. Оценим качественно, как и от чего зависит E_{\max} [2]. Энергия после n оборотов равна $E = 2e \cdot U \cdot n$, где $U = U_0 \cos \varphi$. Двойка потому, что за один оборот ускоряющий промежуток про-

ходит дважды. Ускорение имеет место пока изменение фазы φ не приведет к изменению знака ускоряющего поля U . Пусть при этом величина фазы равна Φ . С учетом того, что $E \ll m_0 c^2$ на n -м обороте частота равна. Изменение фазы за оборот равно

$$\Delta\varphi_n = (\omega_0 - \omega_n) \cdot T_0 = \frac{2\pi E_n}{m_0 c^2} \approx \frac{eU_0}{m_0 c^2} \cdot n.$$

Суммируя $\Delta\varphi_n$, получаем

$$\Phi = \sum_{n=1}^{n_{\max}} \Delta\varphi_n \approx \frac{eU_0}{m_0 c^2} \sum_{n=1}^{n_{\max}} n \approx \frac{eU_0}{m_0 c^2} \cdot \frac{n_{\max}^2}{2},$$

$$n_{\max} \approx \sqrt{\frac{m_0 c^2}{eU_0}} \quad E_{\max} \approx eU_0, \quad n_{\max} \approx \sqrt{eU_0 m_0 c^2}. \quad (2.4)$$

Точная формула имеет вид $E_{\max} = 4 \cdot \sqrt{(eU_0 m_0 c^2) / \pi}$.

Выводы:

1. Так как $E \sim \sqrt{m_0}$, то циклотрон для ускорения e^+ плох, а для тяжелых частиц – протонов и ионов – хорош. Например, при $U_0 \approx 200$ кВ $E_p = 10$ МэВ, $E_e = 160$ КэВ, $n_{\max} \approx 100$ оборотов.

2. Для увеличения E_{\max} надо использовать максимально возможное U_0 .

Временная структура пучка – непрерывный, банчированный, число банчей $2v/c$, длительность банча $\tau_6 < T/4$. Обычно $v \sim 10$ МГц и определяется величиной поля B и радиусом магнита R . Пример циклотрона АНЛ США $E_p = 10,8$ МэВ, $E_\alpha = 43,2$ МэВ, $I = 100$ μ А, $R = 1,5$ м, $B = 1,5$ Тл, $v = 11,2$ МГц, $U_0 = 310$ кВ.

Вывод частиц. Из (2.2) имеем с учетом малой $E \ll m_0 c^2$

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta E}{2E} \approx \frac{2eU_0}{2E} = \frac{0,31}{11} \approx 3\%.$$

При $R = 150$ см $\Delta R = 4,5$ см – сдвиг большой, вывод прост – частицы выводятся через тонкую стенку окна в вакуумной камере (см. рис. 2.2).

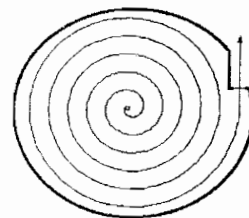


Рис. 2.2

Фокусировка пучка по вертикали в циклотроне. На рис. 2.3 представлены два варианта полюсов магнитов. На рисунке **V**-вектор напряженности магнитного поля, толстая стрелка – направление фокусирующей силы. В случае "а" вертикальная фокусировка отсутствует. В варианте "б" вертикальная фокусировка имеет место. Для циклотрона используется вариант "б". Зависимость $B(r)$ выбирается в виде $B(r) = B_0/r^n$. Поэтому

$$F_L = \frac{ev B_0}{c r^n}; \quad F_c = \frac{E\beta^2}{r}.$$

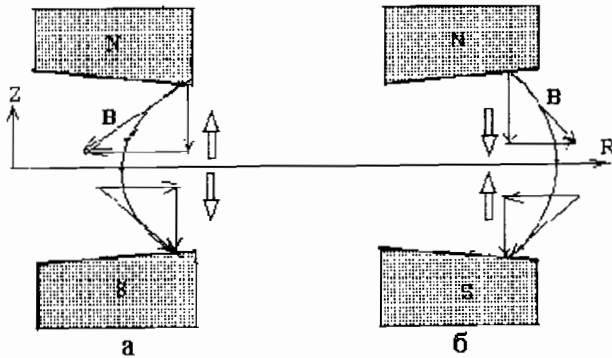


Рис. 2.3

Рассмотрим случаи $n = 1, n < 1, n > 1, n < 0$ [2]. Введем оси: r – по радиусу магнита, z – вертикальное направление. При этом $r = z = 0$ центр между полюсами. Плоскость, равноотстоящая от полюсов ($z = 0$), называется медианной.

- 1) $n = 1$ $F_L = F_c$ устойчивость по r и фокусировка по z (рис. 2.3, б);
- 2) $n < 1$ $F_L > F_c$ устойчивость по r и фокусировка по z (рис. 2.3, б);
- 3) $n > 1$ $F_L < F_c$ неустойчивость по r , фокусировка по z (рис. 2.3, б);
- 4) $n < 0$ $F_L > F_c$ фокусировка по r и дефокусировка по z . (рис. 2.3, а).

Естественно, что орбиты частиц не лежат в медианной плоскости. Испытываемые ими колебания по вертикали и в радиальном направлении называются бетатронными. Колебания не будут приводить к потерям частиц, если выполнены условия $0 < n < 1$, $v_z = \sqrt{1-n}$, $v_r = \sqrt{1-n}$, где v_z, v_r частоты колебаний в вертикальном и радиальном направлениях. Обычно

$$\frac{B(z=0, r=0) - B(0, R)}{B(0, 0)} \approx (0,1 + 0,15) \%$$

Здесь R максимальный радиус. Так как поле спадает слабо, то и фокусировка слабая. Если вспомнить, что с ростом r B уменьшается, а энергия E растет, это приводит к еще более быстрой расфазировке частиц и $U(t)$ кладет реальный предел на $E_{\max} \approx 20$ МэВ.

К достоинствам циклотрона можно отнести:

- 1) непрерывный во времени и высокоинтенсивный пучок;
- 2) простота вывода пучка из ускорителя;
- 3) постоянная частота ускоряющего поля;
- 4) малое число оборотов и малый путь в ускорителе не требует сверхвысокого вакуума. Достаточно использовать форвакуумный и масляный диффузионный насосы.

К недостаткам относятся малая величина энергии ($E \ll m_0c^2$) и энергоемкий магнит со сплошными полюсами.

Область применения – производство радиоактивных изотопов для научных, промышленных и медицинских целей.

2.2. МИКРОТРОН

Микротрон – циклический резонансный ускоритель с постоянными во времени магнитным полем B и частотой ω_0 ускоряющего поля и с переменной кратностью частоты обращения частиц. Как мы видели выше, основным недостатком циклотрона является расфазировка частиц и ускоряющего напряжения, что и обуславливает малую энергию частиц на его выходе. Как исключить расфазировку, сохранив все достоинства циклотрона? Оригинальное решение было предложено В.И. Векслером.

Выпишем формулы для $\omega = \omega_0$ и периода обращения частицы с полной энергией $E = E + E_0$, где E – кинетическая энергия, а $E_0 = m_0c^2$.

$$\omega_0 = \frac{eBc}{E_0}, \quad T = \frac{2\pi}{eBc} \cdot (E + E_0) = T_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0} + 1 \right).$$

Если за оборот приращение энергии ΔE частицы равно или кратно $E_0 = m_0c^2$, то через k оборотов ее полная энергия будет равна $E_k = q_k \cdot E_0$, где (при кратности 1) $q_1 = 2, q_2 = 3$ и т.д., а период обращения $T_k = q_k \cdot T_0$. Так как T_k кратна T_0 ($T_k = 2T_0, 3T_0, 4T_0$ и т.д.), фаза в процессе ускорения сохраняется. Поэтому конечная энергия ограничивается только размерами полюсов магнита. К сожалению, $\Delta E = m_0c^2$ может быть практически реализовано только для электронов ($m_0c^2 = 0,511$ МэВ).

Схема микротрона представлена на рис. 2.4.

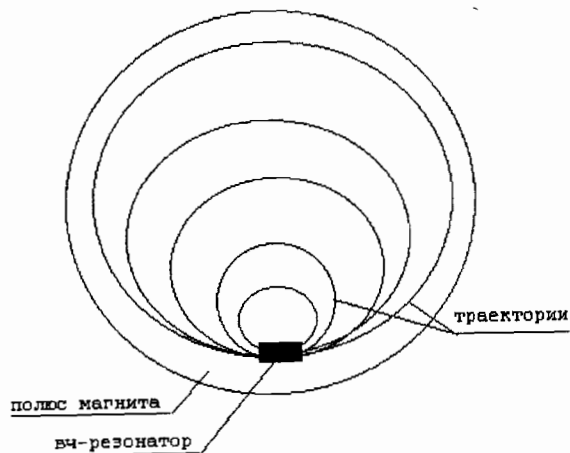


Рис. 2.4

Магнит и вакуумная камера по конструкции аналогичны циклотронным. Источник и ВЧ-резонатор располагаются вблизи края полюса магнита внутри камеры. Электроны, прошедшие через резонатор вблизи равновесной фазы э/м волны, группируются в банчи. После каждого прохождения через резонатор радиус R орбиты

электронов возрастает. Так как прирост энергии за один проход не менее 0,511 МэВ, электрон быстро становится релятивистским и его импульс $Pc \approx E$.

Нетрудно видеть, что число банчей на k -й орбите равно k . Чтобы резонатор не занимал много места, его линейные размеры должны быть минимальны. Размеры резонатора определяются длиной λ э/м волны. Для частот ω двух последовательных проходов частиц через резонатор имеем

$$\omega_k = \frac{\omega_0}{q_k} = \frac{eBc}{E_k}; \quad \omega_{k+1} = \frac{\omega_0}{q_k + 1} = \frac{eBc}{(E_k + eU_0 \cos \varphi)}.$$

Перепишем последнее соотношение в виде $eBc(q_k + 1) = \omega_0 E_k + \omega_0 eU_0 \cos \varphi$. Используя выражение для ω_k , исключаем E_k и q_k и получаем

$$\cos \varphi = \frac{eBc}{eU_0 \omega_0} = \frac{BcT}{U_0 2\pi} = \frac{B\lambda}{2\pi U_0}.$$

Так как $\cos \varphi \leq 1$, то для микротрона должно выполняться соотношение

$$\lambda \leq \frac{2\pi U_0}{B} \approx \frac{2 \cdot 10^{-6} U_0}{B},$$

где B в [Тл], U [в], λ [см]. Для ускорения электронов величина U_0 должна быть порядка 10^6 в. Отсюда $B \leq 1/\lambda$. Из конструктивных соображений и принимая во внимание, что потери энергии электронами на синхротронное излучение $\Delta E \sim B^2$, длину λ выбирают порядка 10 см. При этом величина $B \sim 0,1$ Тл = 1 кГс. Заметим, что это типичная напряженность для всех типов циклических ускорителей электронов, она на порядок меньше, чем в ускорителях тяжелых частиц – протонов и ионов. А это значит, что радиус электронных ускорителей на порядок больше при сравнимых импульсах.

Энергии электронов, ускоренных на микротронах $E \approx 50 \div 100$ МэВ, $R \sim 1$ м, Интенсивность пучка резко падает с ростом энергии. Так при $E_e = 13$ МэВ $I_e \sim 100$ мА и $I_e \sim 50$ мА при $E_e = 30$ МэВ. ВЧ-резонатор на 1 МВ напряжения рассеивает ~ 1 МВт мощности. При его малых размерах имеют место большие сложно-

сти с его охлаждением. Поэтому ВЧ-генератор работает в импульсном режиме с частотой $f = 50 \div 100$ Гц. Микротроны используются как источники ускоренных электронов и бустеров на e -синхротронах.

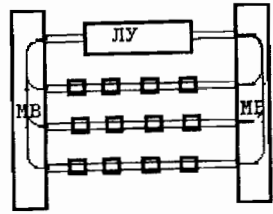


Рис. 2.5

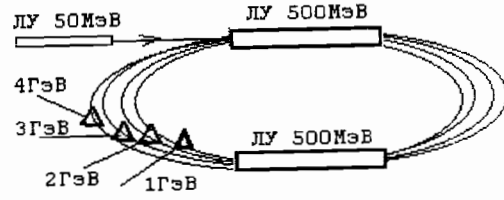


Рис. 2.6

Идея синхронизации фазы ускоряющего поля с частицами, заложенная в микротроне оказалась настолько плодотворной, что привела к созданию крупных ускорительных установок – "разрезных микротронов". Классическая схема разрезного микротрона приведена на рис. 2.5. В промежутке между двумя магнитами установлен линейный ускоритель, через который многократно проходят электроны, каждый раз увеличивая свою энергию на величину $\Delta > m_e c^2$. Между магнитами вне ЛУ электроны движутся по ионопроводам, обычно это Al-трубы с установленными на них квадрупольными магнитными линзами. Весь объем вдоль пути частиц вакуумируется. По такой схеме сделан разрезной микротрон ФИАН'а на энергии ~ 100 МэВ.

В США в Вирджинском Университете создан грандиозный (общая длина ≈ 300 м) комплекс, который можно отнести к разрезным микротронам, на энергии электронов до 4 ГэВ CEBAF-continuous electron beam accelerator facility. Он состоит из 3-х ЛУ: бустера на 50 МэВ и двух главных по 500 МэВ каждый. Схема этого комплекса приведена на рис. 2.6. На рисунке МВ-магниты для разворота пучка (МВ-magnet bending -поворотный магнит) в заданном направлении. Ускоритель CEBAF позволяет получать четыре пучка с фиксированными энергиями 1 ГэВ, 2 ГэВ, 3 ГэВ и 4 ГэВ при токе пучка $I_e \sim 200$ μ А. Предназначен для изучения глубоконеупругих взаимодействий лептонов с нуклонами и ядрами.

2.3. ФАЗОТРОН

Сделанная в свое время из экспериментально измеренного радиуса ядерных сил оценка массы кванта сильного взаимодействия дала величину ~ 100 МэВ. Обнаружение нестабильных частиц с предсказанной массой в космических лучах требовало их детального экспериментального изучения, но для этого был необходим ускоритель протонов на энергию более 300 МэВ. Это можно было бы сделать, взяв за основу хорошо изученный к тому времени циклотрон и модернизировать его, устранив причину, ограничивающую энергию частиц, а именно $\omega = \text{const}$, приводящую к расфазировке частиц и ускоряющего напряжения. Для сохранения фазы в процессе ускорения $\omega(t)$ должна изменяться с ростом энергии по закону $\omega(t) = eVc/E(t)$. Такой ускоритель был назван синхроциклотроном или фазотроном.

Практически изменение ω во времени делается механическим путем с помощью многосекторного многослойного конденсатора C переменной емкости, включенного в колебательный контур ВЧ-генератора. Неподвижные пластины конденсатора устанавливаются на статоре электромотора, подвижные на его роторе. Конструкция [мотор+ C] заключается в общий вакуумированный объем и называется вариатором. На рис. 2.7 приведена фотография фазотрона ЛЯП ОИЯИ. Шкаф по центру – ВЧ-генератор. За ним располагается вариатор. Горизонтальный цилиндр слева от ВЧ-генератора диффузионный вакуумный насос.

Фокусировка пучка по вертикали в фазотроне осуществляется также, как и в циклотроне, спадающим к краю магнитным полем ускорителя. Фокусировка слабая, хотя спад $B(r)$ от центра к краю $\sim 5\%$ – намного больше, чем в циклотроне.

Временная структура пучка. Из-за всегда присутствующего разброса скоростей частиц в микробанче, первоначально пространственно компактном, после отключения ВЧ-генератора сравнительно быстро (~ 1 мс) превращается в пространстве в окружность, равномерно заполненную частицами. Назовем соответствующий этой ситуации радиус радиусом дебанчировки $R_{\text{дб}}$. Так как магнитное поле слабо спадает к краю, радиус окружности медленно растёт.

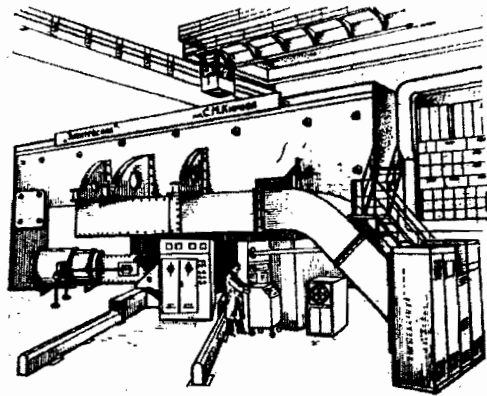


Рис. 2.7

Временную структуру пучка удобно характеризовать величиной его скважности δ . Если обозначить через $T_0 = 1/f$, через T длительность макробанча, то $\delta = T/T_0$. При работе с внутренней мишенью δ варьируется от $\sim 0,5$ до почти 1 (ЛЯП ОИЯИ до реконструкции), микробанчировка в макробанче не наблюдается. При работе с наружной мишенью макробанч имеет временную структуру, связанную с выводом пучка из ускорителя.

Для эффективного вывода пучка из ускорителя внутри вакуумной камеры вблизи $R_{\text{макс}}$ устанавливается резонатор, проходя через который частицы получают прибавку к своей энергии, достаточную для перехода на орбиту, с которой они могут быть выведены через выходное окно как в циклотроне. Работа резонатора на частотах ~ 1 МГц приводит к тому, что у пучка вновь проявляется банчировка, четко видимая на временных спектрах, но не глубокая, т.е. спектр представляет собой сумму банчирующей и дебанчирующей составляющих. При обработке временных спектров методом наименьших квадратов в фитирующую функцию добавляют обычно член $A \cdot \cos(\omega t + \varphi)$, который хорошо описывает вклад банчировки.

На фазотроне возможно проводить эксперименты на внутренней (ВМ) и наружной (НМ) мишенях. Внутренняя мишень устанавливается с помощью дистанционного управления на заданный радиус $R_{\text{ВМ}} > R_{\text{дб}}$ и азимут $\varphi_{\text{ВМ}}$ внутри вакуумной камеры ускорителя. Для

исключения развития ядерного каскада внутри ВМ первичными и вторичными частицами, толщина ВМ d выбирается из условия $d \ll \lambda_{\text{яд}}$. Эффективность мишени определяется из соотношения

$$\eta = \Delta N/N_0 = 1 - \exp(-d/\lambda_{\text{яд}}),$$

где N_0 – число первичных частиц, ΔN из них провзаимодействовало с мишенью. При выбранной d эффективность мала ($\eta \approx d/\lambda_{\text{яд}} \ll \ll 1$), однако первичная частица, двигаясь по окружностям внутри ускорителя, проходит через ВМ многократно, так что реально $\eta_{\text{ВМ}}$ высокая.

Энергия и интенсивность. Область энергий фазотрона ~ 500 МэВ. Максимальную энергию имеет фазотрон ПИЯФ (Гатчина) $E = 1000$ МэВ с диаметром полюсов 7,5 м. Интенсивности ускоренных протонов сравнительно низкие $I_p = 1 \div 2$ $\mu\text{А}$.

Недостатки. К недостаткам фазотронов следует отнести тяжелый ~ 10 тыс.т металлоемкий и энергоёмкий магнит, слабую фокусировку и малый ток I_p . В эксплуатации слабым местом является вариатор, в котором мотор должен работать в вакууме, а потому на сухих, без смазки, подшипниках, что приводит к их периодическому выходу из строя. Ремонт требует остановки ускорителя на время не менее суток.

В настоящее время новые фазотроны не строятся – их место заняли изохронные циклотроны и синхротроны – при одинаковых энергиях ускоренных частиц они превосходят фазотроны по всем параметрам. Несмотря на последнее замечание, фазотроны заслуживают большого уважения – работы, выполненные на них послужили основанием для всей последующей эпохи создания сложнейших ускорительных комплексов на сверхвысокие энергии, разработки новых методик физических экспериментов, систем сбора и обработки экспериментальных данных, открытия и изучения нового мира – мира элементарных частиц и их фундаментальных взаимодействий.

2.4. ИЗОХРОННЫЙ ЦИКЛОТРОН

В начале 70-х годов в связи с необходимостью иметь для научных и прикладных целей сильноточные пучки p , n , π^{\pm} и μ^{\pm} начали

сооружаться сильноточные ускорители, которые назывались "мезонные фабрики". Известный в то время единственный сильноточный ускоритель протонов на 800 МэВ – линейный ускоритель SLAC (Лос-Аламос, США) был сложен и дорог в изготовлении и сооружении, имел слишком большие размеры (длина ≈ 700 м). Глубоко банчируемый пучок сильно ограничивал возможности эффективного использования высокой интенсивности в физических экспериментах, о чем уже упоминалось ранее. По этому, малоперспективному пути, игнорируя неоправданно высокую стоимость строительства и оборудования, пошли в СССР при проектировании Московской Мезонной Фабрики. Понимая, что спектр работ с банчируемым пучком высокой интенсивности сильно ограничен, в проект был заложен специальный магнит, в котором должна была бы происходить дебанчировка пучка. Строительство, которое началось в 70-е годы и к 2008 году еще далеко до завершения. Такой выбор тем более не оправдан и непонятен, так как к середине 70-х годов в Швейцарском институте ядерной физики (PSI) под Цюрихом был разработан, изготовлен и успешно эксплуатируется малогабаритный (Ø15 м) сильноточный изохронный циклотрон – циклотрон с азимутальной вариацией магнитного поля для ускорения тяжелых (протоны) частиц на энергию 590 МэВ.

Зафиксируем частоту $\omega = v/R = eBc/E$, где E – полная энергия частицы. Используя соотношения (2.1) и (2.2), получим

$$E^2 = \frac{e^2 B^2 c^2}{\omega^2} = m_0^2 c^4 + (eBR)^2, \quad B^2 \cdot \left(\frac{e^2 c^2}{\omega^2} - e^2 R^2 \right) = m_0^2 c^4, \quad (2.5)$$

Здесь $r_c = c/\omega$. Если взять $\omega = \text{const}$ и изготовить магнит зависимость $B(R)$ по соотношению (2.5), то получим:

$$E(R) = \frac{eB_0 c}{\omega} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{R^2}{r_c^2}}} = \frac{E_0}{\sqrt{1 - \frac{R^2}{r_c^2}}}$$

При $B(R_{\text{макс}}) = 2 \cdot B_0$ максимальная энергия протонов равна $E = 2 \cdot E_0$, где $E_0 = eB_0 c/\omega$. При соответствующем выборе E_0 можно получить на выходе энергию, много большую достижимой в обыч-

ном циклотроне. Как видно из соотношения (2.5) $B(R)$ растёт с ростом R , а это, как было показано ранее, приводит к потере вертикальной фокусировки. Поэтому такой ускоритель ^{НА РАБЕТАЮЩИМ ВОО} ~~с~~ ^{сп} ~~спад~~ающим к краю магнитным полем работать не будет. Выход был найден в отказе от азимутальной симметрии магнитного поля ускорителя, разработке конструкции полюсов магнита с такой зависимостью $B(R, \varphi)$, которая приводила бы к вертикальной фокусировке частиц при их движении по φ , а не по R , как в спадающем с ростом радиуса полем. Нетрадиционное решение швейцарских проектировщиков состояло в том, что они разрезали магнит на сектора – отдельные магниты (SM1+SM8 на рис. 2.9). Форма секторов, их взаимное расположение напоминающее ромашку с лепестками, направленными мимо ее центра. Разная по абсолютной величине напряженность магнитных полей в четных и нечетных секторах, позволила получить спадающее по величине магнитное поле в промежутках между магнитами. Поэтому вертикальная фокусировка в изохронном циклотроне осуществляется не при движении частицы по радиусу, как в циклотроне и фазотроне, а при движении по азимуту φ . При этом траектории ускоряемых частиц имеют сложную форму типа многоугольника с закругленными углами, расположенными в секторах с большим полем. Максимальная энергия $E_{\text{макс}}$ зависит от числа секторов N и равна $E_{\text{макс}} = E_0 \cdot N/2$.

Основные характеристики изохронного циклотрона PSI: диаметр ромашки 15 м, ВЧ-частота $\nu = 50,7$ МГц, $U_0 = 600$ кВ $E_p = 590$ МэВ, $I_p \geq 100$ мкА. Выведенный пучок глубоко банчируемый, что усложняет обработку экспериментальных данных. Наличие промежутков между секторами позволило инжектировать предварительно ускоренный бустером (тоже изохронный циклотрон) и сформированный квадрупольными магнитными линзами пучок 72 МэВ протонов высокой интенсивности на соответствующую его энергии орбиту изохронного циклотрона (IW на рис. 2.9).

На рисунке: SM – 1+8 сектора магнитов; HF – 1+4 ВЧ-генераторы; Kav. 1+4 – 50 МГц-резонаторы; Kav. 5 – 150 МГц-резонатор; IW – инжектируемый в ускоритель пучок 72 МэВ; EW – выведенный из ускорителя ускоренный пучок 590 МэВ; VP – 1+4 – вакуумные насосы; ЕЕС – электростатическое устройство, откло-

няющие частицы в магниты АНА, АНВ, АНС, выводящие ускоренный пучок на заданное направление; QHA1, QHA2 – квадрупольные линзы.

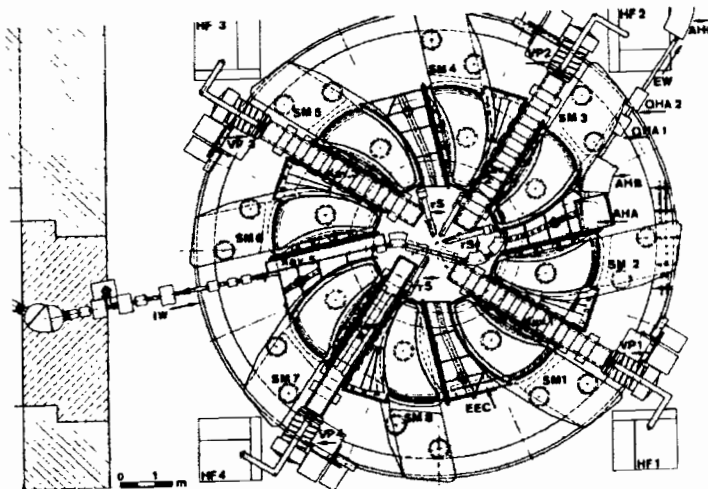


Рис. 2.9

Аналогичный ускоритель функционирует на мезонной фабрике TRIUMF (Ванкувер, Канада). В качестве ускоряемых частиц здесь используются H^- ионы. Преимущество H^- состоит в простоте организации и высокой эффективности вывода ускоренных частиц из ускорителя. Для этого между полюсами магнита вблизи их наружного края устанавливается тонкая фольга, проходя через которую H^- теряют оба электрона, "превращаются" в протоны, которые по лем магнита выводятся наружу.

Фазотрон ЛЯП ОИЯИ на 680 МэВ с радиусом полюсов 2,7 м после реконструкции представляет собой гибрид фазотрона и изохронного циклотрона. Изменив форму магнитных полюсов, получено $B(R)$ возрастающее от 11,9 кГс в центре магнита до 16,3 кГс на краю. Для фокусировки по вертикали (ось Z) введена зависимость поля от азимута φ . Она имеет вид

$$B_z(r, \varphi) = B_z(r) + B_N(r) \cdot \cos(z/\lambda - N \cdot \varphi),$$

где $N = 4$, $\lambda = 15$ см. Энергия осталась прежняя, U_0 поднято с 30 кВ до 50 кВ, диапазон изменения вч ускоряющего поля ν уменьшился в 3 раза $\nu = 18.2 \div 14.4$ МГц (было $24 \div 12$ МГц). Число циклов в секунду f возросло с ~ 100 Гц до 500 Гц. Существенно возросла интенсивность пучка: расчетная $I_p = 10 \div 50$ μ А, реально $I_p \leq 7$ μ А. Практически имеющаяся защита ускорителя не позволяет повышать I_p выше 1 μ А.

2.5. СИНХРОТРОН

Синхротрон – кольцевой ускоритель для e^+ , p , \bar{p} и ионов на высокие (> 1 ГэВ) и сверхвысокие (> 100 ГэВ) энергии.

Теоретическое и экспериментальное развитие физики элементарных частиц и их взаимодействий требовало проведение исследований при намного больших энергиях, чем полученные на фазотронах (≤ 1 ГэВ). Принципиального ограничения на энергии достижимые на фазотроне нет, но теперь потребовались энергии в десятки и сотни ГэВ. Если вспомнить, что для ускорения на фазотроне протонов до сравнительно низкой энергии 1 ГэВ потребовался магнит с полюсами диаметром 6,85 м, весом 8000 т, потребляющий до 3МВт мощности и при этом дающий пучок интенсивностью менее 1 μ А, становится очевидным – возможности фазотрона для физики высоких и, тем более, сверхвысоких энергий исчерпаны.

Задача была решена с созданием ускорителя следующего поколения – синхротрона. Для принципиального уменьшения веса и энергоемкости магнита отказались от традиционного магнита с дискообразными полюсами с источником частиц в его центре и спиральной траекторией ускоряющихся частиц. Радиус траектории в процессе ускорения было решено зафиксировать $R \pm \Delta R$ ($R \gg \gg \Delta R$) и магнитное поле оставить только на кольцевой дорожке шириной $\sim \Delta R$ вдоль траектории. Отсюда сразу же следует, что, во-первых, напряженность B должна расти с ростом энергии частиц, т.е. $B(t)$. Во-вторых, требуется предускоритель-бустер, так как до начала цикла ускорения в кольцо заданного радиуса должны быть инжектированы частицы с определенным импульсом $P_{инж}$, соответствующем величине $B(t \leq 0) = B_{мин}$. В "теплых" (охлаждаемых во-

дой или воздухом) магнитах $B_{\max} = 12 \div 16$ кГс. Обычно выбирают $B_{\min} \approx 50$ Гс. Задаваясь $B_{\max} = 12$ кГс, $B_{\min} = 50$ Гс и используя соотношение $P_c = 300 \cdot B \cdot R$, получаем

$$P_{\max}/P_{\min} \leq B_{\max}/B_{\min} = 12000/50 = 240.$$

Отсюда, если энергия, на которую проектируется синхротрон, равна E_0 , бустер должен быть рассчитан на $E_{\text{инж}}$ соответствующую импульсу $P_{\min} = P_{\max}/240$. Например, для протонного синхротрона на 100 ГэВ $P_{\min c} \approx 420$ МэВ, чему соответствует $E_{\text{инж}} \approx 90$ МэВ. При энергиях такого порядка в качестве бустера используют Кокрофт-генератор + ЛУ.

2.6. БЕТАТРОН

Бетатрон был хронологически первым ускорителем с постоянным радиусом орбиты. Принцип предложен Р. Видером в 1928 г и реализован Д. Керстом (США, 1940 г.) задолго до современных синхротронов. Бетатрон представляет собой трансформатор (рис. 2.10), вторичной обмоткой которого служит электронный пучок, циркулирующий в вакуумной камере – кольцевой стеклянной колбе, внутренняя поверхность которой покрыта амальгамой для снятия заряда. Катушки служат для возбуждения переменного магнитного поля и удержания пучка в центре вакуумной камеры. Предназначался для ускорения, как это следует из его названия, электронов. Ускорение в бетатроне осуществляется переменным магнитным полем. В качестве источника электронов и, одновременно, бустера, используется электронная пушка (энергия десятки кэВ выбирается по остаточному полю ($2 \div 5$ Гс). Ускорение производится ЭДС, равной

$$E = -\frac{1}{2\pi R} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta t},$$

где Φ -магнитный поток через πR^2 . Частицы ускоряются при нарастании тока в первичной обмотке от 0 до максимального и выводятся наружу при его падении.

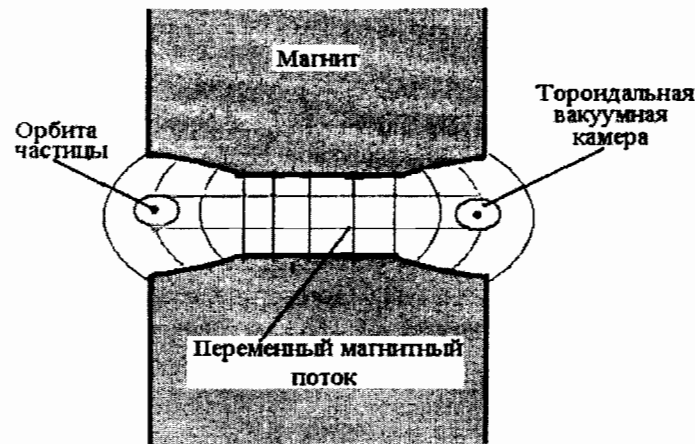


Рис. 2.10

Условие работы бетатрона. Обозначим через F силу, действующую на электрон на орбите

$$F = eE = \frac{e}{2\pi R} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \quad \Delta P = F \cdot \Delta t = \frac{e}{2\pi R} \cdot \Delta\Phi,$$

Здесь ΔP – переданный за Δt импульс. При условии, что при $t = 0$ $P = \Phi = 0$, имеем $P = e\Phi/2\pi R$. С другой стороны, $P = eV_{\text{вед}}R$, где $V_{\text{вед}}$ поле на орбите ("ведущее"). Отсюда получаем формулу бетатрона:

$$V_{\text{вед}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Phi}{\pi R^2} = \frac{B_{\text{ср}}}{2},$$

из которой следует, что для работоспособности бетатрона необходимо, чтобы величина среднего магнитного поля $B_{\text{ср}}$ через площадь орбиты πR^2 была в 2 раза больше $V_{\text{вед}}$ – поля на орбите радиуса R .

Энергия ускоренных на бетатроне электронов – десятки МэВ. Прирост ΔE за оборот ~ 15 эВ. Ток $I \sim 10^{11} \div 10^{12}$ e^-/c . Бетатрон запитывается от источника с переменным напряжением, например, от сети ($f = 50$ Гц). Пучок банчируемый с частотой f .

Назначение – бустер, источник ускоренных электронов и γ -излучения (тормозное) для научных и прикладных целей.

2.7. ПРОТОННЫЕ СИНХРОТРОНЫ

Автофазировка. В 1944 г. Векслер и Мак-Миллон показали, что автофазировка имеет место в любом циклическом ускорителе, но в синхротроне она имеет специфические особенности, связанные с ультрарелятивизмом частиц. Как было показано выше, при $v < c$ для автофазировки необходимо, чтобы фаза φ ускорения лежала в пределах $0 < \varphi < \pi/2$. Однако, при $v \approx c$ рост скорости практически останавливается, в то время как импульс продолжает увеличиваться. Легко видеть, что в этом случае фазы $0 < \varphi < \pi/2$ не приводят к автофазировке.

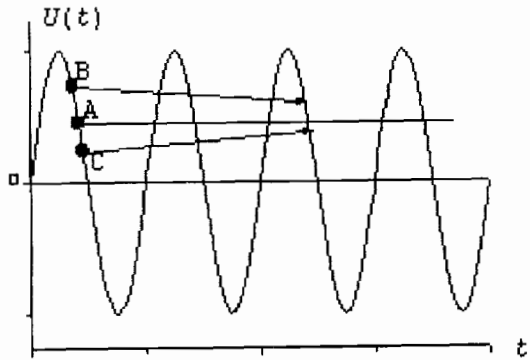


Рис. 2.11

Рассмотрим область фаз $\pi/2 < \varphi < \pi$ (рис. 2.11). Пусть теперь А – равновесная частица, а В – частица, пришедшая в ускоряющий промежуток раньше ее и поэтому получившая больший прирост импульса ΔP_B . Получив больший прирост импульса, частица В перейдет на орбиту с $R_B > R_A$. Так как скорости у них одинаковые, а длина пути у частицы В больше, в следующий ускоряющий промежуток она придет при большей фазе, чем в предыдущий, т.е. $\varphi_B \rightarrow \varphi_A$. Аналогично можно показать, что фаза частицы С, прошедшей ускоряющий промежуток позже А, также будет меняться в сторону φ_A . Таким образом, для эффективного ускорения протонов (и тяжелых ионов) при достижении частицами определенной энер-

гии, которую называют $E_{кр}$ критической, фаза скачком должна быть изменена с $\varphi < \pi/2$ на $\varphi + \pi/2$. Признаком достижения $E_{кр}$ служит характер изменения частоты обращения частиц по орбите ω_c . В процессе ускорения скорость частиц растет, период обращения уменьшается, ω_c увеличивается. По мере приближении v к скорости света рост ω_c сначала прекращается (период $T_c = 2\pi/\omega_c = 2\pi R/c$), а затем, так как импульс частиц продолжает расти, а радиус увеличиваться, частота начинает уменьшаться. Энергия частиц в этот момент и есть критическая. Для 70 ГэВ-синхротрона ИФВЭ $E_{кр}$ (полная) составляет 8,9 ГэВ.

Работа синхротрона

1. В отличие от фазотрона в синхротроне поле $B(t)$ и частота ВЧ-поля $\omega(t)$ связаны между собой выражением:

$$\omega(t) = \frac{e \cdot B(t) \cdot c}{\sqrt{m_0^2 \cdot c^4 + e^2 \cdot B^2(t) \cdot R^2}} \quad (2.6)$$

и растут со временем. Обычно $v_{max}/v_{min} = \omega_{max}/\omega_{min} \sim 3$. Так как $\omega = 1/\sqrt{LC}$, необходимо обеспечить изменение L или C в ~ 9 раз. Изменить C в 9 раз очень сложно. Ранее мы видели, что в фазотроне, где изменение C требуется в ~ 4 раза, вариа́тор (переменный конденсатор) является слабым местом ускорителя. Поэтому в синхротроне изменяют индуктивность L . На рис. 2.12 приведена схема устройства, позволяющее получить ω соответствующую реальной напряженности $B(t)$.

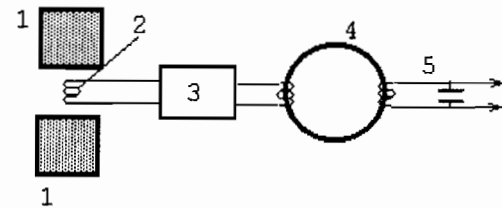


Рис. 2.12

На рисунке: 1 – полюса магнита ускорителя, 2 – датчик магнитного поля, 3 – преобразователь сигнала с измерителя поля в токо-

вый сигнал, подающийся на обмотку подмагничивания на ферритовые кольца 4. Вторая обмотка является индуктивностью L колебательного контура 5 ВЧ-генератора. Величина L меняется с изменением величины тока подмагничивания по заданному закону изменения $\omega(t)$ (соотношение 2.6).

Рабочее напряжение, вырабатываемое ВЧ-генераторами синхротронов, на порядок меньше, чем в фазотронах и составляет несколько кВ. Малая величина U_0 компенсируется увеличением ускоряющих промежутков между магнитами кольца, в которых устанавливаются ускоряющие станции. Число станций исчисляется многими десятками.

2. Эпюры двух циклов работы синхротрона представлены на рис. 2.13.

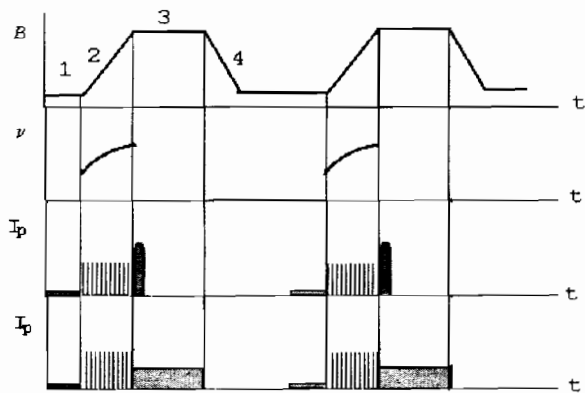


Рис. 2.13

На верхнем рисунке представлены циклы изменения магнитного поля. До включения импульсного магнитного поля в магнитных элементах синхротрона устанавливается поле, соответствующее энергии частиц бустера. Это состояние называют паузой, на рисунке она обозначена цифрой 1. За некоторое время до включения магнитов в паузу включается бустер и происходит заполнение кольца синхротрона частицами.

Ускорение частиц происходит на участке 2, для этого включаются магнитное поле и ВЧ-генераторы ускоряющих станций (эпюра $v(t)$). После достижения $B = B_{\max}$ ВЧ-генераторы отключаются.

Участок 3 называют "столом". В этом интервале работают физики. Возможны два варианта работы – с коротким (импульсным) банчирующим пучком (предпоследняя эпюра) и с полной "растяжкой" пучка во времени (нижняя эпюра).

При необходимости проведения экспериментов при промежуточной и максимальной энергиях в одном цикле возможна приостановка процесса ускорения и организация т.н. "промежуточного стола", по окончании которого процесс ускорения может быть продолжен. На промежуточном столе вч не отключается, т.е. работа на нем ведется с банчирующим пучком.

Временные параметры зависят от величины энергии. При малых энергиях синхротрона (~ 1 ГэВ) частота циклов f десятки Гц, при $E \sim 1$ ТэВ длительность одного цикла ~ 1 мин.

3. Фокусировка. Кроме одного из первых (Дубна, ОИЯИ, ЛВЭ, $E_p = 10$ ГэВ), все синхротроны имеют жесткую фокусировку. Фокусировка осуществляется как по радиусу R , так и по вертикали (ось z). При виде зависимости $B \sim 1/R^n$ показатели степени $n_R \sim 200$, $n_z \sim 200$. Фокусировка имеет принципиальное значение для стоимости ускорителя – она прямо пропорциональна объему вакуумной камеры внутри магнита. Чем меньше этот объем, тем меньше требуется железа и энергозатрат для питания магнитных элементов – фокусирующих и отклоняющих пучок. Например, вес магнитов упоминавшегося выше синхротрона с мягкой фокусировкой ($n \sim 1$) ЛВЭ на $E_p = 10$ ГэВ больше веса магнитов синхротрона ИФВЭ (Провино) на 70 ГэВ. При этом поперечные размеры камеры прямоугольного сечения в ЛВЭ 2000×360 мм², в ИФВЭ эллипс 170×115 мм². В ЦЕРНе камера протонного суперсинхротрона (SPS) на 450 ГэВ – эллипс 144×36 мм².

4. Магнитные системы синхротрона предназначаются для выполнения двух функций – поворота и фокусировки пучка. При энергиях ускоряемых протонов менее 500 ГэВ используются т. н. "теплые" магниты и МЛ, охлаждаемые водой или воздухом, максимальное магнитное поле ограничивается величиной $B_{\text{нас}}$ железа или ферросплавов и не превышает $2+2,5$ Тл. Известны "теплые" магниты с напряженностью поля до порядка 4 Тл. Однако объем поля в них измеряется кубическими сантиметрами и по этой при-

чине они не используются в МЛ и отклоняющих магнитах. Реально на всех типах ускорителей с "теплыми" магнитными элементами поле не превышает 1,8 Тл (18 кГс).

В магнитных элементах синхротрона ИФВЭ функции поворота и фокусировки пучка совмещены. С-образные магниты (рис. 2.14) имеют сходящиеся (поле растет к наружному краю магнита – фокусировка по R) и расходящиеся (поле уменьшается к наружному краю магнита – фокусировка по Z) полюса магнитов. За рубежом функции разделяют: повороты осуществляются С-образными поворотными магнитами (МВ), фокусировка – квадрупольными линзами (МЛ). Второй вариант потенциально выгодней для физиков – можно, в принципе, использовать в экспериментах готовые МВ и МЛ из резервных запасов ускорителя. Их достоинства – имеются подробные карты магнитных полей и программное обеспечение для расчета траекторий.

Для уменьшения токов Фуко магнитные элементы набираются из пластин кремнистой стали с большим удельным электрическим сопротивлением. Для получения большого количества магнитных элементов с близкими характеристиками, пластины из разных партий поступления собирают в пачки (пакеты) с использованием метода Монте-Карло. Затем из этих пачек собирают магнитные элементы.

Строительство и эксплуатация ускорителей и экспериментальных установок в области сверхвысоких энергий ($E \geq 1$ ТэВ) с использованием теплых магнитных элементов становятся нерентабельными. Действительно, длина орбиты растет линейно с ростом импульса частиц. В ЦЕРНе, например, при $E_p = 450$ ГэВ на SPS длина ионопровода порядка 7 км. При $E > 1$ ТэВ длина измеряется десятками километров, число магнитных элементов многими сотнями и тысячами, энергозатраты становятся недопустимыми даже для развитых стран. Единственным на сегодня путем решения этих проблем является использование магнитных элементов со сверхпроводящими (СП) обмотками. Оказывается, что, несмотря на затраты на охлаждение жидким гелием, магнитные элементы из СП намного выгоднее теплых по важнейшим параметрам и, прежде всего, по величине напряженности магнитного поля – 5 Тл рядовое ее значение. Проводник для СП элементов представляет собой

жгут из тонких (от менее 100 до 300 мкм) проволочек. В качестве электроизоляции применяют лаки, эпоксидную смолу, золото, медь. В качестве проводника наиболее употребим сплав $Nb + Ti$ ($T_c = 9,8$ К, $H_c = 10^5$ Гс).

Рис. 2.14 дает представление об устройстве магнитного элемента на сверхпроводящих обмотках. Из СП изготавливают дипольные магниты, соленоиды, линзы.

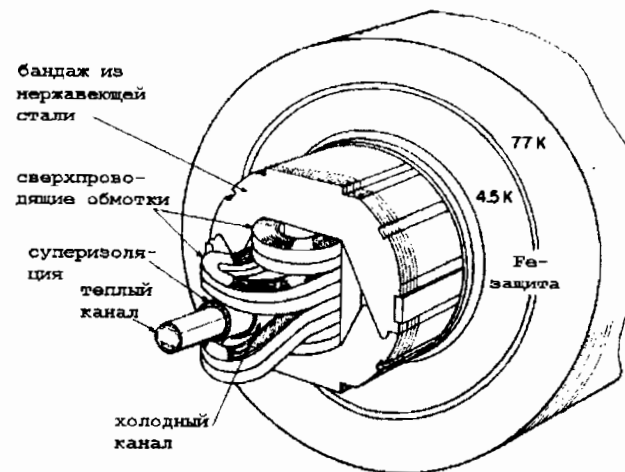


Рис. 2.14

Топография поля задается пространственной конфигурацией обмоток. В больших полях возникают большие поперечные силы (при H порядка 6 Тл сила порядка тонны на см). Для удержания проводников используют стальные бандажи. При потере сверхпроводимости возникают громадные dH/dt – вихревые поля, с соответствующим ростом сил. Одновременно происходит разогрев СП, вскипание He и взрыв. Для исключения катастрофической ситуации применяют следующие меры:

а) жгуты СП запрессовывают в медную шину-матрицу, в нее переходит ток при потере сверхпроводимости;

б) жидкий He не имеет непосредственного контакта с СП – тепло снимается промежуточным He -газом, который при аварии откачивается и тем спасается жидкий He ;

в) бандаж принимает на себя вихревое поле; так как масса бандажа велика, температура растет медленно – есть время для отвода тепла. Для уменьшения dH/dt необходимо увеличивать dt . Для этого система должна обладать большой индуктивностью;

б) жидкий He не имеет непосредственного контакта с СП – тепло снимается промежуточным He-газом, который при аварии откачивается и тем спасается жидкий He;

в) бандаж принимает на себя вихревое поле; так как масса бандажа велика, температура растет медленно – есть время для отвода тепла. Для уменьшения dH/dt необходимо увеличивать dt . Для этого система должна обладать большой индуктивностью;

б) жидкий He не имеет непосредственного контакта с СП – тепло снимается промежуточным He-газом, который при аварии откачивается и тем спасается жидкий He;

в) бандаж принимает на себя вихревое поле; так как масса бандажа велика, температура растет медленно – есть время для отвода тепла. Для уменьшения dH/dt необходимо увеличивать dt . Для этого система должна обладать большой индуктивностью;

Для более детального знакомства с характеристиками и возможностями синхротронов остановимся на синхротроне У70 ИФВЭ.

2.8. Синхротрон У70

$E_0 = 70$ ГэВ, $\langle R \rangle = 236,1$ м, длина дорожки $L \approx 1483,64$ м.

Ускорение. Прирост ΔE за один оборот 190 кэВ; 54 ускоряющих станции, $\Delta E/54 = 3,5$ кэВ; $U_0 = 7$ кВ; $\varphi_0 = 30^\circ$; $v = 2,6 \div 6,1$ МГц. Число оборотов в процессе ускорения $n = 70 \cdot 10^6/190 = 350 \cdot 10^3$, проходимый путь $L \cdot n \approx 1,5 \cdot 350 \cdot 10^3 \approx 500$ тыс.км! (До Луны ~380 тыс. км).

Линейка бустеров: [Кокрофт-генератор на 700 кэВ] → [ЛУ на 100 МэВ, $v = 148,5$ МГц, $I_p = 50$ мА] → [синхротрон 1,3 ГэВ, $f = 20$ Гц, $I_p/\text{цикл} = 1,7 \cdot 10^{12}$ p]. В У70 передается 30 циклов $\sim 5 \cdot 10^{13}$ p.

Магниты имеют С-образную форму. Поперечный разрез магнита представлен на рис. 2.15. Как упоминалось выше, магниты выполняют две функции – они отклоняют и фокусируют пучок одно-

временно. Всего 120 магнитов, общий вес 20 тыс.т. Магниты разделены на 12 суперпериодов. В магнитном блоке 5 пакетов из 2мм кремнистой стали. Блоки двух типов – закрытые (зазор между полюсами уменьшается к их наружному краю) и открытые (зазор растет к краю). На рис. 2.15 представлен открытый блок. Максимальное поле $B_{\text{max}} = 12$ кГс. Обмотки магнитов:

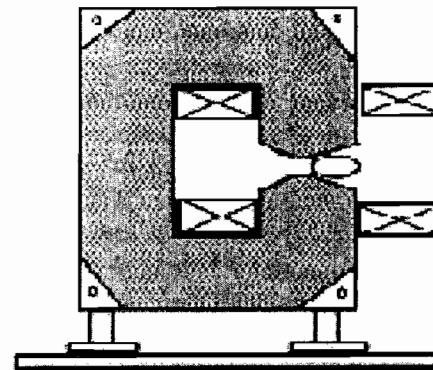


Рис. 2.15

1) главные,
2) корректирующие (для выравнивания остаточных полей B).

3) обмотки наведения пучка на внутренние мишени.

Обмотки изготовлены из Al-трубки, охлаждаемой водой, вес Al 700 т. Максимальный выпрямленный ток в главных обмотках 2×5100 А, напряжение на них $8+8,5$ кВ.

Ионопровод изготовлен из гофрированной нержавеющей стали толщиной 0,4 мм. Сечение камеры эллипсоидальное 115×170 мм². Громадный путь, проходимый частицами в процессе ускорения требует использования высокого вакуума. Высокий вакуум с остаточным давлением $P = (2 + 4) \cdot 10^{-6}$ торр обеспечивается системой вакуумных насосов: форвакуумный насос – паромасляный насос – титановые насосы. Комплект из форвакуумного и паромасляного насосов устанавливается в широких (несколько метров) промежутках между магнитами и образует "вакуумный пост". Насосы через вентили соединены с ионопроводом. Таких постов на кольце несколько штук. Титановые насосы располагаются в промежутках между магнитами равномерно вдоль всего кольца. На У70 их 120 штук производительностью 300 л/с. Откачка от нормального давления производится форвакуумными насосами. По достижении предельного для них вакуума их вентили закрывают, и подключают паромасляные насосы. Титановые насосы предназначены для получения высокого и сверхвысокого вакуума. Включаются после

отключения паромасляных насосов и в дальнейшем работают постоянно. Для аварийных ситуаций по кольцу установлены быстрые затворы – шибера – для отсечения участка ионопровода, где аварийно нарушился вакуум.

Временные параметры. У70 работает с частотой 1 цикл в 8 с. Время нарастания поля 2,6 с, длительность стола 1 ± 2 с. В процессе ускорения в ионопровode формируется 30 банчей равномерно распределенных по кольцу. Длительность банча 15 нс, расстояние между банчами 180 нс. Быстрый вывод 30 банчей происходит за 5 мкс. Для получения равномерного во времени – дебанчированного – пучка отключают ВЧ-генераторы, и возбуждают небольшие бета-тронные колебания орбиты. Из-за имеющегося в пучке частиц разброса по радиусу и направлению частицы достаточно быстро, за миллисекунды, равномерно распределяются по кольцу. В физических экспериментах быстрый вывод используется в двух случаях:

1) при работе с пузырьковой камерой, регистрирующей все частицы, пришедшие в камеру за время ее чувствительности (~ 1 мс),

2) в экспериментах с нейтринным пучком, где из-за малого сечения взаимодействия нейтрино с веществом число взаимодействий не превышает несколько штук на 10^{12} ppp.

Вообще говоря, бывают ситуации, при которых банчированный пучок используется и при работе со счетчиковыми методиками. Например, при работе на промежуточном столе. В этом случае для уменьшения числа случайных совпадений работа проводится при пониженной интенсивности пучка и при медленном наведении пучка на мишень. Бывают также ситуации, когда поток частиц, выделяемых с помощью схем совпадений, порядка или даже меньше числа случайных совпадений. В таких случаях для получения статистически значимого результата бывает невозможным использование стандартной методики выставления сигналов со счетчиков в совпадения за разумное для этой операции время. В такой ситуации выставление совпадений от разных частиц в 15 нс банче может решить эту задачу быстро. При этом, естественно, точность выставления в совпадения будет определяться шириной банча.

Системы временной привязки. Для временных привязок на синхротроне используются две серии импульсов:

Т-серия 1 МГц, вырабатываемая кварцевым генератором,
В-серия, в которой один импульс отвечает росту магнитного поля на 1 Гс.

В экспериментальном зале имеются стойки общего пользования, с которых можно получить необходимую серию в экспериментальный павильон. Имеются также специальные электронные блоки, позволяющие "привязаться" к любому отсчету (номеру) импульса нужной серии.

Для исключения регистрации срабатываний физической аппаратуры вне сброса на свою мишень триггера эксперимента стробируются сигналом (называют "ворота"), длительность которого равна времени сброса пучка. Физики для синхронизации работы своей аппаратуры с выводом пучка обычно используют импульс $N_0 = 12000$ ($B=12$ кГс) В-серии, однозначно отвечающий моменту выхода на стол. Ширина ворот и их установка во времени осуществляется с использованием многолучевого осциллографа с долгосветящимся экраном, на один из лучей которого подаются сигналы со счетчиков частиц (например, с монитора), а на второй сигнал "ворота". Осциллограф служит для визуального контроля взаимного положения во времени сброса пучка на мишень и ворот, и, одновременно, контроля равномерности пучка внутри ворот.

2.9. Измерение интенсивности пучковых частиц

Измерение интенсивности пучковых частиц может быть проведено многими способами. Приведем некоторые из них.

1. Цилиндр Фарадея. Используется при энергиях частиц < 1 ГэВ. Представляет собой цилиндр из свинца, по оси которого пучок входит в него и полностью поглощается. Для перехвата частиц, испытавших рассеяние в заднюю полусферу на входе пучка в цилиндр на некоторую глубину просверлено отверстие. Измеряется электрический заряд цилиндра Q , внесенный пучковыми частицами за время t . Цилиндр устанавливается внутри вакуумированного кожуха на изоляторных подставках. Метод не зависит от временной структуры пучка.

2. Магнитоиндукционный преобразователь представляет собой трансформатор на ферритовом кольце, установленном поперек

пучка. Пучок проходит по центру кольца и является первичной обмоткой трансформатора. Вторичная обмотка намотана непосредственно на кольцо. В месте расположения кольца устанавливается вставка в ионопровод из изолятора. Метод используется при $dI/dt \neq 0$.

3. Ионизационная камера. Работает на остаточном газе в ионопроводе. Обычно имеет один электрод, на который подается высокое напряжение. Вторым электродом служит стенка ионопровода. При $P = 10^{-6}$ мм.рт.ст. $n_{\text{ион}} \approx 6,5 \cdot 10^{10}$ ионов/см. Метод не зависит от временной структуры пучка.

4. Метод противотока (токи Фуко). В ионопроводе делается вставка из ~1 см изолятора. По периметру вставки в края разрыва ионопровода впаиваются с определенным шагом сопротивления, с которых по ВЧ-кабелю снимается электрический сигнал. Применяется при $dI/dt \neq 0$. Используется также для определения положения пучка в ионопроводе по разности величин сигналов с отдельных сопротивлений.

5. Датчик Холла. Устройство представляет собой ферритовое незамкнутое кольцо с узкой щелью, в которой установлен датчик Холла. Применяется при $dI/dt \neq 0$.

6. Электростатический преобразователь представляет собой металлическую трубку, установленную внутри ионопровода по его оси. Пучок с $dI/dt \neq 0$, проходя внутри трубки, генерирует в ней $dU/dt \sim dI/dt$ относительно корпуса ионопровода.

Физики при проведении экспериментов на выведенных пучках первичных или вторичных частиц интенсивности пучков измеряют, как правило, самостоятельно. Методика измерения зависит от интенсивности. При $I \leq 10^7$ 1/с используются сцинтилляционные счетчики. При $I \leq 10^9$ 1/с применяют ионизационные камеры, а при $I > 10^9$ 1/с – эмиссионные камеры.

2.10. Определение пространственного положения пучка

Информация о пространственном положении пучка в ионопроводе, принципиально важная для работы ускорителя, бывает необходима и для физиков. Во-первых, при некоторых траекториях частиц в ионопроводе фон в канале выведенных частиц может быть

существенно меньше, чем при "нормальном" режиме ускорителя. Во-вторых, в процессе работы может потребоваться уточнение положения мишени относительно пучка или положение пучка относительно канала. Методы, используемые ускорительщиками и физиками, как правило, различные, и это связано с тем, что для нормального функционирования ускорителя необходима информация по всему кольцу и непрерывно, в то время как при проведении эксперимента такие измерения производятся эпизодически, в конкретном месте, когда в этом возникает необходимость. Приведем описание принципов работы некоторых из методов определения координат и размеров пучка.

1. Экраны ZnS. По кольцу в определенных местах врезаны в вакуумную камеру блоки, внутри которых установлены ZnS-экраны размером в поперечное сечение камеры. На экран нанесена координатная сетка. С помощью дистанционного управления экран может быть поставлен поперек пучка и после его засветки пучком поворотом на 90° установлен против окна в блоке. Снаружи располагается телевизионный передатчик. Изображение передается на пульт управления ускорителем.

2. Сигнальные электроды (pick-up электроды). Представляют собой два электрода из разрезанной металлической трубки (рис. 2.16 а). Размещаются внутри ионопровода. При $dI/dt \neq 0$ на электроды наводится заряд. Положение пучка определяется по разности наведенных на электроды зарядов. Pick-up электроды служат основными датчиками положения пучка в процессе настройки и работы синхротронов. На У70 установлено по кольцу 179 pick-up электродов. Точность определения положения пучка относительно оси трубки ~1 мм.

3. Магнитоиндукционный метод. Измерительное устройство (рис. 2.16 б) представляет собой трансформатор на ферритовом кольце, надетом на ионопровод. В месте расположения кольца устанавливается вставка в ионопровод из изолятора. Первичная "обмотка" – пучок. Вторичная состоит из двух последовательно соединенных обмоток с одинаковым числом витков, намотанных в противоположных направлениях. Если пучок проходит по центру кольца, токи в обмотках равны и, так как они текут в противополо-

ложные стороны, разность потенциалов ΔU на сопротивлении R равна нулю. Если пучок проходит не по центру $\Delta U \neq 0$.

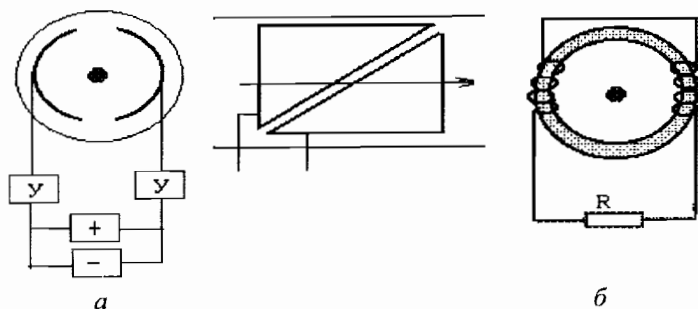


Рис. 2.16

4. Использование оптического переходного излучения для получения изображения пучка, впервые было разработано и применено в ИФВЭ. Это позволило получить оцифрованное двухмерное изображение сечения пучка с высокой точностью, практически не внося при этом возмущения в его траекторию. Для оптической области число γ -квантов переходного излучения на одну границу двух сред мало: $N \sim \alpha$, где $\alpha = 1/137$. Однако, как это было практически показано в пучке протонов при $E_p = 70$ ГэВ интенсивностью $\sim 10^{12}$ ppp, их числа, даже от одного цикла ускорения достаточно для получения изображения пучка.

На рис. 2.17 приведена схема использованного для этой цели блока. На рисунке: 1 – ионопровод, 2 – экран из полимидной плески с напыленным Al толщиной 0,5 μ , при прохождении через которую пучком генерируются γ -кванты переходного излучения (4), 3 – зеркало из алюминизированного майлара (толщина Al 350 μ), 5 – оптика, 6 – позиционно чувствительные фотоприемники (матрицы 512x256), 7 – окно, 8 – механизм ввода-вывода экрана и зеркала.

5. Описанные выше методы измерения размеров пучка и его положения проводятся с пульта управления ускорителем (ПУУ). При возникновении необходимости измерения в конкретном месте могут быть проведены физиками независимо. Для этого используются следующие методы.

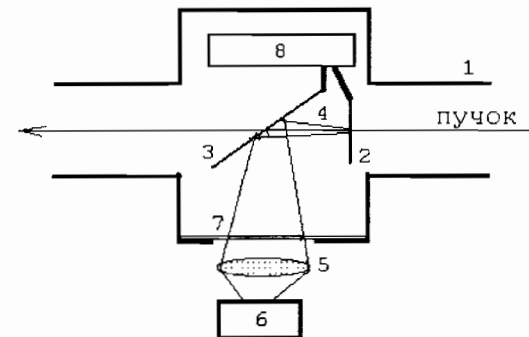


Рис. 2.17

А. Пусть в распоряжении физиков имеется подвижная мишень, которую можно дистанционно устанавливать в заданную точку, и монитор частиц, установленный вне пучка и направленный на мишень. В качестве монитора обычно используют линейку из нескольких сцинтилляционных счетчиков включенных в совпадения. Для определения поперечных размеров и положения пучка снимают зависимость счета монитора N от положения мишени. Метод годится для работы как с внутренним, так и с выведенным из ускорителя пучками.

Б. При работе с выведенным пучком используются многопроводные координатные детекторы – пропорциональные и дрейфовые камеры.

2.11. Мишени

На У70 используются внутренние (ВМ) и наружные (НМ) мишени. Внутренние мишени располагаются внутри ионопровода ускорителя, наружные – вне ионопровода и предназначены для работы с выведенным из ускорителя пучком.

Внутренние мишени. Стандартная ВМ представляет собой прутки в виде цилиндра или параллелепипеда длиной 10+60 мм диаметром (стороной) 3 мм из Вc, Al или Cu.

Эффективность ВМ. Ранее, при рассмотрении работы ВМ в фазотроне было отмечено, что ее эффективность $\eta_B = \Delta N/N_p = 1 - \exp(-d/\lambda)$, (ΔN – число взаимодействий прошедших в мишень N_p

протонов) даже тонкой мишени ($d \ll \lambda$) высокая за счет многократного прохождения через нее пучка. Это справедливо и для синхротрона.

Существуют два способа экспериментального определения $\eta_{\text{В}}$, которые, однако, далеко не всегда могут быть применены. Пусть оборудование эксперимента позволяет регистрировать некоторый процесс θ с известным сечением σ_0 . Проведя измерения, получим $N_0 = N_p \cdot \eta_{\text{В}} \cdot \sigma_0 \cdot n$. Здесь N_0 - число зарегистрированных событий θ , n - число ядер на 1 см^2 мишени, N_p - суммарный за время измерений поток протонов, прошедших через ВМ. Если регистрация исследуемых событий X производится одновременно с событиями θ , то искомое сечение σ_X может быть определено из соотношения $\sigma_X = \sigma_0 \cdot N_X / N_0$ и проблема измерения $\eta_{\text{В}}$ снимается. При не одновременных измерениях можно прокалибровать показания монитора физического эксперимента, измерив зависимость $N_p \cdot \eta_{\text{В}} = f(M)$, где M - счет монитора при регистрации событий θ .

Вторым, но трудоемким способом является измерение наведенной в ВМС радиоактивности продуктов реакции протонов с ядрами мишени в зависимости от N_p . Этот способ годится, естественно, только в том случае, когда радиоактивность имеет место и сечение активации для энергии пучковых протонов известно. Эта методика проходит для мишени из Al , в которой в результате $p^{27}\text{Al}$ реакции рождаются β^+ -радиоактивный ^{22}Na с $T_{1/2} = 2,4 \text{ ч}$ и β^- -радиоактивный ^{24}Na с $T_{1/2} = 15 \text{ ч}$.

Достоинством ВМ является ее высокая эффективность. Кроме того, при установке ВМ внутри магнитного блока ускорителя вторичные частицы автоматически монохроматизируются по импульсу.

К недостаткам ВМ относятся:

1. При ее поломке в процессе работы следует остановка эксперимента в текущем сеансе.

2. Ограничение на число ВМ в данном сеансе из-за конечного числа блоков питания системы наведения.

3. Ухудшение фоновых условий при параллельно работающих ВМ.

4. При установке ВМ внутри магнитного блока ускорителя наружу кольца выводятся только отрицательно заряженные частицы. Внутри кольца, куда выводятся положительно заряженные частицы, как правило, нет места для размещения физической аппаратуры. Частицы разных знаков зарядов можно получить при установке ВМ в линейном промежутке между магнитами. Однако, располагающиеся ниже по пучку магниты не позволяют выводить частицы, родившиеся при углах θ , близких к 0° относительно пучковых, где интенсивность $I(\theta)$ вторичных частиц максимальна. На $U70$ $\theta_{\text{мин}} \approx 6^\circ$, и $I(6^\circ) \sim 10^{-6} \cdot I(0^\circ)$.

5. В области работы ВМ и ниже по пучку оборудование ускорителя становится радиоактивным, что может привести к отказам в его работе и создает сложности в обслуживании. Это сильный аргумент против ВМ и в пользу работ с выведенным протонным пучком.

Наружные мишени

Как правило, НМ тонкие и имеют малую эффективность, хотя в некоторых случаях используются мишени с $d \sim \lambda_{\text{яд}}$, например, мишени нейтринного канала и в мишенных станциях для получения антипротонов. Известны физические эксперименты с толстыми "живыми" мишенями. Обычная мишень это кусок вещества заданных размеров и только. "Живая" же мишень либо прослоена детекторами частиц, либо сама является детектором. Поэтому она позволяет, например, определить, было ли взаимодействие пучковой частицы в мишени и, если было, определить координаты места взаимодействия внутри НМ, оценить число вторичных частиц. Информация с живой мишени используется при выработке триггера события - сигнала для ЭВМ означающего, что принятое событие отвечает заложенным признакам исследуемого процесса и вся информация со всех (или с определенных) детекторов должна быть считана для хранения и обработки в ЭВМ.

При работе на выведенном хорошо сформированном пучке принципиальных трудностей с измерением η для НМ не существует. Каждая НМ мишень разрабатывается, изготавливается и обслуживается физиками, проводящими исследования на пучках.

Достоинства НМ

1. Возможность замены мишени и элементов экспериментальной установки без остановки ускорителя. Для этого отключаются системы вывода пучка на мишень и вводится (в любом случае) в пучок до мишени "затвор" – блок вещества, позволяющий полностью поглотить в нем пучок.

2. Независимые измерения I_p способами, описанными выше. Следует отметить, что, так как измерения проводятся вне кольца ускорителя, за защитой, где фоны несравнимо ниже, чем при измерениях в кольце, работа регистрирующей аппаратуры существенно надежнее и, кроме того, на показания мониторов не влияют неконтролируемые потери пучка в кольце.

3. Нет принципиальных проблем для работ с заряженными \pm и нейтральными частицами по отдельности или одновременно.

4. Вывод и исследования пучков вторичных частиц, рожденных под любым углом θ относительно пучковой, в том числе и $\theta = 0^\circ$. Для нейтральных частиц при ВМ это в принципе невозможно.

2.12. Мониторинг интенсивности пучка и контроль его временной структуры

Остановимся кратко на двух вопросах, имеющих принципиальное значение при проведении измерений на пучке.

Выше было показано, что определение сечений исследуемых процессов требует знание числа пучковых частиц, прошедших через мишень. Это число определяется с помощью монитора. Мониторинг интенсивности пучка по вторичным частицам с мишени производится, как правило, с помощью узконаправленного на мишень монитора, состоящего из линейки нескольких сцинтилляционных счетчиков, включенных в совпадения. Счет монитора складывается из "истинных" совпадений от частиц из мишени и случайных совпадений, не связанными с ней. Мониторинг тем ненадежнее, чем больше доля случайных в общем счете монитора. При работе с ВМ монитор приходится устанавливать вблизи ионопровода внутри защиты ускорителя, где фоновые условия очень тяжелые и доля случайных, как правило, велика – 20÷50 %.

Ненадежность определения I_p и η приводит к тому, что погрешности в абсолютных значениях измеренных сечений с ВМ, например, сечений рождения π и K -мезонов в pA -взаимодействиях $\sigma_{p\pi}$ и σ_{pK} , на порядок больше погрешности $\sigma_{p\pi}/\sigma_{pK}$, измеренных одновременно по выходам N_π и N_K -мезонов в том же эксперименте: $\sigma_{p\pi}/\sigma_{pK} = N_\pi/N_K$. При работе на НМ требования к монитору остаются прежними, но фоновые условия существенно лучше.

Временная структура пучка При проведении физического эксперимента с использованием счетчиков излучения помимо абсолютной величины интенсивности принципиальным является стабильность ее в течение времени взаимодействия пучка с мишенью. Появление кратковременных всплесков интенсивности, превышающих во много раз среднюю, приводит к перегрузке счетчиков и аппаратуры и к резкому возрастанию числа случайных совпадений в том числе в цепях формирования триггеров событий. Особенно это опасно при работах с интенсивностью пучка, близкой к предельной для данного типа детекторов. Для сцинтилляционных счетчиков это $\sim 10^7$ частиц/с.

Непрерывный контроль стабильности можно автоматизировать, например, с помощью двух сцинтилляционных счетчиков, включенных в совпадение. Счетчики устанавливаются в таких местах, чтобы они, с одной стороны, "видели" мишень, а, с другой стороны, истинные совпадения были бы маловероятны. Тогда число случайных совпадений $N_{сл}$ за 1 цикл ускорения может быть определено из соотношения $N_{сл}(T) = \tau_p \cdot n_1 \cdot n_2 \cdot T$, где τ_p – разрешающее время схемы совпадений (СС), n_1 и n_2 счета счетчиков 1 и 2 за 1с, T – время взаимодействия пучка с мишенью в одном цикле. Так как n_1 и n_2 прямо пропорциональны интенсивности протонного пучка I_p , то $N_{сл}(T) \sim I_p^2$. Перепишем $N_{сл}(T)$ следующим образом:

$$N_{сл}(T) = \tau_p \frac{N_1}{T} \frac{N_2}{T} T,$$

где N_1 и N_2 счета счетчиков за время T . Отсюда время взаимодействия пучка протонов с мишенью может быть определено из соотношения

$$T = \tau_p \frac{N_1 N_2}{N_{\text{сл}}(T)}.$$

Автоматизация контроля сводится к измерению и передаче в ЭВМ счетов N_1 , N_2 и $N_{\text{сл}}$ за текущий цикл работы ускорителя. ЭВМ вычисляет по ним T , сравнивает его величину с допустимой минимальной $T_{\text{мин}}$, заранее определенной и заложенной в программу и, если $T < T_{\text{мин}}$, выдает команду на сброс всей информации, принятой в данном цикле. При этом выдается соответствующая информация на дисплей и подается звуковой сигнал.

2.13. Вывод частиц из синхротрона

В зависимости от физической задачи и методики, используемой в эксперименте, требуются пучки импульсные (банчированные) и растянутые во времени. Первые используются в нейтринных каналах, в станциях для охлаждения и накопления антипротонов, для высокочастотных сепараторов частиц по массам и при работах с пузырьковыми камерами. Методики, использующие проволочные и полупроводниковые детекторы, сцинтилляционные и черенковские счетчики эффективно могут быть использованы только в растянутом пучке.

Быстрый вывод протонного пучка из синхротрона производится с помощью импульсных магнитов (кикеров), установленных в промежутках между основными магнитами ускорителя. Возможен вывод заданного числа банчей – от одного (15 нс) до всех 30 (5 мкс).

Растянутый во времени пучок получают при медленном выводе протонов из ускорителя. Для этого с помощью резонансной раскочки пучка его первоначально круглое сечение растягивают по горизонтальному направлению R , переводя его в тонкую ленту. В определенном месте кольца в разрыве ионопровода в вакууме устанавливается электрод, создающий в направлении R электрическое поле, смещающее пучок наружу. Напряженность электрического поля невелика – 75 кВ, смещение пучка-ленты при одном проходе мало и медленно нарастает при последующих проходах. Когда смещение некоторых протонов достигает определенной ве-

личины, они выходят на траекторию, проходящую через специальный магнит, который сильно их разворачивает, выводя наружу из синхротрона. Ввиду сложности выводящих устройств, на синхротронах имеют один быстрый и один медленный выходы.

2.14. Неустойчивости пучка и эволюция его поперечных размеров в процессе ускорения

Конфигурация и величина магнитного поля $B(r, z, \ell)$, где ось ℓ направлена по траектории пучка, реально не строго соответствует заложенному при проектировании. Причины тому – наличие врезок для мишеней, насосов, контрольного оборудования, элементов экспериментальных установок, располагающихся в непосредственной близости от ионопровода. Кроме того, частицы имеют разброс как по импульсам P и их направлениям, так и по r, z, ℓ . Все это служит источником неустойчивости пучка в ионопровode и приводит к тому, что существует конечный фазовый объем для данного ускорителя, вне которого частицы не удерживаются в камере. При ускорении частиц $\beta \neq \text{const}$ и по теореме Лиувилля сохраняются по отдельности пары $P_x X = \text{const}$, где X – компоненты по направлениям r, z и ℓ . Для поперечного направления это записывают обычно в виде

$$P_{\perp \max} \cdot Z_{\max} = \text{const}.$$

Так как

$$P_{\perp} = P_{\parallel} \cdot \text{tg } \alpha, \quad (2.7)$$

α – угол отклонения, то

$$Z_{\max} \cdot \text{tg } \alpha_{\max} = \text{const} / P_{\parallel}. \quad (2.8)$$

С другой стороны

$$Z_{\max} \approx L \cdot \text{tg } \alpha_{\max}, \quad (2.9)$$

где L некоторое сохраняющееся расстояние, оно определяется линейными неоднородностями полей. Из (II.8) и (II.9) имеем

$$Z_{\max} \approx \text{const}' / (P_{\parallel})^{1/2}.$$

Так как в процессе ускорения P_{\parallel} растет, происходит сжатие пучка по поперечным размерам.

Кроме линейных (вдоль оси ℓ) неоднородностей поля B , существуют неоднородности по B_{\perp} и B_{\parallel} , необходимые для поворота (B_z) и фокусировки (B_r) пучка. Наличие этих неоднородностей приводит к раскачке орбиты с некоторой частотой Q , связанной с частотой обращения частицы v . Такие колебания называют бетатронными, причем неоднородностям B_z отвечает т.н. простой резонанс, а B_r – параметрический. При наличии обоих возникают косые колебания, переводящие раскачку из одной плоскости в другую. Для подавления потерь пучка, связанных с этими резонансами, должны быть соблюдены определенные условия, при выполнении которых фаза отклонения в области раскачки меняется, меняется сила и ее направление, и поэтому резонансной раскачки не происходит. Реально для каждого синхротрона рассчитываются и экспериментально уточняются разрешенные и запрещенные области частот колебаний на плоскости $Q_r Q_z$, руководствуясь которыми определяют, возможно ли в данном месте внутри или около ионопровода установить необходимое оборудование. Например, на У70 в результате такого анализа было показано, что на выходе магнита N37 можно установить стационарно мишень всего в 40мм от оси камеры – ее наличие не будет возмущать пучок на всех стадиях его ускорения. Измерение полностью подтвердили расчеты, и это позволило использовать внутреннюю мишень принципиально отличающуюся от стандартной.

2.15. Назначение и особенности e -синхротронов

Назначение:

- 1) получение e -пучков высоких и сверхвысоких энергий,
- 2) получение синхротронного излучения (СТИ) для прикладных целей.

Особенности.

1) Так как $v = c$ и $R = \text{const}$, то $\omega = \text{const}$, и поэтому U_0 генератора может быть сделано намного выше, чем в протонных синхротронах.

2) Движение электронов сопровождается потерями энергии на синхротронное излучение.

История открытия СТИ.

СТИ предсказано теоретиками.

1898 г. А. Льенар получил формулу для dE/dt .

1907 г. Г. Шотт получил формулы для угловых и спектральных спектров для электрона, движущегося по окружности.

1942 г. Керст (США) создал бетатрон – первый ускоритель с большим γ (до 100 МэВ, $\gamma = 200$). Предполагалось, что излучение надо искать в микроволновом диапазоне на $\omega_0 = 2\pi c/R$. Излучения не обнаружено!

1946 г. Л. Арцимович и И. Померанчук показали, что I_{max} излучения при $\omega \approx \gamma^3 \omega_0$. Это соответствует видимой части спектра.

1947 г. На 80 МэВ синхротроне (США) Ф. Харбер при наладочных работах снял с части камеры металлическое покрытие и увидел голубой свет "как от лампы Ал-Аддина". В Висконсине один из с/т, специально предназначенный для получения СТИ был назван АЛАДДИН. СТИ называют также фантастическим светом, так как оно не связано с возбуждением атомов.

Свойства синхротронного излучения

1) Энергетический спектр СТИ сплошной с максимумом плотности излучения при $\omega_c \approx \gamma^3 \omega_0$. При $E = 300$ МэВ $\gamma^3 = 2 \cdot 10^8$. Спектр при $E = 1$ ГэВ отвечает излучению черного тела с $T^0 = 10^7 \text{K}^0$. На Земле подобный ему только в ядерном взрыве и плазме. На рис. 2.18 представлен спектр мощности синхротронного излучения W в зависимости от длины волны λ при различных энергиях электронов (в ГэВ).

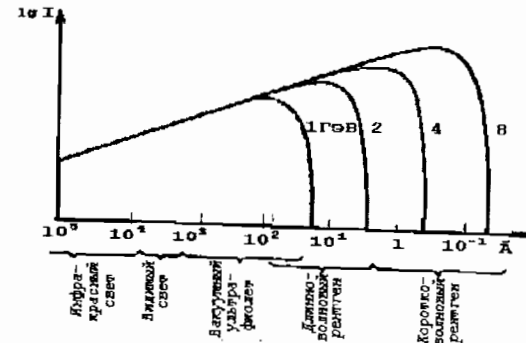


Рис. 2.18

e -синхротрон можно называть трансформатором э/м излучения: ускоряющие электроны ВЧ-генераторы вырабатывают электромагнитные волны в дециметровом и метровом диапазонах преобразуются в коротковолновый диапазон от инфракрасного до рентгена.

2) Угловое распределение узконаправленное:

$$\theta \approx \frac{1}{\gamma} = \frac{m_e}{E} \Big|_{E=2,5 \text{ GeV}} = \frac{0,510^{-3}}{2,5} = 0,2 \text{ mrad},$$

т.е. 1/8 градуса. Называют "прожекторный эффект".

3) СТИ линейно поляризовано в плоскости орбиты вращения электрона. При этом 7/8 всей мощности излучения принадлежит σ -компоненте, характерной тем, что электрический вектор поля излучения лежит в плоскости орбиты и $\perp H$. На вторую компоненту излучения – π -компоненту, направленную вдоль H – приходится 1/7 мощности.

4) В процессе движения по кругу лептоны e^{\pm} выстраиваются (поляризуются) параллельно магнитному полю H (рис. 2.19). Переход в нижнее энергетическое состояние ($\Delta E = -\mu \cdot H$) происходит за счет испускания СТИ. Процесс выстраивания требует достаточно большого времени. Например, при $E_e = 1 \text{ ГэВ}$ $\tau = 1 \text{ ч}$. Поэтому поляризованные пучки e^{\pm} – лептонов возможно получить только в накопительных кольцах.

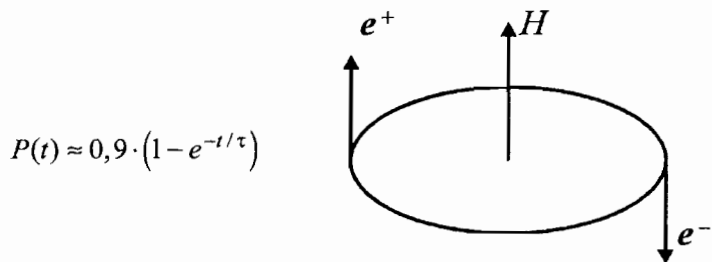


Рис. 2.19

5) При движении по круговой орбите, в том числе и при ускорении в синхротроне, электрон теряет на СТИ энергию:

$$\Delta E_{\text{изл}} \left[\frac{\text{МэВ}}{\text{м}} \right] = 9,6 \cdot 10^{-16} \frac{\gamma^4}{R^2}; \quad \frac{dE}{dt} = 0,98 \cdot 10^{-3} H_{\perp}^2 \gamma^2 \left[\frac{\text{эВ}}{\text{с}} \right].$$

Здесь R в метрах, H_{\perp} -поперечная e -траектории составляющая магнитного поля. Для наращивания энергии в e -синхротроне прирост ΔE должен быть больше $\Delta E_{\text{изл}}$. Пример – встречные e -пучки PETRA (ФРГ) $19 \times 19 \text{ ГэВ}^2$ $2\pi R = 2,3 \text{ км}$, $R \approx 370 \text{ м}$, потери ΔE за оборот $\approx 40 \text{ МэВ}$ [3], U_0 ВЧ-генераторов $\approx 8 \text{ МВ}$! Напомним, что в ИФ-ВЭ на p -синхротроне прирост ΔE за оборот 190 кэВ ; на циклотронах – $20 \div 30 \text{ МэВ}$ за ≈ 100 оборотов.

Для уменьшения потерь на СТИ можно

а) увеличивать R или уменьшать H , что при фиксированной энергии электронов все равно сводится к увеличению радиуса орбиты; при этом растут затраты на увеличение числа магнитов и энергозатраты и на капитальное строительство.

б) увеличивать число ускоряющих станций; при этом также растут стоимость и энергозатраты.

б) Сжатие e -пучка в синхротроне.

В процессе ускорения электроны испытывают бетатронные колебания около равновесной орбиты. Поэтому импульс электрона можно разложить на две составляющие – продольную P_{\parallel} и поперечную P_{\perp} относительно касательной к равновесной орбите. Уменьшение P_{\parallel} из-за испускания СТИ компенсируется ускоряющими станциями, в то время как величина $P_{\perp} \rightarrow 0$. По этим причинам пучок будет непрерывно сжиматься, как предполагалось, до точечных размеров. Расчеты показывали, что в этом случае СТИ излучается когерентно, его интенсивность резко возрастает, так как она $\approx N_e^2$, а не $\approx N_e$, как для некогерентного излучения. Поддерживать режим ускорения в этом случае нереально, так что продвижение в область $E_e \approx 1 \text{ ГэВ}$ было проблематичным. На самом деле бесконечного сжатия пучка не происходит из-за того же СТИ. В 1953 г. А.А. Соколов и И.М. Тернов показали, что такого катастрофического сжатия пучка не происходит из-за квантовых флуктуаций СТИ, которые обусловлены испусканием жестких γ -квантов. Показано, что длина пути L электрона без испускания γ -кванта зависит от его энергии. При $\omega \ll \omega_c$ $L \approx 10^{-8} \text{ см}$, т.е. процесс испускания практически непрерывный. При $\omega \approx \omega_c$ (в максимуме спектра излучения) $L \approx 30 \text{ см}$. Отсюда видно, что процесс излучения жест-

ких γ -квантов имеет дискретный характер. Дискретность проявляется в том, что электроны в этом случае получают от жестких γ -квантов отдачу, достаточную для того, чтобы пучок электронов расплзался в пространстве – этот эффект называют "квантовым уширением пучка". С течением времени в результате взаимного действия квантовых флуктуаций и радиационного сжатия устанавливается стационарное значение флуктуации

$$\rho^2 = A \frac{R\hbar}{mc} \gamma^2,$$

где A – численный коэффициент, зависящий от параметров магнитного поля. Этот квантовый эффект имеет макроскопические масштабы: величина ρ может достигать нескольких миллиметров.

2.16. Фотонные фабрики

СТИ благодаря своим уникальным свойствам – широкий диапазон длин волн излучения, поляризация, мощность – имеет большое прикладное применение в исследовании свойств и строения твердого тела, биологических и химических объектов и процессов. Настройка на нужную λ производится с помощью призм, зеркал и дифракционных решеток.

Интенсивность СТ-излучения в одном направлении может быть намного повышена, если использовать ондуляторы и вигглеры – устройства, в которых электроны излучают, двигаясь в периодическом магнитном поле. Пример устройства с периодическим магнитным полем, собранного на постоянных магнитах, представлен на рис. 2.20.

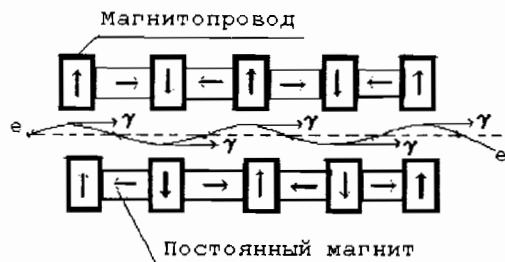


Рис. 2.20

Устройство представляет собой сборку из ряда (линейки) магнитов, в котором магнитные поля соседних магнитов противоположны по знаку. Пучок электронов, проходя между полюсами изгибается, так что траектория напоминает синусоиду. Максимумы СТИ находятся в точках перегиба траектории (фазы $\pi/2$, $3\pi/2$ и т.д.). В ондуляторном режиме $\omega_c = \omega_0 \gamma^2$, длина волны $\lambda = L/2\gamma^2$ и зависит от расстояния L между полюсами соседних магнитов. Разница между вигглером и ондулятором заключается в величине углового отклонения, вызываемого одним диполем. В вигглере этот угол велик по сравнению с естественной расходимостью СТИ. Это приводит к непрерывному спектру, близкому к спектру излучения от МВ с той же напряженностью магнитного поля. Интенсивность СТИ выше излучения от МВ в число диполей вигглера. В ондуляторе угловое отклонение одним диполем меньше или близко к естественной расходимости излучения. Электромагнитные волны, испускаемые каждым электроном, могут усиливать или ослаблять друг друга, что приводит к стимуляции излучения с определенными λ в определенных направлениях. При таком стимулировании вся мощность концентрируется на усиливаемых частотах.

Насколько важны такого рода исследования видно из приведенного в Приложении I списка стран [4], где созданы специально для этих целей построенные "Фотонные фабрики" – комплексы на основе е-синхротронов или линейных ускорителей + кольцевых накопителей электронов.

На рис. 2.21 в качестве примера фотонной фабрики приведен комплекс ALS – усовершенствованный источник света, Лаверморская лаборатория, Калифорнийский университет, США: накопитель 1,3 ГэВ, $\lambda = 1 + 100$ нм, $I_e = 400$ мА. На рисунке 1 – накопительное кольцо; 2 –

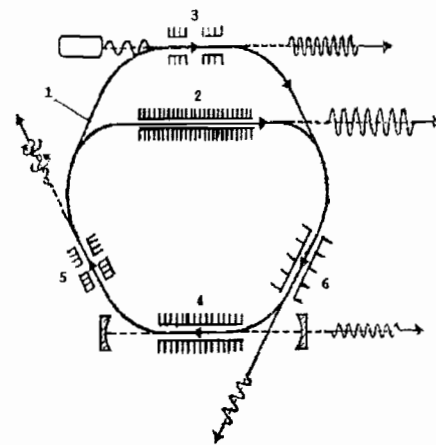


Рис. 2.21

лазер на свободных электронах (ЛСЭ) с высоким коэффициентом усиления с $\lambda=1\div 12$ нм, средняя мощность 0,3 Вт, импульсная 100 мВт, $\tau_{\text{имп}} = 20$ пс, $\nu_{\text{имп}} = 500$ МГц; 3 – источник когерентного излучения в области 50 нм (поперечный оптический клистрон); 4 – ЛСЭ с оптическим резонатором- источник когерентного излучения с $\lambda \approx 50$ нм; 5 – два скрещенных ондулятора для управление поляризацией излучения в области 5 нм со степенью поляризации 84 %; 6 – ондулятор длиной длинной 20 м и числом периодов $N = 855$.

В таблице 2.1 представлены характеристики некоторых источников синхротронного излучения и их назначение.

Таблица 2.1

	Источник: НАКОПИТЕЛИ	E ГэВ	R М	I мА	λ_c А⁰ E_γ эВ
1	ВЭПП-4 Новосибирск	5,5	14,0	20	0,47
	Области применения: Лазер на свободных электронах (ЛСЭ), ондуляторное излучение (ОИ), рентгеновская топография (РТ), медицинская диагностика (МД) и др.				
2	ВЭПП-3 Новосибирск	2,2	6,15	50	3,0
	Области применения: EXAFS-спектроскопия, ЛСЭ, ОИ, РТ, малоугловая дифрактометрия, Мессбауровская дифрактометрия, рентгеновская спектроскопия, спектроскопия с временным разрешением (СВР), МД, элементный анализ, кинетика структурных изменений и др.				
3	ВЭПП-2М Новосибирск	0,67	1,22	100	23
	Области применения: Рентгеновская и ВУФ (вакуумный ультрафиолет) -спектроскопия, модуляционная спектроскопия, люминесценция, СВР, радиометрия, рентгеновская литография и др.				
4	Сибирь-1 Москва, ИАЭ	0,45	1.0	100	61,3
	Области применения: Фотоэлектронная спектроскопия, ВУФ-спектроскопия, люминесценция, радиометрия, рентгеновская литография и др.				

1. Перечислите, какие параметры определяют тип циклического ускорителей. Области применения циклического ускорителей.

2. Как осуществляется фокусировка пучка в процессе ускорения.

3. Назначение мезонных фабрик. Изохронный циклотрон как ускоритель мезонных фабрик, его достоинства по сравнению с другими типами ускорителей на сравнимые энергии.

4. Объясните принцип работы микротрона. Ускоряемые частицы, временная структура пучка.

5. Принцип работы синхротрона. Назначение бустеров.

6. Как осуществляется в синхротроне фокусировка пучка в процессе ускорения?

7. Как осуществляется автофазировка в синхротронах?

8. Приведите временные эпюры работы синхротрона.

9. Интенсивность пучков на синхротроне и методы ее определения.

10. Мониторы пучка. Назначение мониторов и требования к их характеристикам.

11. Методы контроля временных характеристик пучка.

12. Мишени внутренние и наружные. Эффективность мишеней и методы ее определения.

13. В чем отличия работы синхротрона для ускорения электронов от синхротрона для тяжелых частиц? Назначение электронных синхротронов.

14. Синхротронное излучение и его характеристики.

15. Фотонные фабрики.

1. В экспериментах на неподвижной мишени $T_{\text{ф}}$ (fixtag) эффективная энергия, идущая на реализацию неупругих процессов, равна

$$E_{3\text{тм}} = \sqrt{S} - m_0 - m_t = \sqrt{m_0^2 + m_t^2 + 2E_0 m_t} - m_0 - m_t.$$

При $E_0 \gg m_i$ $E_{3\text{ф}} \approx \sqrt{2m_i E_0}$. Для У70 $E_0 = 70$ ГэВ $E_{3\text{ф}} \approx 10$ ГэВ. Остальная энергия ≈ 60 ГэВ уходит в движение продуктов реакции. Отсюда видно, что для поиска новых тяжелых частиц и изучения глубоконеупругих процессов ускорители с $T_{\text{ф}}$ не оптимальны.

2. Рассмотрим два встречных пучка (ВП) частиц с массами m_1 и m_2 , энергиями соответственно E_1 и E_2 и углом между их импульсами θ . Имеем

$$S = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - P_1 P_2 \cos \theta).$$

При $E_i \gg m_i$ и $\theta \approx 170^\circ$ эффективная энергия $E_{3\text{ф}} \approx \sqrt{S} = 2\sqrt{E_1 E_2}$.

Полагая $E_1 = E_2 = E_{\text{в}}$ и приравнивая выражения для $E_{3\text{ф}}$ для ВП и fixtag, получаем $m_i E_0 = 2E_{\text{в}}^2$. Например, для электронных ВП с $E_{\text{в}} = 10$ ГэВ эквивалентная энергия $E_0 \approx 4 \cdot 10^5$ ГэВ, что вряд ли когда-нибудь будет достигнуто.

3. Немного истории. (СС, v26, p1, 1986)

Разработка ВП началась примерно одновременно в СССР (Новосибирск, Буткер) и США (Стенфорд) в накопительных кольцах со слабой фокусировкой. США $E_e = 500$ МэВ, $R = 1,44$ м. СССР ВЭП-1 $E_e = 140$ МэВ. 1969 г, Италия+Франция ADONE, $E_e = 1,55$ ГэВ.

4. ВП характеризуются E_1 , E_2 , θ , светимостью L , типом частиц, временем жизни пучков в коллайдере, средним интервалом времени между столкновениями.

Угол θ . Зависит от способа организации встречных пучков – близко к 180° при однократном пересечении пучков и $\approx 170^\circ$ при многократном.

Характеристикой интенсивности ВП служит светимость L $1/\text{см}^2\text{с}$ $L = n_1 \cdot n_2 \cdot f / s$, здесь – n_i число частиц в пучке i , f – частота обращения частиц, s – площадь пересечения пучков. Величина $L = 10^{27}$ +

+ 10^{33} $1/\text{см}^2\text{с}$. Число взаимодействий с сечением σ за 1с равно $\nu = \sigma \cdot L$ $[1/\text{с}]$. За время t $N = \sigma \int L dt$. Величину $L \cdot t$ называют интегральной светимостью, достигнутой в эксперименте или сеансе. Кроме этой характеристики используют также величину $L \cdot t \cdot 10^{-33}$. Полученная величина имеет размерность нб⁻¹. Специального обозначения не имеет. Обозначим ее для себя через G . Смысл ее: если процесс имеет $\sigma = 1$ нб, то ожидаемое число событий равно G . Величина G характеризует σ_{min} в нб процесса, который мог наблюдаться в данном эксперименте. Например, если $G = 1000$ нб⁻¹, то при $\sigma_{\text{min}} \approx 10^{-36}$ см^2 число событий порядка 1шт.

Типы частиц, используемых в ВП. Во встречных пучках используются следующие пары частиц: pp , e^-e^- , e^-e^+ , $p\bar{p}$, pe^- , $A_1 A_2$. Здесь A_1, A_2 – ионы. С точки зрения рождения новых частиц предпочтительнее пары частица-античастица, так как такая система фермионов характеризуется минимальным набором квантовых чисел, которые должны быть сохранены в процессе взаимодействия, а именно, нулевым спином и отрицательной внутренней четностью: 0^- . Достоинством пары pe^- , а на самом деле пары qe^- , где q – кварк, входящий в состав нуклона, является, во-первых, точность электрона (по крайней мере, до 10^{-16} см), и, во-вторых, чисто электромагнитное взаимодействие для начального состояния такой пары. К недостаткам следует отнести то, что валентный кварк имеет в среднем всего лишь 1/6 часть от энергии ускоренного нуклона, в то время как точечные лептоны e^\pm имеют всю энергию, полученную при ускорении.

В заключение сравним эффективность использования пучков для неподвижной мишени (НМ) и встречных пучков. При работе с НМ, как правило, используются тонкие мишени ($x = 0,1\lambda_{\text{яд}}$), для которых число взаимодействий $\Delta n \approx I \cdot \sigma \cdot n \cdot x \approx I \cdot \sigma \cdot 10^{23}$ $\text{вз./с} = \sigma \cdot 10^{13} \cdot 10^{23} = \sigma \cdot 10^{36}$ вз./с , что в 10^3 раз больше, чем для ВП. Однако эти три порядка отыгрываются обратно за счет времени жизни ВП – часы и даже сутки, Конечно, эффективность НП может быть существенно повышена при использовании внутренней мишени, однако выигрыш в величине эффективной энергии ВП по сравнению с НМ делает все эти обсуждения беспредметными.

3.1. Организация встречных пучков

Установки со встречными пучками называют коллайдерами. Конструктивно используются следующие типы коллайдеров. А. Кольцевые коллайдеры с предварительным накоплением частиц. Для частиц с одинаковым знаком электрического заряда используются два независимых кольца-накопителя расположенных либо рядом (рис. 3.1, а) или наложенных один на другого (рис. 3.1, б). В варианте (а) имеется только одна точка встречи пучков (1), в (б) возможно несколько. Описанные схемы используются для pp , e^-e^- , A_1A_2 пар. Источником ускоренных частиц служат синхротроны или ЛУ. В ЦЕРН'е и в DESY (ФРГ) коллайдеры для pe^- пары представляют собой два независимых синхротрона – протонный и электронный, размещенные в одном тоннеле один под другим. В местах пересечений пучки смещаются по вертикали и затем возвращаются на свои уровни. Для экспериментов с pp -пучками (LHC, CERN) в синхротронах на ТэВ-ные энергии с магнитными сверхпроводящими элементами используются два одинаковых ионопровода, расположенных один над другим. С/п элементы располагаются таким образом, чтобы магнитные поля в ионопроводах имели противоположное направление.

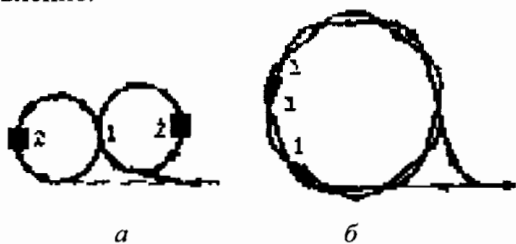


Рис. 3.1

А. Кольцевые коллайдеры с предварительным накоплением частиц. Для частиц с одинаковыми электрическими зарядами используются два независимых кольца-накопителя расположенных либо рядом (рис. 3.1, а) или наложенных один на другого (рис. 3.1, б). В варианте (а) имеется только одна точка встречи пучков (1), в (б) возможно несколько. Такие схемы используются для pp , e^-e^- , A_1A_2 пар с равными или с разными энергиями. Источником ускоренных

частиц служат синхротроны или ЛУ. В ЦЕРН'е и в DESY (ФРГ) коллайдеры для pe^- пары представляют собой два независимых синхротрона – протонный и электронный, размещенные в одном тоннеле один под другим. В местах пересечений пучки смещаются по вертикали и затем возвращаются на свои уровни.

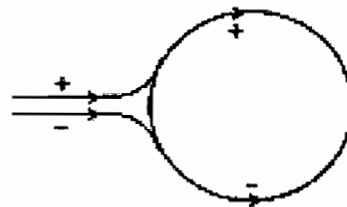


Рис. 3.2

Б. В настоящее время для e^-e^+ и $p\bar{p}$, пар, с $E_1 = E_2$ используются схемы, представленные на рис. 3.2. Кольцо – синхротрон. В качестве накопительного кольца используется сам синхротрон, в котором одновременно ускоряются в противоположных направлениях одними и теми же ВЧ-станциями

частицы и античастицы. Обычно имеется несколько точек пересечения пучков. Существенным недостатком накопительных колец для электронов и позитронов является то, что на них необходимо устанавливать ускоряющие ВЧ-станции для компенсации энергетических потерь на синхротронное излучение. Было предложено два варианта e^-e^+ и e^-e^- -коллайдеров, в основе которых лежит отказ от кольцевого ускорителя – синхротрона – и возврат к использованию линейных ускорителей.

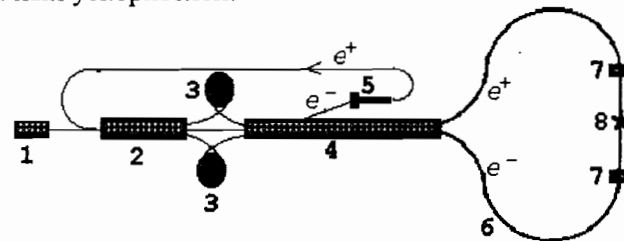


Рис. 3.3

Первый, уже практически реализованный вариант – линейный коллайдер SLC в SLAC e^-e^+ пар представлен на рис. 3.3 имеет одну точку встречи пучков. На рисунке 1, 2 и 4 – ЛУ, 5 – мишень на которой рождаются позитроны и их ЛУ. Пучок e^+ возвращается в ЛУ-2 и из него попадает в верхний "охладитель"-накопитель 3 по-

зитронов. Помимо накопления в 3 происходит сжатие пучка по поперечным размерам. Работа накопителя будет рассмотрена в дальнейшем. Во втором накопителе 3 то же самое происходит с e^- . По окончании цикла накопления e^- и e^+ одновременно ускоряются в ЛУ 4 и по дугам 6 приходят в квадрупольные линзы 7, которые их фокусируют в точке встречи 8.

В разрабатываемом втором варианте на сверхвысокие энергии (сотни ГэВ), при которых потери на синхротронное излучение практически невосполнимы, предлагается использовать линейный коллайдер, для e^-e^- и e^-e^+ пар, который представляет собой два линейных ускорителя с пучками, направленными навстречу друг другу. Угол между ними близок к 180° . Имеет одно место встречи пучков. Высокая светимость достигается за счет малых диаметров пучков (микроны). Достоинства – отсутствие потерь на синхротронное излучение. Ускоренные e^- , пройдя точку взаимодействия, входят в ЛУ встречного ему e^+ -пучка и, проходя через его ускоряющие структуры, отдают им свою энергию, которая используется для ускорения e^+ . Аналогично используется и пучок e^+ после прохождения точки пересечения пучков. Такая организация ускоряющих ВЧ-структур каждого из ЛУ весьма экономна. Замедленные в результате описанного процесса частицы могут быть инжектированы в накопители для использования в следующем цикле.

В качестве проекта разрабатывался в свое время для комплекса УНК ИФВЭ.

3.2. Проблема вакуума в коллайдерах

В обычных ускорителях частицы находятся 1-5 с, в коллайдерах время пребывания измеряется часами и даже сутками. Отсюда высокие требования к вакууму в коллайдерах.

Потери пучка происходят по двум причинам:

- ионизационные потери $\Delta E \approx 1,2 + 1,5 \text{ МэВ/г} \cdot \text{см}^2$,
- многократное рассеяние.

Для e^\pm еще и синхротронное излучение.

Рассмотрим случай а) в оценочном приближении. Пусть $v=c$ и $t=1$ час. За это время частица пройдет путь $L=tc=3600 \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ см} \approx 10^{14} \text{ см}$. При движении по орбите в магнитном поле $Pc=300 \cdot H \cdot R$ и

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta R}{R}. \quad (3.1)$$

Пусть $\Delta R = a$ – расстояние в камере коллайдера, сместившись на которое пучок погибает на ее стенках. Для конкретности возьмем пересекающиеся кольца ISR ЦЕРНа $30 \times 30 \text{ ГэВ}^2$ $R = 1,5 \cdot 10^4 \text{ см}$, $a \approx 10 \text{ см}$. Из (3.1) находим

$$\Delta E = E \cdot \frac{a}{R} = \frac{10}{1,5 \cdot 10^4} \cdot 30 \cdot 10^3 \text{ МэВ} = 20 \text{ МэВ}.$$

Для потери ΔE пучок должен пройти слой вещества $D = 20/1,5 \approx 14 \text{ г/см}^2$. Отсюда оцениваем плотность остаточного газа в камере: $\rho = D/L = 14/10^{14} = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ г/см}^3$. Плотность воздуха при 1 атм найдем из соотношения $\rho_1 = A/V_A \approx 30/22,4 \cdot 10^3$. Таким образом, для того, чтобы пучок сохранился в камере коллайдера ~1ч остаточное давление газа P не должно превышать

$$P = \frac{\rho}{\rho_1} = \frac{1,4 \cdot 10^{-13} \cdot 22,4 \cdot 10^3}{30} \approx 10^{-10} \text{ атм} \approx 10^{-7} \text{ торр}.$$

Если имеется подкачка энергии, главной причиной становятся потери на многократное рассеяние.

Интересно сравнить нашу оценку P с данными, приведенными в "LEP design report" [5] для e^-e^+ коллайдера $50 \times 50 \text{ ГэВ}^2$ (впоследствии $\approx 100 \times 100 \text{ ГэВ}^2$), $R \approx 4,5 \text{ км}$, $L \approx 27 \text{ км}$. Ими приводится формула для времени жизни пучка τ в зависимости от величины остаточного давления P конкретного газа:

$$\tau \cdot P = 2,12 \cdot 10^{-8} x_0/M, [\text{торр} \cdot \text{h}],$$

где τ – часы, P – торр = мм.рт.ст., x_0 – радиационная длина в г/см^2 , M – молекулярный вес газа. Данные табл. III.1 взяты из их отчета. Как видно из приведенной таблицы, при фиксированном остаточном давлении максимальное время жизни должно наблюдаться в водороде. Из нашей оценки следует (в единицах давления 10^{-9}), что

$\tau \cdot P \approx 100$, что не противоречит более точным расчетам, приведенным в таблице.

Таблица 3.1

Газ	H ₂	CH ₄	CO, N ₂	H ₂ O	Ar	CO ₂
$\tau P \cdot 10^{-9}$ torr·h	666	62	29	43	10	18

Получение такого сверхвысокого вакуума требует особой технологии. При пуске пересекающихся колец ISR в ЦЕРНе был обнаружен следующий эффект – при заполнении кольца пучком, начиная с некоторой его плотности пучок "мгновенно" пропадал. Этому явлению было дано название "кирпичная стена". Как оказалось, причиной гибели пучка было гажение стенок ионопровода: рассеиваясь на остаточном газе, частицы попадали на стенку, разогревали ее, температура стенки возрастала и возрастало ее гажение. Давление остаточного газа возрастало, возрастало рассеяние пучка, возрастала температура за ней гажение и т.д. – лавинный процесс. Для исключения этого явления весь ионопровод предварительно отгаживают – нагревают его до температуры $\geq 100^{\circ}\text{C}$, одновременно проводя его откачку. Для сохранения сверхвысокого вакуума в системе не должно быть вентилях – никакие прокладки не обеспечивают удержание такого вакуума. Откачка проводится цепочкой насосов: форвакуумные (откачка до $10^{-3} \div 10^{-2}$ torr), парамасленные и диффузионные ($10^{-7} \div 10^{-3}$ torr), магниторазрядные (сорбционные титановые, $10^{-13} \div 10^{-11}$ torr). После откачки форвакуумными насосами трубки, подсоединяющие их с ионопроводом, завариваются. Аналогично парамасленные и диффузионные. После этого включаются титановые насосы, работа которых основана на высокой абсорбционной способности поглощения газов чистым Ti. Титановый насос механически всегда соединен с ионопроводом не отключается в течении времени работы с пучками. Материалы элементов ионопровода – нержавейка, Al-сплавы (Mg, Si), в местах пересечения пучков – Ве.

Помимо отрицательного эффекта от остаточного газа есть и плюсы. Например, по кинематике возможно отделение событий взаимодействий e^-e^+ от e^+ + ядро атома остаточного газа. При этом экспериментальную установку можно размещать вне зон пересече-

ния пучков. Это расширяет круг физических исследований на ee -коллайдерах.

3.3. Получение и накопление e^+ и \bar{p}

Античастицы рождаются на мишени. Так как пучок, вводимый в ускоритель, должен иметь малые разбросы по Pc и θ , а с мишени лишь исчезающе малая часть отвечает этому условию, разработаны специальные системы "охлаждения" пучка, подавляющие разброс по P_{\perp} и P_{\parallel} .

1. Получение и накопление позитронов.

Выход позитронов $I_+ \approx 10^{-3} \cdot I$ и их энергия порядка энергии электронов. Так как порог рождения e^+ мал, а I можно сделать большим (мА), проблем с получением позитронов нет (рекордсмены – ФРГ $I_+ = 14$ мА $\approx 10^{17} e^+$). Охлаждение e^+ также не имеет больших сложностей. Общая схема получения и охлаждения e^+ содержит следующие элементы. Пучок ускоренных электронов рождает на мишени e^+ прямо или через тормозные γ -кванты. Пучок позитронов



Рис. 3.4

формируется с помощью коллиматора и квадрупольных МЛ, после чего вводится в кольцевой охладитель, он же накопитель-аккумулятор позитронов AP (рис. 3.4). AP по своей конструкции аналогичен синхротрону. Введенный в AP пучок имеет разброс по величинам P_{\perp} и P_{\parallel} и поэтому испытывает бетатронные колебания около равновесной орбиты теряя энергию через синхротронное излучение. При этом величина $P_{\perp} \rightarrow 0$, а потери P_{\parallel} компенсируются и монохроматизируются за счет автофазировки ускоряющими станциями, имеющимися для этой цели в AP.

2. Получение и накопление антипротонов.

Выход антипротонов \bar{p} I очень мал: $I \approx 10^{-7} \cdot I_p$, где I_p – интенсивность протонного пучка. Если учесть, что пороговая энергия рождения \bar{p} весьма высока – порядка 5 ГэВ, энергетический и уг-

ловые спектры при рождении широкие, а интенсивность $I_p \leq 10$ мкА в тысячи раз меньше I электронов, проблема получения достаточного для экспериментов числа \bar{p} казалась не реальной. Стимулом для ее практического решения явились проекты экспериментов по поиску кванта слабого взаимодействия W -бозона на SPS ЦЕРНа. Общая схема канала для получения антипротонов приведена на рис. 3.5. Канал содержит два комплекса – мишенная станция и охладитель + накопитель антипротонов. Охладитель и накопитель обычно совмещены.



Рис. 3.5

Мишень. Для получения максимального количества антипротонов применяется толстая мишень. В качестве вещества мишени используется вольфрам толщиной $\geq \lambda_{\text{яд}}$.

Фокусирующее устройство. Рожденный на мишени расходящийся поток \bar{p} собирается с помощью ФУ-фокусирующего устройства. Так как \bar{p} рождаются в сравнительно большом телесном угле – $\Delta\Omega$ десятки мрад, а обычная квадрупольная линза имеет апертуру, измеряемую микростерадианами, для минимизации потерь \bar{p} использовалась специальная МЛ "горн", разработанная в свое время для нейтринных каналов. МЛ типа горн представляет собою конусную полую оболочку. Материал оболочки – Al + Mg сплавы. Шины для запитки горна подведены к вершине и основанию конуса, так что электрический ток течет по его образующим. Магнитное поле генерируется током только снаружи конуса, силовые линии поля аксиальносимметричны относительно оси горна. Токи – сотни кА. Работает в импульсном режиме. К недостаткам этой конструкции относится отсутствие поля внутри горна. Если частицы одного электрического заряда, рожденные на мишени под углами большими половины угла раствора конуса 2θ , фокусируются, то противоположного заряда дефокусируются. В тоже время

частицы рожденные под углами $< \theta$ проходят внутри конуса, не фокусируются и по знаку не разделяются. Разработанная несколько лет назад в Новосибирске литиевая МЛ лишена этих недостатков и по своим характеристикам близка к "идеальной". В основе литиевой МЛ использована идея конструкции мюонной МЛ, разработанной в свое время В.Титовым (НИИФА, Петербург) для эксперимента на У-70 с участием мюонов. Линза представляет собой сплошной цилиндр из электропроводящего материала (у мюонной из Fe, у литиевой из Li). Ось цилиндра располагается по оси пучка. К торцам цилиндра припаиваются шины к которым подводится напряжение, постоянное для мюонной и импульсное для литиевой линзы). При плотности тока j по сечению цилиндра напряженность поля $B(r)$ на радиусе r внутри цилиндра равно

$$B(r) \approx \mu \frac{j \cdot \pi \cdot r^2}{r} = \mu \cdot j \cdot \pi \cdot r,$$

где μ – магнитная проницаемость материала МЛ: для Li $\mu = 1$, для Fe $\mu \approx 10^3$. Вектор напряженности магнитного поля $B(r)$ направлен по касательной к окружности радиуса r . Достоинства линзы: 1) аксиальная симметрия магнитного поля, 2) эффективная фокусировка частиц – чем под большим углом частица вошла в МЛ тем на больший угол она будет развернута к оси МЛ так как поле B растет с r . Недостатком МЛ является наличие вещества на пути частицы, что несущественно при фокусировке мюонов, но губительно для электронов и адронов: в мюонной Fe-МЛ $X_0 = 1,76$ см, $\lambda_{\text{яд}} \approx 17$ см. Но авторы Li-МЛ первыми обратили внимание на то, что X_0 и $\lambda_{\text{яд}}$ в Li более метра: $X_0 = 155$ см, $\lambda_{\text{яд}} \approx 137$ см, так что можно подобрать толщину линзы с допустимыми потерями \bar{p} , сохранив высокую эффективность ее фокусирующих свойств. В CERN COURIER было сообщено, что ЦЕРН и Батавия (США, беватрон) предполагают заменить горны на Li-МЛ.

Охлаждение и накопление антипротонов

Было предложено два варианта охлаждения пучка \bar{p} .

1. Электронное охлаждение. Предложено Буткером (Новосибирск).

В кольце охлаждения, где циркулирует пучок антипротонов, предусматривается прямолинейный промежуток, в начале которого вводится в пучок, а в конце выводится хорошо сформированный параллельный, т.е. не имеющей P_{\perp} , пучок электронов в направлении движения антипротонов. Сталкиваясь с электронами, \bar{p} теряют свой P_{\perp} . Так как сечение столкновения максимально при их относительной скорости $v_{\text{отн}} \approx 0$, скорость e^- выбирают близкой к скорости \bar{p} . У \bar{p} с $v_{\parallel} \neq v_e$ при столкновениях с e^- $v_{\parallel} \rightarrow v_e$ происходит эффективное охлаждение и монохроматизация пучка антипротонов.

2. Стохастическое охлаждение. Предложено Ван дер Меером (ЦЕРН). Идея состоит в подавлении отклонения пучка от равновесной орбиты и корректировке энергии антипротонов в кольце охлаждения. Для этой цели по кольцу попеременно установлены датчики положения центра тяжести пучка pick-up электроды и исполнительные элементы кикеры – импульсные магниты ("поперечные" кикеры) для подавления бетатронных колебаний относительно равновесной орбиты пучка, и импульсные ВЧ-генераторы ("продольные" кикеры) для монохроматизации пучка по импульсу P_c . Pick-up электрод и соответствующий ему киккер связаны между собой преобразователями сигнала с pick-up в сигнал срабатывания киккера, приводящего к подавлению отклонений параметров пучка – отклонению от равновесной орбиты или величины импульса – от заданных. Киккер располагается ниже по пучку относительно pick-up. Его место определяется временными характеристиками аппаратуры управления: сигнал коррекции должен быть сформирован и подан на киккер к моменту прохождения через него банча частиц. Корректировка отклонения пучка от равновесной орбиты производится по величине и знаку отклонения. После многократных поворотов в сторону равновесной орбиты импульсы частиц выстраиваются вдоль нее. Для корректировки (охлаждения) продольной составляющей импульса необходимо знать ее величину. Для этого используется зависимость между импульсом частицы и частотой ее обращения в охладителе:

$$P_c = 300HR \rightarrow \omega = c/R = 300cH/P_c \rightarrow P_c = 300cH/\omega.$$

По измеренной частоте циркуляции и вычисленной таким образом величине P_c определяется фаза импульсного ВЧ-поля. Она

должна быть такой, чтобы частицы с $P_c > P_{0c}$ замедлялись, а частицы с $P_c < P_{0c}$ ускорялись до заданной величины импульса P_{0c} .

Для уменьшения потерь пучка на начальной стадии его ввода и охлаждения – камера ионопровода имеет большие поперечные размеры. Например, в ЦЕРНе это 70×30 см². Камера разделена на две части – два кольца, разделенные ферритовой перегородкой. В наружном осуществляется охлаждение \bar{p} , после чего открывается окно в ферритовой перегородке и охлажденный сгусток антипротонов переходит во внутреннее, накопительное кольцо. После этого на мишень направляется следующий банч протонов.

Описанный метод очевидно справедлив для охлаждения одной частицы, но совершенно неочевиден для сгустка частиц с разными отклонениями от номинальных. Заслугой Ван дер Меера явилось доказательство сначала расчетное, а затем и экспериментальное того, что по характеристикам центра тяжести сгустка можно успешно охлаждать частицы сгустка. Признанием принципиально важного вклада в разработку $p\bar{p}$ -коллайдеров Ван дер Меера явилось присуждение ему вместе с Руби Нобелевской премии за открытие квантов слабого взаимодействия W^{\pm} - и Z^0 -бозонов.

В настоящее время $p\bar{p}$ -коллайдеры есть в ЦЕРНе и в США (Батавия, ФНАЛ). На обоих используется стохастический метод охлаждения \bar{p} , метод электронного охлаждения предполагается использовать в будущем. Электронное охлаждение сегодня используется для охлаждения пучков экзотических фрагментов ядер, получаемых при ион-ионных столкновениях (Швеция, Упсала).

В заключение приведем некоторые данные о системе охлаждения и накопления в ЦЕРНе (АА-аккумулятор антипротонов). Диаметр кольца 50 м, длина дорожки 155 м, 32 pick-up и 100 кикеров, вакуум 10^{-10} торр, мишень W длиной 110 мм и диаметром 3 мм, пучок протонов на мишени $1 \cdot 10^{13}$ ppp каждые 2,4 с на выходе $< P_c > \bar{p} = 3,5$ ГэВ, $\Delta P/P = 1,1 \cdot 10^{-3}$, за цикл накопления 24 ч охладится $1,6 \cdot 10^{11} \bar{p}$, из них используется $0,6 \cdot 10^{11} \bar{p}$. Время жизни пучка в АА 33 дня!

3.4. $\mu^+ \mu^-$ -коллайдер (проекты)

Интерес к μ -пучкам связан с тем, что существующие e^+ - или e^- -коллайдеры, необходимые для изучения взаимодействий на расстояниях $< 10^{-16}$ см, для чего требуются повысить энергии e^\pm -лептонов до величин порядка ТэВ, исчерпали свои возможности из-за невозместимых потерь электронами энергии на синхротронное излучение – $\Delta E/\text{оборот} \sim (E_e/m_e)^4$.

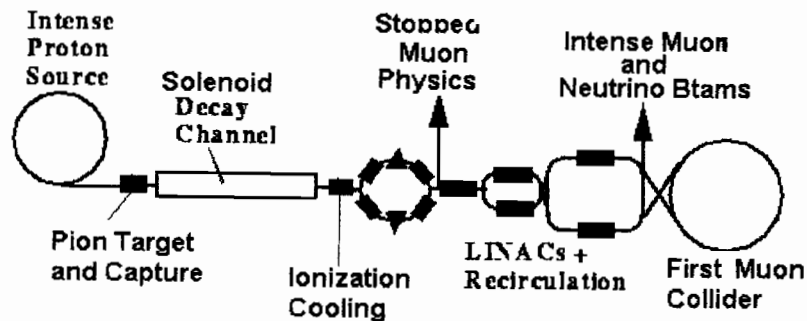


Рис. 3.6

Единственной частицей, по своим взаимодействиям близкой к электрону, но, в отличие от него, имеющей незначительное синхротронное излучение является мюон. Напомним, что мюон – это лептон с массой $m_\mu \approx 210 \cdot m_e$, нестабильная частица с временем жизни в системе координат, где она покоится, равным $\tau_0 = 2,2 \cdot 10^{-6}$ с. При движении в ЛСК это время возрастает в $\gamma = E_\mu/m_\mu$ раз. При $E_\mu \sim 500$ ГэВ $\tau_\mu \approx 0,01$ с. При времени жизни такого порядка можно, имея высокоинтенсивные пучки мюонов, обсуждать реальность постройки $\mu^+ \mu^-$ -коллайдера. В настоящее время для этих целей разрабатываются проекты мюон-нейтринных фабрик. Вариант такой фабрики (США) представлен на рис. 3.6. Он включает в себя коллайдер μ^\pm -мюонов на энергии пучковых мюонов 500 ГэВ $\div 1$ ТэВ. Мюоны получают при распаде налету π -мезонов в распадном канале (на рис. – Decay Channel). При этом полученные таким образом мюоны имеют большой разброс по энергии (порядка $\pm 30\%$ при фиксированной E_π). Для быстрой монохроматизации

мюонов по импульсам предполагается использовать зависимость их потерь энергии dE/dx для импульсов выше 100 ГэВ/с (см. рис. 3.7 [6]). Одновременно проектируется использование сопутствующего рождению мюонов высокоинтенсивного нейтринного пучка.

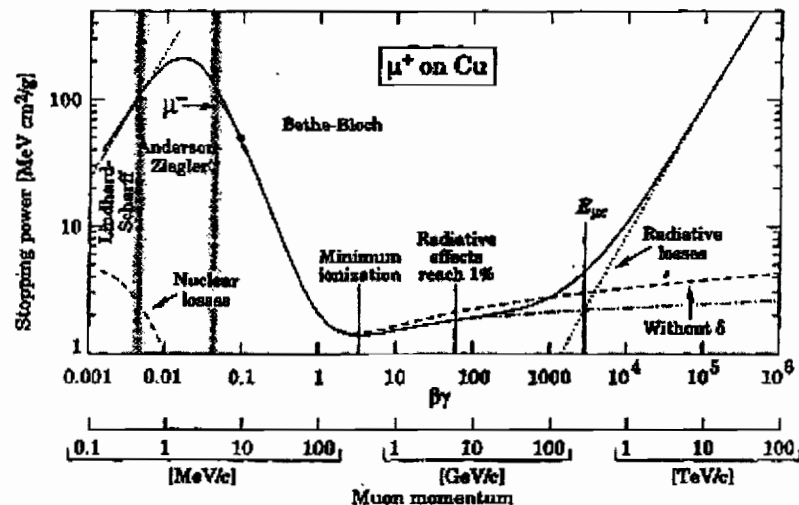


Рис. 3.7

3.5. Специфика экспериментов на встречных пучках

Специфические условия постановки и проведения физических экспериментов на встречных пучках (ВП) обусловлены несколькими причинами.

1. Основные задачи при проведении физических экспериментов на ВП – исследование глубоконеупругих взаимодействий – процессов, сопровождающихся большими передачами импульсов.

2. Кинематика взаимодействий во ВП при $v_{\text{цп}} \approx 0$ приводит к тому, что основная часть вторичных частиц имеет малые P_\perp и поэтому сосредоточена в двух узких конусах, направленных в противоположные от точки взаимодействия стороны – по импульсам пучковых частиц. Поэтому области вне конусов, в которые попадают частицы, родившиеся под большими углами к пучковым с больши-

ми P_{\perp} обогащены продуктами реакций глубоконеупругих взаимодействий. Доля продуктов взаимодействий в этой пространственной области настолько мала, что позволяет применять трековые проволочные камеры сцинтилляционные и черенковские счетчики и даже полупроводниковые детекторы Si-ППД.

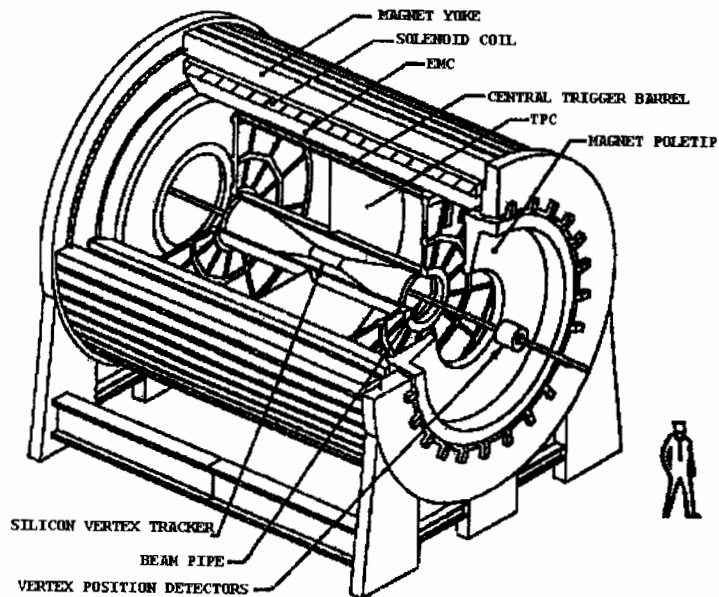


Рис. 3.8

ныс установки на ВП, в отличие от используемых на выведенных пучках, создаются многоцелевыми, способными решать одновременно ряд физических задач. Для этой цели в эксперименте используется мультитриггерная система для идентификации различных процессов. Пример такой установки – установка STAR на RHIC (Брукхавенский коллайдер тяжелых ионов) – приведен на рис. 3.8.

Контрольные вопросы к главе 3

1. Работа с неподвижной мишенью и с встречными пучками. Достоинства и недостатки каждого из вариантов.
2. Частицы, используемые во встречных пучках. Достоинства и недостатки используемых пар частиц – физический аспект.
3. Приведите схемы организации встречных пучков.
4. Пучковые характеристики ускорителей на встречных пучках.
5. Методы получения и накопления позитронов и антипротонов.
6. Оцените величину необходимого вакуума в накопительных кольцах и коллайдерах, исходя из времени, необходимого для проведения физического эксперимента.
7. Оцените толщину неподвижной мишени эквивалентную по числу взаимодействий встречных пучков в единицу времени, полагая, что сечение взаимодействия одинаковы, интенсивности пучков и светимость известны.

3. Для определения знаков электрических зарядов и импульсов частиц с большими P_{\perp} используется магнит, как правило, это соленоид, по оси которого проходит ионопровод. Магнитное поле соленоида параллельно пучковым частицам и мало влияет на их траектории. В то же время частицы с большими P_{\perp} эффективно разворачиваются полем.

4. Получение античастиц, организация пересечения пучков, удержание частиц на заданной траектории внутри ионопровода в течение длительного (многие сутки) времени требует больших и непрерывных финансовых затрат. Поэтому число пересечений ограничивается минимально возможным. Сами же эксперименталь-

В этом разделе приведены краткие характеристики наиболее крупных ускорительных комплексов. В Приложении II приведен список действующих ускорителей в мире.

Комплекс ЦЕРН

ЦЕРН – Европейский институт по исследованиям в области физики высоких энергий. Образован в 1953г.

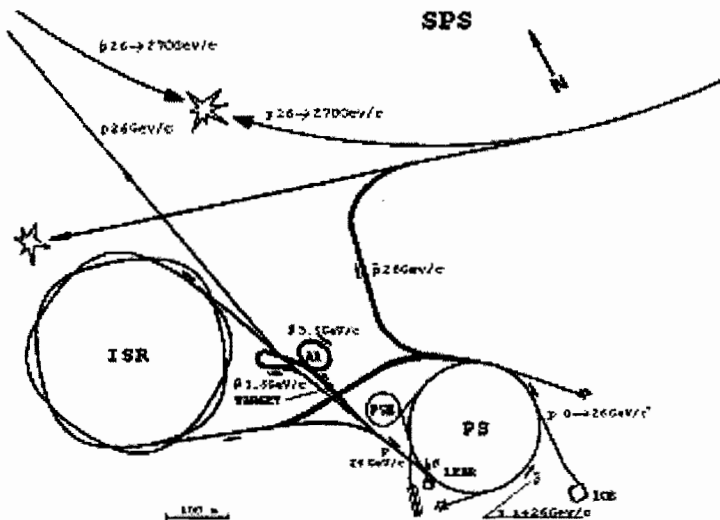


Рис. 4.1

Расположен одновременно на территориях Франции и Швейцарии (50×50 %) вблизи Женевы, как говорят они "in the heart of Europe". Первый ускоритель – синхроциклотрон – вошел в строй в 1957 г. Отличительным и в высшей степени положительным достоинством этого объединения является то, что практически ни один из построенных ускорителей не был со временем списан, а гармонически использовался в качестве бустера для ускорителя следую-

щего поколения. Схема комплекса (без LEP и LHC) приведена на рис. 4.1.

Ниже приведен список основных составляющих ускорительного комплекса ЦЕРН.

1. Кокрофт-Уолтер генератор – 750 кэВ.

2. Линак – $E_p = 50 \text{ МэВ}$, $E_e = 500 \text{ МэВ}$, $E_{\text{ион}} = 4,2 \text{ МэВ/нукл}$ для тяжелых ионов (Pb).

3. PSB – 4-х секционный синхротрон бустер $E_p = 1 \text{ ГэВ}$.

4. PS – синхротрон $E_p = 26 \div 31 \text{ ГэВ}$.

5. TARGET – мишенная станция для получения антипротонов. Схема станции представлена на рис. 4.2. На рисунке W – толстая ($\geq \lambda_{\text{яд}}$) вольфрамовая мишень.



Рис. 4.2

6. AA аккумулятор \bar{p} представляет собой кольцевой магнит с постоянным во времени магнитным полем. Диаметр кольца 50 м, длина дорожки 155 м; Время жизни в AA $t = 33 \text{ дня}$. На рис. 4.3 представлено схематическое изображение камеры AA в поперечном разрезе. Характеристики AA были приведены в предыдущем разделе.



Рис. 4.3

7. LEAR – Low Energy Antiproton Ring – накопительное кольцо для экспериментов с антипротонами малых энергий и на сегодня представляет уникальную возможность для проведения фундаментальных исследований с участием \bar{p} .

8. ISR – Intersection Storage Rings (от 26×26 ГэВ² до 31×31 ГэВ²).

Два вложенных друг в друга кольца для pp -столкновений, $\varnothing 300$ м, 8 пересечений. На сегодня эксперименты на них считаются законченными и ISR законсервированы.

9. SPS – Super Proton Synchrotron. $\varnothing 2,2$ км, $L = 7$ км; $E_p = 450$ ГэВ; $B_{\max} = 18$ кГс; Вакуум 10^{-8} торр; камера эллипсоидального сечения 36×144 мм².

Наряду с ускорением протонов на SPS разработано и успешно применяется оборудование для ускорения тяжелых ионов вплоть до ядер урана с $E = 170$ ГэВ/нукл. Была проведена серия экспериментов на ядерной фотоэмульсии и пластических сцинтилляторах. Было показано, что эта методика позволяет работать с большим (~ 100) числом вторичных частиц на одно взаимодействие.

10. PAC – Proton Antiproton Collider (1981+1990г.). До 315×315 ГэВ². Энергия меньше, чем на SPS, так как $B = \text{const} < B_{\max}$ из-за ограничений по охлаждению и питанию магнитных элементов. При работе в режиме коллайдера из PS в SPS вводятся последовательно 3 банча протонов и 3 банча антипротонов. Время жизни пучков $T_{\text{пуч.}} = 15$ ч. Интервал времени между столкновениями $T_{\text{ст.}} = 3,8$ мкс. Светимость/день = $6[1/\text{нб}] = 6 \cdot 10^{33}$ $1/\text{с} \cdot \text{см}^2$.

11. LEP – Large Electron-Positron ring (1989+2000г.). Туннель 27 км, $\varnothing 9,5$ км, (орбита $\varnothing = 8,5$ км), на глубине $80 \div 150$ м. $E = 101 \times 101$ ГэВ² ($E_{\max} = 105$ ГэВ), $L \approx 2 \cdot 10^{31}$, $T_{\text{пуч.}} = 20$ ч, $T_{\text{ст.}} = 22$ мкс. Имеет 16 ускоряющих станций, $v = 352,2$ МГц, $U_{\text{ген.}} = 360$ МВ (Мощность порядка 15 МВт). Сверхпроводящие резонаторы. $\Delta E/E$ пучков 0.1%. Потери на синхротронное излучение 260 МэВ на 1 оборот.

Магнитные системы: МВ примерно 400 шт, $B = 0,135$ Тл = $1,35$ кГс; МЛ – квадрупольные 800 шт + 8 сверхпроводящих.

Число банчей 4, в банче $4,2 \cdot 10^{11}$ частиц, длина банча 18 мм, частота циркуляции банча в кольце $f = 10^4/\text{с}$. Время жизни пучков 5ч. 4- области взаимодействия, длина области $\pm 3,5$ м.

Камера ускорителя. В среднем 70×130 мм², материал – сплавы Al + Mg + Si, нержавеющей. Вакуум – $3 \cdot 10^{-9}$ торр.

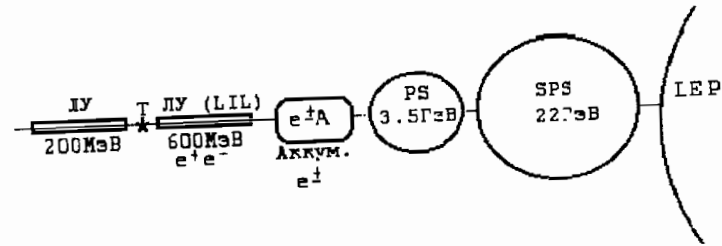


Рис. 4.4

Схема ускорения LEP приведена на рис. 4.4.

Здесь Т – мишень для получения позитронов.

12. LHC – Large Hadron Collider. $E_p = 7 \times 7$ ТэВ². Монтрирован в кольце LEP с использованием магнитных элементов на сверхпроводниках. Имеет вдвоенный ионопровод для работ в режимах pp - и ион-ион- коллайдеров. Параметры для pp -варианта: $E_p = 7$ ТэВ, E_p (инжек) = 450 ГэВ, магниты – 1232 шт. – В (7 ТэВ) = 8,33 Тл ($I = 11796$ А). Свободное место для детекторов ± 23 м. Расчетная светимость до $L = 1,7 \cdot 10^{34}/\text{см}^2\text{с}$, длина банча 7,48 м в пространстве и 28,95 нс во времени, поперечный размер пучков 3,75 μ , время жизни 10 ч, $T_{\text{ст.}} = 0,0025$ мкс. При таких энергиях потери энергии на синхротронное излучение протонов составляет 7 КэВ/оборот. Для второго варианта в качестве ядер проектируется использовать Рb×Рb. Энергия в СЦМ 1148 ТэВ (2,76 Т/у). $L = 2 \cdot 10^{27}/\text{см}^2\text{с}$. $T_{\text{пуч.}} = 6,7$ ч, $T_{\text{ст.}} = 0,125$ мкс. Физический пуск LHC планируется на 2008 г.

После остановки строительства SSC в США, это единственный ускоритель на сверхвысокие энергии в мире, строительство которого будет доведено до конца. В этом еще раз проявляется жизнеспособность принципов, заложенных при организации ЦЕРНа.

13. Европейская Адронная Фабрика (ЕНФ). Предназначалась для "тонких" изучений взаимодействий π , K , \bar{p} и гиперонов. Проект разработан в ~1986–1987 гг., а может быть и раньше. Не менее двух раз менялось место строительства. В конце концов предпочтение было отдано LEP и LHC и проект ЕНФ пока (?) законсервирован. По проекту в ЕНФ входит линейка ускорителей, которая должна обеспечить $I_p \approx 100$ $\mu\text{А}$ ($\sim 6 \cdot 10^{14}$ р/с): [ЛУ на 1,2 ГэВ] \rightarrow

[синхротрон 9 ГэВ, 25 Гц + аккумулятор + экспериментальный зал для работ с быстрым выводом] → [синхротрон 30 ГэВ, 12 Гц + совмещенный с ним дебанчиروщик (stretcher) пучка + экспериментальный зал для работ с непрерывными (дебанчируемыми) пучками].

США

Наиболее крупные ускорители и комплексы США:

Теватрон, Батавия, Илинойс, Лаборатория им. Э. Ферми, 60 км к западу от Чикаго, 1985 г. Общая схема комплекса представлена на рис. 4.5.

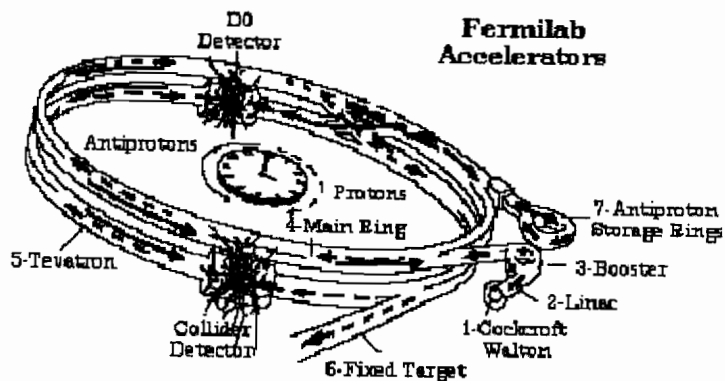


Рис. 4.5

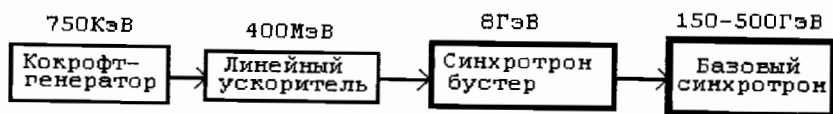


Рис. 4.6

Схема ускорения протонов представлена на рис. 4.6.

ЛУ на бегущей волне, $L = 145$ м. Синхротрон-бустер: $\varnothing 150$ м; частота циклов 15 Гц; 100 МВ+МЛ; Прирост энергии $\Delta E/\text{оборот} = 400$ КэВ.

БСТ и теватрон размещены в общем туннеле на глубине 5 м (верхняя точка туннеля). Радиус БСТ $R = 1$ км; $L = 6,3$ км; 25 % ор-

биты прямолинейные промежутки для ВЧ-станций, вакуумных постов и ввода-вывода пучков. Длина большого промежутка 51,5 м, среднего – 15 м. Прирост энергии $\Delta E/\text{оборот} = 2$ МэВ (400 ГэВ за $2 \cdot 10^5$ оборотов пучка).

Магнитные элементы: поворотные магниты (МВ) – $L = 6,5$ м, $h = 30$ см, $w = 80$ см, 774 шт, 11 т каждый; линзы (МЛ): квадруполь, $L = 2,3$ м, 180 шт, 5 т. каждая. Магнитные элементы объединены в секции длиной 59,5 м по схеме МЛ-МВ-МВ-МВ-МВ-МЛ-МВ-МВ-МВ-МВ-МЛ. Питание от сети через управляемые селеновые выпрямители.

Интенсивность протонного пучка $I_p = 3 \cdot 10^{13}$ ppp. Камера ускорителя разная по кольцу – 100×50 мм² и 125×38 мм².

ТЕВАТРОН Первый ускоритель на сверхпроводящих магнитных элементах, $B = 4,4$ Тл. Длина 6,28 км, $E_p = 800$ ГэВ, в настоящее время 1 ТэВ. Бустером служит БСТ с энергией инжекции в теватрон $E_p = 150$ ГэВ и $I_p = 1,5 \cdot 10^{13}$ ppp. Теватрон предназначен как для проведения экспериментов в обычном импульсном режиме с неподвижными мишенями на выведенном р-пучке (ТЕВАТРОН II), так и в режиме \bar{p} -коллайдера (ТЕВАТРОН I).

ТЕВАТРОН II. Временной режим работы ТЕВАТРОН II: нарастание магнитного поля 15 с, стол 10 с, длительность цикла 57 с.

Для физических экспериментов предусмотрены 4 зоны:

- нейтринный зал с водородной 75 см пузырьковой камерой;
- мезонный зал с шестью каналами: адроны, электроны, мюоны, γ -кванты;
- протонный зал.

ТЕВАТРОН I. Параметры $\bar{p}p$ коллайдера: 1985г 900×900 ГэВ²; с 1987 г. 1×1 ТэВ². Время жизни $\bar{p}p$ пучков $T = 7 \div 30$ ч, $T_{ст.} = 3,5$ мкс, $L = 2 \cdot 10^{32}$ 1/см²с. Антипротоны получают при $p + Ni$ взаимодействии при $E_p = 120$ ГэВ. $\langle E \rangle_{\bar{p}} = 8$ ГэВ, $N = 4 \cdot 10^{10}$ \bar{p} /час. Охлаждение – стохастическое. Станция получения \bar{p} и системы охлаждения аналогичны ЦЕРН.

2. Строился SSC суперколлайдер на 20×20 ТэВ². Запуск планировался на 1996 г. В 1995 г. строительство остановлено. Длина до-

рожки 83,631 км, 10^4 с/п магнитов в туннеле $\varnothing 3$ м, $B = 66,1$ Кгс, пучок $\varnothing 4,8 \pm 22$ мкм, $T = 24$ ч, $L = 10^{33}$ 1/см²с.

3. SLC – Стенфордский линейный e^+e^- колайдер. 1989–1998 г. Схема SLC приведена на рис. 3.3. $E = 50$ ГэВ, $L = 6 \cdot 10^{30}$ 1/см²с, $T_{ст.} = 8,3$ мс. Имеет одно пересечение. Сечение пучка в точке встречи 1 мкм. Частота циклов 360 Гц. Длительность банча 1,6 мкс. ВЧ-частота 2856 МГц. Пиковая мощность $W = 7300$ МВт, $\langle W \rangle = 7$ МВт.

4. AGS – Alternating Gradient Synchrotron – сильнофокусирующий синхротрон с изменяющимся градиентом. Ускоряет протоны ($E_p = 250$ ГэВ и ионы (до Au Au, $E = 100$ ГэВ/и)). В настоящее время на его основе построен колайдер на с/п магнитных элементах – RHIC (Relativistic Heavy-Ion Collider) по схеме перескакивающих колец $\varnothing \approx 1,5$ км (см. рис. 4.1, б) со светимостью $L \approx 2 \cdot 10^{26}$ 1/см²с на Au Au-пучках и $L = 10^{31}$ 1/см²с на pp -пучках. При работе с пучками Au Au энергия ускоренного иона составляет $\approx 39,4$ ТэВ. Имеется поляризатор протонов, состоящий из набора RF-магнитных диполей, установленных в накопительном кольце. Достигнутая степень поляризации протонов близка к 100 %.

Кроме перечисленных, в США имеются следующие ускорительные комплексы (из наиболее значимых)

SLAC- e^- ЛУ, $E=32$ ГэВ;

SLC (SLAC) e^\pm , 50×50 ГэВ²;

SPEAR (там же) e^\pm 4×4 ГэВ², 234 м;

PEP (там же) e^\pm 18×18 ГэВ², $L = (5 + 6)10^{31}$;

CESR (Корнельский ун-т) 6×6 ГэВ², $L \approx 10^{33}$ (1979 г.);

ИТАКА (Нью-Йорк) ES- e^- -синхротрон, 12 ГэВ;

СЕВАФ 1,2,4 ГэВ, e^- , (см. рис. 2.5).

ФРГ

I. Основные ускорители расположены в районе Гамбурга. До проекта **HERA** это были электронные ускорители **DESY** – Deutsche Elektron Synchrotron.

DESY I: 1964 г., 7,5 ГэВ, e^- , $I_e = 5 \cdot 10^{11}$, орбита 300 м. В настоящее время на его месте установлен p -синхротрон **DESY III**.

DESY II: 5, 6,7 ГэВ e^\pm .

Для получения высокоинтенсивных пучков e^+ построены два ЛУ: **LINAC I** $E = 220$ МэВ, **LINAC II** $E = 450$ МэВ и **PIA**- e^+ -аккумулятор, обеспечивающие I_{e^+} до 14 мА (10^{17} e^+ /сек!).

КОЛЛАЙДЕРЫ:

DORIS e^\pm 1974 г. – 5×5 ГэВ², 1985 г. – 6×6 ГэВ², $B = 1,5$ Тл, T до 1,5 час, $L = 10^{31}$ 1/см²·с, два пересечения, орбита 288 м.

PETRA (positron elektron ring accelerator). Схема комплекса представлена на рис. 4.9.

1978 г. 19×19 ГэВ², $L = 1,6 \cdot 10^{31}$ 1/см²с, орбита 2,3 км.

1980 г. $22,5 \times 22,5$ ГэВ² $L = 1 \cdot 10^{30}$ 1/см²с, в дальнейшем E_e поднята до 30 ГэВ. **PETRA** служит инжектором для комплекса **HERA**.

Работа PETRA

1 этап: накопление в **DESY** ускоренных в **DORIS** e^\pm до 2,2 ГэВ.

2 этап: возврат e^\pm в **DESY**, ускорение одновременно до 7 ГэВ.

3 этап: Ускорение в **PETRA** до энергий 22,5+30 ГэВ. $L = 2 \cdot 10^{31}$ 1/см²с, $T_{пуч.} = 10$ ч. Для ускорения до указанных энергий число резонаторов удвоили (112 шт.) Частота ВЧ-генераторов 500 МГц.

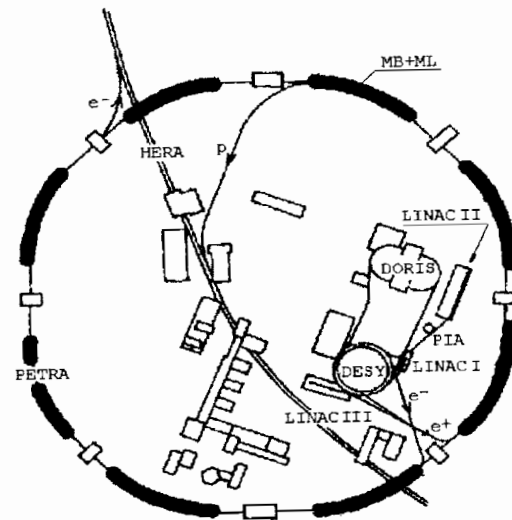


Рис. 4.7

Источники синхротронного излучения

Таблица III

Storage Ring Synchrotron Radiation Sources both Planned and Operating (October 1999)

LOCATION	RING (INST.)	ENERGY (GeV)
AUSTRALIA	Boomerang	3
BRAZIL		
Cannpmas	LNLS-1	1,35
	LNLS-2	2
CANADA		
Saskatoon	CLS (Canadian Light Source)	2,5-2,9
CHINA (PRC)		
Beijing	BEPC (Inst. High En. Phys.)	1,5-2,8
	BLS (Inst. High En. Phys.)	2,2-2,5
Hefei	NSRL (Univ.Sci.Tech.of China)	0,8
Shanghai	SSRF (Inst. Nucl. Res.)	3,5
DENMARK		
Aarhus	ASTRID (ISA)	0,6
	ASTRID II (ISA)	1,4
ENGLAND		
Daresbury	SRS(Daresbury)	2
	DIAMOND (Daresbury/Appleton)	3,0
LOKATION	RING (INST.)	
	INBAD (Daresbury)	0,6
FRANCE		
Grenoble	ESRF	6
Orsay	DCI (LURE)	1,8
	SuperACO (LURE)	0,8
	SOLEIL	2,5-2,75

HERA 1992 г., ре-коллайдер. Орбита 6,3 км, $E_p = 820$ ГэВ, $E_e = 30$ ГэВ, $S^{1/2} \approx 330$ ГэВ. В общем туннеле располагаются два синхротрона PS-с/п, под ним ES-теплый; $L = 1,6 \cdot 10^{31}$ 1/см²с, $T_{луч.} = 10$ ч, $T_{ст.} = 0,096$ мкс.

Ускорение протонов:

LINAC III(ускоряет H) → DESY III → PETRA(40ГэВ) → PSУскорение e[±]:LINAC I [220 МэВ] → LINAC II [450 МэВ] (с e⁺-накопителем PIA) → DESY II [5-7 ГэВ] → PETRA → ES

II. GSI – ускоритель ионов, Дармштадт. Схема ускорителя приведена на рис. 4.8. На рисунке:

UNILAC – универсальный линейный ускоритель Видерое-Альвареца, E до 30 МэВ/N (N- на один нуклон ядра);

SIS – синхротрон, E_p = 4 ГэВ; U – 1,1 ГэВ/N; для легких ядер 2 ГэВ/N;

FRS – сепаратор фрагментов ядер, образующихся при взаимодействии пучковых частиц с мишенью;

ESR – накопитель экзотических фрагментов. Накопленные фрагменты могут быть направлены либо в экспериментальный зал, либо возвращены в SIS для ускорения.

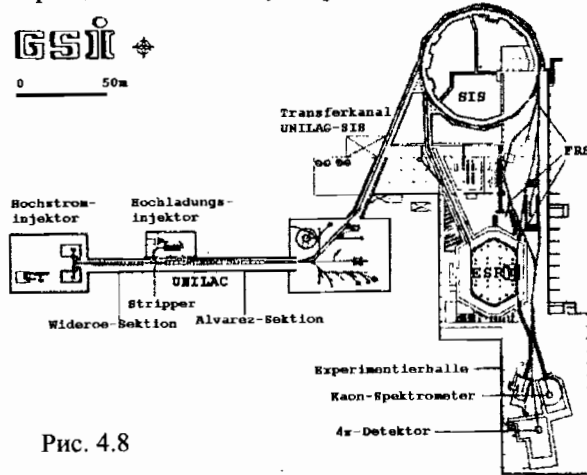


Рис. 4.8

Контрольные вопросы к главе 4

Перечислите основные составляющие ускорительных комплексов ЦЕРНа, США, ФРГ.

LOCATION	RING (INST.)	ENERGY (GeV)
GERMANY		
Berlin	BESSY I	0,8
	BESSY II	1,7-1,9
Bonn	ELSA (Bonn Univ.)	1,5-3,5
Dortmund	DELTA (Dortmund Univ.)	1,5
LOCATION	RING (INST.)	ENERGY GeV
Hamburg	DORIS III (HASYLAB/DESY)	4,5-5,3
	PETRA II (HASYLAB/DESY)	7-14
Karlsruhe	ANKA (FZK)	2,5
INDIA		
Indore	INDUS-I (Ctr. Adv. Tech.)	0,45
	INDUS-II (Ctr. Adv. Tech.)	2,5
ITALY		
Frascati	DAONE	0,51
Trieste	ELETTRA (Synch. Trieste)	1,5-2
JAPAN		
Hiroshima	HISOR (Hiroshima Univ.)	0,7
Ichihara	Nano-hana (Japan SOR Inc.)	1,5-2
Kashiwa	VSX(Univ.ofTokyo-ISSP)	2-2,5
Kusatsu	AURORA (Ritsumaiken Univ.)	0,6
Kyoto	KSR (Kyoto University)	0,3
Nishi Harima	SPring-8 (JASRI)	8
	Subaru (Himeji Inst.Tech.)	1-1,5
Okasaki	UVSOR (Inst. Mol. Science)	0,75
	UVSOR-II(Inst. Mol. Science)	1,0
Sendai	TLS (Tohoku Univ.)	1,5
Tsukuba	TERAS (ElectroTech. Lab.)	0,8

LOCATION	RING (INST.)	ENERGY (GeV)
	NIJI II (ElectroTech. Lab.)	0,6
	NIJI IV (ElectroTech. Lab.)	0,5
	Photon Factory (KEK)	2,5-3
	Accumulator Ring (KEK)	6
KOREA		
Pohang	Pohang Light Source	2
Seoul	CESS (Seoul Nat. Univ.)	0,1
MIDDLE EAST	SESAME	1
RUSSIA		
Moscow	Sterea 1 (Kurchatov Inst) Siberia 11 (Kurchatov Inst)	0,45 2,5
Dubna	D&SY (JINR)	0,6-1,2
Novosibirsk	WP-2M (BINP)	0,7
LOCATION	RING (INCST.)	Enrgy GEV
	WP-3 (BINP)	2,2
	VBfM (BINP)	5-7
	Stoia-SM (BINP)	0,8
Zelenograd	7NK (F.V. Lukin Inst.)	1,2-1,6
SINGAPORE	Hefos2 (Univ. of Singapore)	0,7
SPAIN		
Barcelona	Catalonia SR Lab	2,5-3

Ring Synchrotron Radiation Sources

LOCATION	RING (INCST.)	ENERGY GEV)
SWEDEN		
Lund	MAX 1 (Univ. of Lund)	0,55
	MAX 11 (Univ. of Lund)	1,5
	New Ring (Univ. of Lund)	0,7
SWITZERLAND		
Villigen	SLS (Paul Scherrer Inst.)	2,4
TAIWAN (ROC)		
Hsinchu	SRRC (Synch.Rad.Res.Ctr.)	1,3-1,5
THAILAND		
Nakhon Ratchasima	SIAM(Suranaree Univ of Tech)	1,0
UKRAINE		
Kharkov	Pulse Stretcher/Synch. Rad.	0,75-2
Kiev	ISI-800 (UNSC)	0,7-1,0
USA		
ArgonneJL	APS (Argonne Nat. Lab.)	7
Baton Rouge.LA	CAMD (Louisiana State Univ)	1,4
Berkeley,CA	ALS (Lawrence Berkeley Lab.)	1,5-1,9
Durham,NC	FELL (Duke University)	1-1,3
Gaithersburg.MD	SURF III (NIST)	0,4
Ithaca,NY	CESR (CHESS/Cornell Univ.)	5,5
Raleigh,NC	NC STAR (N.Carolina State U)	2,5
Stanford.CA	SPEAR2 (SSRL/SLAC)	3
	SPEARS (SSRL/SLAC)	3
Stoughton.WI	Aladdin (Synch. Rad. Center)	0,8-1
Upton.NY	NLSL 1 (Brookhaven Nat.Lab.)	0,80
	NLSL 11 (Brookhaven Nat.Lab.)	2,5-2,8

ELSA – Elektronen Stretcher Anlage, Physikalisches Institut, Universität Bonn
Particle Accelerators Around the World

Please visit also the WWW Virtual library of Beam Physics and Accelerator Technology, the Division of Physics of Beams of the American Physical Society, and the Los Alamos Accelerator Code Group.

Sorted by Location

Europe

- AGOR** Accélérateur Groningen-ORSay, KVI Groningen, Netherlands
- ALBA** Synchrotron Light Facility (*under construction*), Barcelona, Spain
- ANKA** Ångströmquelle Karlsruhe, Karlsruhe, Germany (Forschungsgruppe Synchrotronstrahlung (FGS))
- ASTRID** Aarhus Storage Ring in Denmark, ISA, Aarhus, Denmark
- BESSY** Berliner Elektronenspeicherring-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung, Germany
- CERI** Centre d'Etudes et de Recherches par Irradiation C.N.R.S, Orléans, France
- CERN** Centre Européen de Recherche Nucleaire, Geneva, Suisse (LHC, PS-Division, SL-Division)
- COSY** Cooler Synchrotron, IKP, FZ Jülich, Germany (COSY Status)
- CYCLONE** Cyclotron of Louvain la Neuve, Louvain-la-Neuve, Belgium
- DELTA** Dortmund Electron Test Accelerator, U of Dortmund, Germany (DELTA Status)

Europe

DESY	Deutsches Elektronen Synchrotron, Hamburg, Germany (HERA, PETRA and DORIS status, TESLA)
ELBE	ELECTRON source with high Brilliance and low Emittance, Forschungszentrum Dresden – Rossendorf e.V. (FZD), Germany
ELETTRA	Trieste, Italy
ELSA	Electron Stretcher Accelerator, Bonn University, Germany (ELSA status)
ESRF	European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France (ESRF status)
GANIL	Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, Caen, France
GSI	Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany
HISKP	Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Bonn, Germany (Isochron Cyclotron)
IHEP	Institute for High Energy Physics, Protvino, Moscow region, Russian Federation
INFN	Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Italy, LNF – Laboratori Nazionali di Frascati (DAFNE, DAFNE beam test facility) LNL – Laboratori Nazionali di Legnaro (Tandem, CN Van de Graaff, AN 2000 Van de Graaff), LNS – Laboratori Nazionali del Sud, Catania, (Superconducting Cyclotron)
ISIS	Rutherford Appleton Laboratory, Oxford, U.K. (ISIS Status)
ISL	IonenstrahlLabor am HMI, Berlin, Germany
JINR	Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russian Federation (U-400, U-400M, LHE Synchrotron / Nuclotron)

Europe

JYFL	Jyväskylän Yliopiston Fysiikan Laitos, Jyväskylä, Finland
MLL	Maier-Leibnitz-Laboratorium: Accelerator of LMU and TU Muenchen, Munich, Germany
MAMI	Mainzer Microtron, Mainz U, Germany
MAX-Lab	Lund University, Sweden
MPI-HD	Max Planck Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany
MSL	Manne Siegbahn Laboratory, Stockholm, Sweden (CRYRING)
RUBION	Zentrale Einrichtung für Ionenstrahlen und Radionuklide, Universität Bochum, Germany
SLS	Paul Scherrer Institut PSI, Villigen, Switzerland
SRS	Synchrotron Radiation Source, Daresbury Laboratory, Daresbury, U.K. (SRS Status)
TSL	The Svedberg Laboratory, Uppsala University, Sweden

North America

88" Cycl.	88-Inch Cyclotron, Lawrence Berkeley Laboratory (LBL), Berkeley, CA
ALS	Advanced Light Source, Lawrence Berkeley Laboratory (LBL), Berkeley, CA (ALS Status)
ANL	Argonne National Laboratory, Chicago, IL (Advanced Photon Source APS [status], Intense Pulsed Neutron Source IPNS, Argonne Tandem Linac Accelerator System ATLAS)
BNL	Brookhaven National Laboratory, Upton, NY (AGS, ATF, NSLS, RHIC)
CAMD	Center for Advanced Microstructures and Devices
CESR	Cornell Electron-positron Storage Ring, Cornell University, Ithaca, NY (CESR Status)

North America

CHESS	Cornell High Energy Synchrotron Source, Cornell University, Ithaca, NY
CLS	Canadian Light Source, U of Saskatchewan, Saskatoon, Canada
CNL	Crocker Nuclear Laboratory, University of California Davis, CA
FNAL	Fermi National Accelerator Laboratory , Batavia, IL (Tevatron)
IAC	Idaho accelerator center, Pocatello, Idaho
ININ	National Institute for Nuclear Research, Mexico
IUCF	Indiana University Cyclotron Facility, Bloomington, Indiana
JLab	aka TJNAF, Thomas Jefferson National Accelerator Facility (formerly known as CEBAF), Newport News, VA
LAC	Louisiana Accelerator Center, U of Louisiana at Lafayette, Louisiana
LANL	Los Alamos National Laboratory
MIBL	Michigan Ion Beam Laboratory, University of Michigan
NSCL	National Superconducting Cyclotron Laboratory, Michigan State University
ORNL	Oak Ridge National Laboratory Oak Ridge, Tennessee
PBPL	Particle Beam Physics Lab (Neptune-Laboratory, PEGASUS – Photoelectron Generated Amplified Spontaneous Radiation Source)
SLAC	Stanford Linear Accelerator Center, (SLC – SLAC Linear electron positron Collider, SSRL – Stanford Synchrotron Radiation Laboratory)
SNS	Spallation Neutron Source, Oak Ridge, Tennessee
SRC	Synchrotron Radiation Center, U of Wisconsin – Madison

SURF III	Synchrotron Ultraviolet Radiation Facility, National Institute of Standards and Technology (NIST), Gaithersburg, Maryland
TRIUMF	Canada's National Laboratory for Particle and Nuclear Physics, Vancouver, BC (Canada)
UNAM	Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico

South America

LNLS	Laboratorio Nacional de Luz Sincrotron, Campinas SP, Brazil
TANDAR	Tandem Accelerator, Buenos Aires, Argentina

Asia

BEPC	Beijing Electron-Positron Collider, Beijing, China
HLS	Hefei Light Source, Univ. of Science & Technology of China, Hefei city, China
INDUS	Centre for Advanced Technology CAT, INDORE, India
KEK	National Laboratory for High Energy Physics ("Koh-Ene-Ken"), Tsukuba, Japan (KEK-B, PF,)
NSC	Nuclear Science Centre, New Delhi, India (15 UD Pelletron Accelerator)
PLS	Pohang Light Source, Pohang, Korea
RIKEN	Institute of Physical and Chemical Research ("Rikagaku Kenkyusho"), Hirosawa, Wako, Japan
SESAME	Synchrotron-light for Experimental Science and Applications in the Middle East, Jordan (under construction)
1	2
SPring-8	Super Photon ring – 8 GeV, Japan
SRRC	Synchrotron Radiation Research Center, Hsinchu, Taiwan (SRRC Status)
VECC	Variable Energy Cyclotron, Calcutta, India

Africa

NAC National Accelerator Centre, Cape Town, South Africa

Australia

Australian Synchrotron Melbourne, Victoria, Australia

Sorted by Accelerator Type

Electrons

Stretcher Ring/Continuous Beam facilities

ELSA (Bonn U), JLab, MAMI (Mainz U), MAX-Lab, SLAC

Synchrotron Light Sources

ALBA, ANKA (FZK), ALS (LBL), APS (ANL), ASTRID (ISA), Australian Synchrotron, BESSY, CAMD (LSU), CHESS (Cornell Wilson Lab), CLS (U of Saskatchewan), DELTA (U of Dortmund), ELBE (FZD), Elettra, ELSA (Bonn U), ESRF, HASYLAB (DESY), HLS, INDUS (CAT), MAX-Lab, LNLS, NSLS, PF (KEK), PLS, SESAME, SLS (PSI), SPEAR (SSRL, SLAC), SPring-8, SRC (U of Wisconsin), SRRC, SRS, SURF III (NIST)

Other

IAC, Neptune, PEGASUS UNAM,

Protons

88" Cyclotron (LBL), CERN, CNL (UC DAVIS), COSY (FZ Jülich), IPNS (ANL), ISL (HMI), ININ, ISIS, IUCF, LHC (CERN), NAC, PS (CERN), PSI, RHIC (BNL), SPS (CERN), TRIUMF, TSL
Light and Heavy Ions

88" Cyclotron (LBL), AGOR, ASTRID, CNL (UC DAVIS), (ISA), ATLAS (ANL), CERN, CRYRING (MSL), CYCLONE, GANIL, GSI, HISKP, ININ, ISL (HMI), IUCF, JYFL, LAC, LHC (CERN), LHE Synchrotron / Nuclotron (JINR), LNL (INFN), LNS (INFN), Maier-Leibnitz-Laboratorium, MIBL, MPI-HD, NAC, NSC, ORNL, PSI, RHIC (BNL), RUBION, SBSL, SNS, SPS (CERN), TANDAR, TSL, U-400 / U-400M (JINR), UNAM, VECC

Collider

BEPC, CESR, DAFNE (LNF), HERA (DESY), LHC (CERN), PEP-II (SLAC), SLC (SLAC), KEK-B (KEK), RHIC (BNL), TESLA (DESY), Tevatron (FNAL),

Remark: This is *not* a list of high-energy physics experiments or laboratories, but a list of particle accelerators and accelerator laboratories.

Didn't you find your accelerator facility listed here? Do you have any corrections for this list? Your mail is welcome.

Responsible: F. Frommberger – Last modification 21.04.2008, 13:06 – F. Frommberger

Copyright © 2001 ELSA Uni Bonn

URL: http://www-elsa.physik.uni-bonn.de/Informationen/accelerator_list.html

print date:
14.05.2008,
08:54

Рекомендуемая литература

1. Гольдин Л.Л. Физика ускорителей. М.: Наука, 1983.
2. Лебедев А.Н., Шальнов А.В. Основы физики и техники ускорителей. Т.1. Ускорители заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1981.
3. Synchrotron Radiation News. 2000. Vol. 13. № 2. P. 38.
4. LEP design report. The LEP main Rings. V.2. 1984. P.71.
5. Review of Particle Physics/ Physical Review D. V. 66. *Third Series*, Part 1. 2002. P. 195.
6. Перкинс Д. Введение в физику высоких энергий: М.: Энергоатомиздат, 1991.