

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ТЕХНИЧЕСКОЙ ПОЛИТИКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

**ПРОБЛЕМЫ УСКОРЕНИЯ  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

Международная школа молодых ученых

Дубна, 14–22 сентября 1999 г.

Труды школы

**PROBLEMS OF CHARGE PARTICLE  
ACCELERATION**

International School for Young Scientists

Dubna, September 14–22, 1999

Proceedings of the School

9. D. Mohl, Proc. of CERN Accelerator School, CAS-87, CERN 87-03 (1987).
10. R. Grimm, M. Grieser, A. Gruber et al., Proc. Workshop on Beam Cooling and Related Topics, Montreux, 1993, CERN Geneva (1994) 39.
11. B. Franzke, Proc. of the 3-d European Part. Accel. Conf., Berlin I (1992) 367.
12. H. Eickhoff, K. Beckert, F. Bosh et al., in:[10] 310.
13. Proc. VII ICFA Beam Dynamics Workshop on Beam-Beam Issues for Multibunch High Luminosity Circular Colliders, 1996, Dubna.
14. A.N.Skrinsky, NIM A **391** (1997) 188.

## НАКОПИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ – ИСТОЧНИКИ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Е.Б.Левичев*

Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, 630090, Россия

### 1. Введение

Накопитель заряженных частиц – это циклический ускоритель, в котором пучок циркулирует длительное время (часы и даже сутки), необходимое для проведения экспериментов. Основные физические принципы работы накопителей те же, что и для синхротронов: резонансный тип ускорения с неизменной частотой ускоряющего высокочастотного напряжения и постоянная замкнутая орбита (радиус орбиты в поворотных магнитах  $\rho = const$ ).

Накопители стали развиваться в конце 50-х годов как установки с встречными пучками для экспериментов по физике высоких энергий. В таких установках два пучка противоположно заряженных частиц (например, протоны и антипротоны или электроны и позитроны), циркулируя в постоянном магнитном поле, многократно проходят друг сквозь друга, а результат их столкновений регистрируется детектирующей системой. Понятно, что такие пучки, как мишени, практически прозрачны и скорость полезных событий мала. Этот недостаток компенсируется длительным временем проведения эксперимента.

Для легких частиц (электронов и позитронов) одним из основных явлений, влияющих на движение пучка, является синхротронное излучение (СИ). Поскольку мощность СИ растет как энергия пучка в четвертой степени, вначале это явление рассматривалось скорее как негативное, накладывая серьезные технические требования на систему высокочастотного питания (так, для накопителя электронов с энергией 6 ГэВ требуется сложная высокочастотная ускоряющая система общей мощностью около 3000 кВт). Однако вскоре выяснилось, что из-за ряда уникальных свойств СИ является перспективным исследовательским инструментом в различных областях науки и технологии. Вначале эксперименты с использованием СИ велись в «паразитном» режиме на накопителях со встречными пучками и синхротронах, а затем, когда стало ясно, что такое положение никак не может устроить растущее число научных групп и лабораторий, которые хотели бы работать на СИ, в разных странах начинается разработка и создание специализированных накопительных колец – источников СИ, оптимизированных с одной целью: эффективно обеспечивать большое число пользователей излучением «высокого» качества (что под этим подразумевается будет объяснено ниже).

В лекции рассказывается о физических и технических аспектах разработки и эксплуатации накопителей – источников СИ. Вторая глава посвящена определению и краткому пояснению основных понятий динамики частиц в циклических ускорителях, которые понадобятся ниже. Причем речь пойдет о явлениях, общих для всех ускорителей такого класса (синхротронах, коллайдерах и

т. п.). В третьей главе рассказывается о специфических физических проблемах, с которыми приходится сталкиваться разработчикам накопителей – источников СИ, а также о способах их решений. В четвертой главе описываются особенности технической реализации источников СИ и различных систем накопительных колец. И, наконец, пятая глава рассказывает о путях и истории развития источников СИ, современном состоянии, перспективах и возможных направлениях совершенствования этих установок.

## 2. Введение в физику накопителей

Цель этой главы – дать основные понятия физики циклических ускорителей. Небольшой объем, естественно, не позволяет претендовать ни на полноту, ни на строгость изложения. Скорее, речь идет о кратком описании и пояснении процессов и явлений, определяющих работу накопителей – источников СИ, а также терминов, которые используются в основной части лекции. Существует большое количество литературы по этим общим вопросам физики циклических ускорителей, например, [1-4].

### 2.1. Бетатронные колебания

Движение частиц в накопителе рассматривают относительно некоторой замкнутой кривой, которая называется *орбитой*. Мы будем считать, что орбита лежит в горизонтальной (*медианной*) плоскости. К центру пучка, движущегося по орбите со скоростью, близкой к скорости света, привязана система координат  $(x, z, s)$ , которая также движется со средней скоростью пучка (рис. 2.1.1).

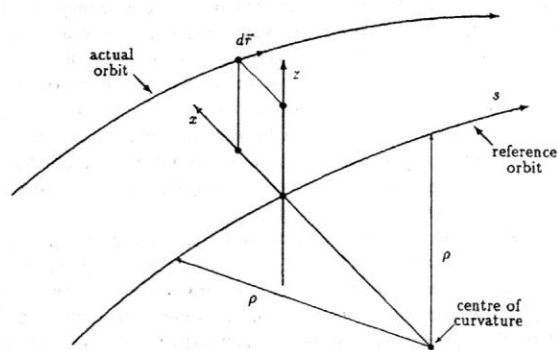


Рис. 2.1.1. Сопровождающая система координат

Такая с.к. называется *сопровождающей* и является криволинейной, поскольку положение осей зависит от локальной кривизны орбиты.

В простейшем случае, когда магнитное поле в окрестности орбиты представимо линейным приближением:

$$B_z = B_{z0}(s) + G(s)x, \quad B_x = G(s)z, \quad (2.1.1)$$

орбита состоит из дуг окружностей (внутри поворотных магнитов с однородным вертикальным полем  $B_{z0}$ ) и сопряженных с ними отрезков прямых (в прямолинейных промежутках или внутри квадрупольных линз, чей градиент  $G(s) = dB_z(s) / dx|_{x=z=0}$  обеспечивает фокусировку частиц, но не влияет на орбиту). Постоянный радиус орбиты  $\rho$  в однородном вертикальном поле  $B_{z0}(s) = B$  определяется равенством сил Лоренца и центростремительной, что позволяет связать энергию частицы с величинами поля и радиуса соотношением

$$E\beta = pc = eB\rho. \quad (2.1.2)$$

В релятивистском приближении  $\beta \approx 1$  и в оптике циклических ускорителей зачастую принято говорить об энергии частиц в величинах  $B\rho$  (магнитная жесткость), пользуясь для оценок удобным выражением:

$$E [\text{ГэВ}] = 0,3B [\text{Тл}] \rho [\text{м}]. \quad (2.1.3)$$

Например, о накопителе с энергией 1,5 ГэВ можно сказать, что его жесткость 5 Тл·м (тесла-метров).

Требование устойчивости означает, что частица совершает колебательное (финитное) движение около начала координат. Поперечные колебания называются *бетатронными*, а продольные – *синхротронными*.

Уравнения бетатронных колебаний имеют вид

$$z'' + K_z(s)z = 0, \quad (2.1.4)$$

$$x'' + K_x(s)x = \frac{\Delta p}{p_0} h(s), \quad (2.1.5)$$

где  $\Delta p / p_0 = (p - p_0) / p_0$  – относительное отличие полного импульса частицы  $p$  от равновесного  $p_0$ ,  $h(s) = 1 / \rho(s) = B_{z0}(s) / B\rho$  – кривизна орбиты, а коэффициенты фокусировки равны

$$K_z(s) = -k(s) = -\frac{G(s)}{B\rho}, \quad K_x(s) = h^2(s) + k(s). \quad (2.1.6)$$

Отличие в написании уравнений (2.1.4) и (2.1.5) связано с тем, что частицы с одинаковыми начальными условиями  $x(0), x'(0)$ , но с различным отклонением импульса  $\Delta p / p_0$  будут двигаться по различным траекториям из-за наличия участков с ненулевой кривизной  $h$ . Поэтому уравнение для горизонтального движения неоднородно, и его правая часть зависит от импульса частицы. Вводя специальную *дисперсионную функцию*  $\eta(s)$ , можно разделить горизонтальное смещение частицы на две части,

$$x(s) = x_b(s) + x_d(s) = x_b(s) + \frac{\Delta p}{p_0} \eta(s), \quad (2.1.7)$$

где первое слагаемое характеризует «чистое» бетатронное движение, а второе определяет новую замкнутую орбиту, относительно которой колеблется частица с импульсом, отличным от идеального. Подстановка (2.1.7) в (2.1.5) разделяет

два типа движения приводят к уравнению для горизонтальных бетатронных колебаний, аналогичному (2.1.4), и к уравнению на дисперсионную функцию:

$$x'' + K_x(s)x = 0, \quad (2.1.8)$$

$$\eta'' + K_x(s)\eta = h(s), \quad (2.1.9)$$

для краткости в (2.1.8) индекс  $b$  опущен. В принципе, дисперсионная функция может быть найдена аналитически из (2.1.9), хотя чаще для этого используют моделирующие программы.

После разделения переменных для горизонтального движения мы имеем два уравнения (2.1.4) и (2.1.8), которые носят название *уравнений Хилла* и описывают бетатронные колебания частицы в циклическом ускорителе. Эти уравнения имеют один и тот же вид, и отличаются только значением фокусирующих коэффициентов. Особенностью этих коэффициентов является их периодичность, по крайней мере, с периодом  $C$  самого ускорителя:  $K(s) = K(s+C)$ . Если период коэффициентов фокусировки меньше, чем период ускорителя  $K(s) = K(s+C/N)$ , то говорят, что ускоритель состоит из  $N$  ячеек периодичности (или *суперпериодов*).

Решение уравнения Хилла, согласно *теореме Флоке*, может быть записано в виде (для краткости рассматривается только горизонтальное движение)

$$x(s) = \sqrt{\varepsilon_x \beta_x(s)} \cdot \cos(v_x \phi_x(s) + \phi_0), \quad (2.1.10)$$

$$v_x = \frac{1}{2\pi} \int_x^{s+C} \frac{ds}{\beta_x(s)}, \quad (2.1.11)$$

$$\phi_x(s) = \int_0^s \frac{ds}{v_x \beta_x(s)}. \quad (2.1.12)$$

Величина  $v_x$  называется *бетатронным числом* или *бетатронной частотой* (хотя, строго говоря, частота бетатронных колебаний равна  $v_x \omega_0$ , где  $\omega_0$  - частота обращения), а константы  $\varepsilon_x$  и  $\phi_0$  определяются начальными условиями. *Амплитудная функция* бетатронных колебаний (или, просто, *бетатронная функция*)  $\beta_x(s)$  и *фазовая функция*  $\phi_x(s)$  - периодические с периодом фокусирующих коэффициентов. Однако само решение (2.1.10) не является периодической функцией (говорят, что решение *квазипериодическое*), если только бетатронная частота не выражается рациональным числом  $v \neq n/m$ . Такие рациональные значения (и близкие к ним) крайне нежелательны, т.к. они приводят к резонансному воздействию азимутальных гармоник магнитного поля на движение частицы, и могут быть причиной потери частиц.

Из (2.1.10) видно, что, с одной стороны, бетатронная функция вместе с константой  $\varepsilon_x$  задает изменение амплитуды отклонения частицы вдоль орбиты, а с другой - определяет локальную длину волны колебания посредством фазовой функции (2.1.12). Понятие бетатронной функции иллюстрируется на рис.2.1.2, где показана огибающая пучка частиц  $E_x = \pm \sqrt{\varepsilon_x \beta_x}$  и различные траектории, заданные некоторыми начальными условиями.

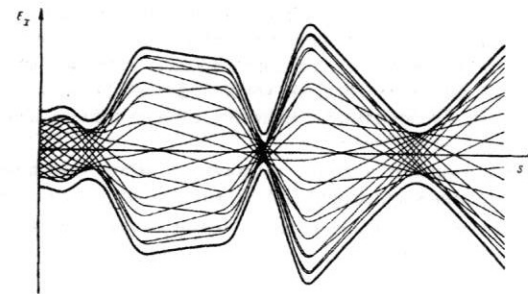


Рис.2.1.2. Бетатронная функция и движение частиц

Бетатронная и дисперсионная функции вместе называются *структурными* функциями и очень важны при проектировании циклического ускорителя. Фактически, разработка магнитной структуры накопителя состоит в поиске такого поведения структурных функций (путем расстановки магнитных элементов и подбора их параметров), которое удовлетворяло бы пожеланиям пользователей и требованиям, следующим из динамики пучка и особенностей технической реализации ускорителя.

## 2.2. Фазовый объем (эмиттанс) электронного пучка

Для изучения динамических систем полезным и удобным является изображение траектории частицы в *фазовом пространстве* с каноническими переменными  $(x, x' = dx/ds, z, z' = dz/ds, s)$ . Если на фиксированном азимуте измерять смещение частицы  $x$  и наклон ее траектории  $x'$  при каждом пролете, то такой набор точек образует на фазовой плоскости эллипс, как это показано на рис.2.2.1.

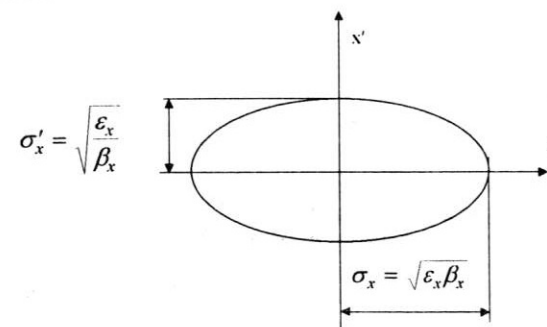


Рис.2.2.1. Фазовая траектория линейного движения

Форма и наклон эллипса зависят от того, где мы измеряем параметры частицы, однако площадь эллипса оказывается инвариантом, аналогичным пол-



ной энергии гармонического осциллятора. Иными словами, фазовый эллипс может поворачиваться при изменении азимута наблюдения, его оси могут менять величину, но так, чтобы площадь не менялась. Этот факт является частным случаем теоремы Лиувилля, согласно которой фазовый объем системы, определяемый начальными условиями, не меняется, если на систему действуют только консервативные силы.

Площадь фазового эллипса выражается через константу  $\varepsilon_x$  решения уравнения бетатронных колебаний (2.1.10) как  $S = \pi\varepsilon_x$ , а сама константа может быть выражена через уравнение эллипса, чьи коэффициенты являются параметрами структуры ускорителя:

$$\varepsilon_x = \gamma(s)x^2 + 2\alpha(s)xx' + \beta(s)x'^2, \quad (2.2.1)$$

$$\alpha(s) = -\frac{1}{2}\beta'(s) = -\frac{1}{2}\frac{d\beta(s)}{ds}, \quad \gamma(s) = \frac{1 + \alpha^2(s)}{\beta(s)}. \quad (2.2.2)$$

В ускорительной физике (2.2.1) называют *инвариантом Куранта-Снайдера*, а  $\varepsilon_x$  – *эммиттансом* (фазовым объемом) пучка частиц. Эта величина определяет площадь фазового эллипса, включающего фазовые траектории некоторого количества частиц пучка. Имея в виду нормальное распределение плотности частиц в пучке, для накопителей электронов и позитронов эммиттансом принято называть площадь, соответствующую амплитуде колебаний частицы, равной одному стандартному отклонению  $\sigma_x(s)$ . Или, учитывая (2.1.10), можно записать, что

$\sigma_x(s) = \sqrt{\varepsilon_x \beta_x(s)}$ . Так же, как размер, можно ввести стандартный угловой разброс электронного пучка  $\sigma_x'(s) = \sqrt{\varepsilon_x / \beta_x(s)}$ . Их произведение дает фазовый объем – эммиттанс:  $\sigma_x(s) \cdot \sigma_x'(s) = \varepsilon_x$ .

Поскольку одной из основных потребительских характеристик накопителя – источника СИ является *яркость* излучения, которая по определению равна плотности потока фотонов в фазовом объеме источника (электронного пучка), то понятно, что уменьшение эммиттанса является одной из главных задач при проектировании источника СИ: чем меньше эммиттанс, тем больше яркость излучения. Характерные величины размеров пучка в накопителе – источнике СИ – доли миллиметра.

Максимально допустимый для данного ускорителя эммиттанс называется *акцептансом*. Ограничения могут быть связаны с геометрическими размерами вакуумной камеры (тогда акцептанс оценивается как  $A_c = [a^2(s) / \beta(s)]_{\min}$ , где  $a$  – половина апертуры камеры) или с динамической апертурой вследствие наличия нелинейных сил, о чем подробнее говорится ниже.

### 2.3. Синхротронные колебания

В электронных и позитронных накопителях часть энергии пучка теряется на синхротронное излучение. За один оборот частица с энергией  $E$ , двигаясь в однородном магнитном поле по окружности радиуса  $\rho$ , теряет

$$U_0 [\text{кэВ}] = \frac{88.5 E^4 [\text{ГэВ}]}{\rho [\text{м}]} \quad (2.3.1)$$

Эта энергия компенсируется при пролете пучком специального устройства – *резонатора*. В резонаторе на оси (рис.2.3.1) создается продольное высокочастотное напряжение вида  $V(t) = V_0 \sin \omega_{RF} t$ , где  $V_0, \omega_{RF}$  – амплитуда и частота ускоряющего напряжения (характерные величины – сотни киловольт и сотни мегагерц). Частота ускоряющего напряжения выбирается кратной частоте обращения некоторой (т.н. *синхронной* или *равновесной*) частицы:  $\omega_{RF} = q\omega_0$ , где  $q$  – коэффициент кратности.



Рис.2.3.1. Ускорение частиц высокочастотным напряжением

Если синхронная частица пролетает зазор резонатора в момент времени, когда напряжение равно  $V_0 \sin \varphi_0$ , то  $\sin \varphi_0 = U_0 / \varepsilon B_0$ . Однако, поскольку в пучке существует разброс энергий, возникает вопрос, как будет двигаться неравновесная частица с фазой  $\varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi$  и с энергией, слегка отличной от равновесной  $E = E_0 + \Delta E$  (разброс энергий достаточно мал:  $\Delta E / E_0 \sim 10^{-3}$ ), и будет ли ее движение устойчивым? Ответ на этот вопрос дает *принцип автофазировки*: фазовое (или продольное) движение будет устойчиво если

$$\frac{d\omega_0}{dE} \cos \varphi_0 > 0, \quad (2.3.2)$$

где  $\omega_0$  – частота обращения равновесной частицы. Для электронных накопителей  $d\omega_0 / dE < 0$ , поэтому для обеспечения продольной устойчивости достаточно выбрать равновесную фазу в интервале  $\pi / 2 < \varphi_0 < \pi$ . При этом частицы в сгустке будут совершать колебания вокруг равновесной фазы. В общем случае уравнение синхротронных колебаний нелинейно, однако для достаточно малых отклонений  $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_0$  его можно линеаризовать:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \nu_s^2 \omega_0^2 \Delta\varphi = 0. \quad (2.3.3)$$

Частота малых синхротронных колебаний  $\nu_s \omega_0$  представлена (аналогично бетатронным колебаниям) с помощью синхротронного числа:

$$v_s = \sqrt{\frac{\alpha q \cos \varphi_0 e V_0}{2\pi E}}, \quad (2.3.4)$$

где введен коэффициент уплотнения орбиты  $\alpha = E / R(dR/dE)$ , который характеризует относительное изменение среднего радиуса орбиты при изменении энергии частицы и зависит от поведения структурных функций.

Решение общего уравнения приводит к тому, что фазовое пространство продольного движения  $(\Delta E, \Delta \varphi)$  делится на две области (рис.2.3.2) – устойчивую и неустойчивую. Линия, разграничивающая эти области, называется сепаратрисой, а устойчивая область – энергетическим акцептансом. Если энергия частицы по каким-то причинам меняется больше, чем это допустимо энергетическим акцептансом, то частица оказывается в неустойчивой области и выбывает из пучка. Характерные размеры энергетической апертуры  $\Delta E/E \sim 1-3\%$ .

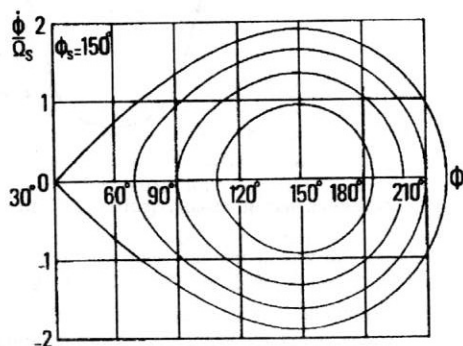


Рис.2.3.2. Фазовые траектории синхротронных колебаний. Последняя кривая (сепаратриса) отделяет траектории с конечным и бесконечным изменением фазы колебаний

Синхротронные колебания по сравнению с бетатронными очень медленные ( $v_s \ll v_{x,z}$ ), поэтому обычно можно разделить поперечное и продольное движение и рассматривать их независимо.

#### 2.4. Влияние излучения на движение частиц

Релятивистские электроны или позитроны, двигаясь в магнитном поле, теряют энергию на излучение. Если не компенсировать эту потерю, то, в соответствии с выражением (2.1.7), вместе с изменением полного импульса пучка будет меняться и его орбита:

$$x(s) = \frac{\Delta p}{p_0} \eta(s), \quad (2.4.1)$$

до тех пор, пока частицы не погибнут, коснувшись стенки вакуумной камеры.

Для компенсации потерь существует высокочастотный резонатор. Но частица испускает фотон по направлению движения, т.е. фотон «уносит» часть и продольного, и поперечного импульса частицы, а резонатор восстанавливает только продольную компоненту импульса, как это показано на рис.2.4.1.

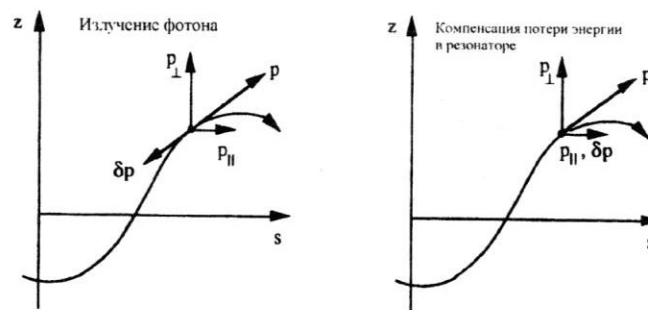


Рис.2.4.1. Затухание колебаний частицы из-за СИ

Следовательно, СИ приводит к постоянному уменьшению поперечной энергии пучка и к затуханию бетатронных колебаний  $\propto e^{-t/\tau}$ . Анализ показывает, что продольные колебания также затухают из-за излучения. Говорят, что СИ приводит к радиационному трению, которое естественным образом эффективно охлаждает пучки легких частиц (электронов и позитронов). Показатели затухания амплитуды колебаний записываются как

$$\alpha_{x,z,s} = \tau_{x,z,s}^{-1} = \frac{1}{2} \frac{P_{SR}}{E} J_{x,z,s}, \quad (2.4.2)$$

$$J_z = 1, J_x + J_s = 3,$$

где  $P_{SR}$  – средняя мощность синхротронного излучения, а значения факторов  $J_x$  и  $J_s$  зависят от магнитной структуры (поведения структурных функций) накопителя.

Казалось бы, радиационное охлаждение должно приводить к очень маленьким размерам пучка, однако, оказывается, что одновременно излучение препятствует сжатию пучка, «раскачивая» колебания частицы по всем трем степеням свободы. Последнее является следствием квантового характера излучения: дискретные акты излучения фотонов приводят к тому, что орбита электрона испытывает скачкообразное изменение. Электрон движется подобно броуновской частице, испытывая своеобразные «удары» со стороны излучаемых фотонов. И, несмотря на то, что при излучении абсолютное положение частицы не меняется, средний квадрат амплитуды ее колебаний из-за квантовых флуктуаций увеличивается.

Равновесное распределение плотности частиц в пучке, устанавливаемое СИ, является нормальным по всем трем координатам и по угловым разбросам. Поэтому принято размер пучка характеризовать в величинах среднеквадратичного разброса  $\sigma$ . О поперечном размере пучка говорилось выше, а продольный

размер пучка  $\sigma_z$  связывают с относительным среднеквадратичным разбросом энергии частиц в пучке  $\sigma_E / E$  (который является аналогом эмиттанса для продольного движения) через коэффициент уплотнения орбит и частоту синхронных колебаний:

$$\sigma_z = \frac{\alpha c}{v_s \omega_0} \frac{\sigma_E}{E} \quad (2.4.3)$$

Характерные величины для источника СИ с  $E = 1-2$  ГэВ:  $\sigma_E / E \approx 5 \div 10 \cdot 10^{-4}$ , а продольный размер сгустка  $\sigma_z$  – несколько миллиметров.

### 2.5. Естественный хроматизм и нелинейное движение

Как уже говорилось, частицы разных энергий движутся по разным траекториям, и, следовательно, фокусирующие силы для таких частиц также различны. Значит, бетатронная частота, которая является «интегральной» характеристикой фокусировки зависит от энергии частицы. Это явление называется *хроматизмом*:

$$\xi_{x,z} = \frac{dv_{x,z}}{d(\Delta p / p)} \quad (2.5.1)$$

Пучок частиц имеет разброс энергий и на диаграмме  $(v_x, v_z)$  из-за хроматизма представляется пятном, а не точкой, как отдельная частица, и если внутри пятна окажутся линии резонансов, это может привести к быстрой потере пучка.

Основной хроматизм накопителей с энергией порядка ГэВ создается квадрупольными линзами:

$$\xi = -\frac{1}{4\pi} \int k(s) \beta(s) ds, \quad (2.5.2)$$

где  $k(s) = G(s) / B\rho$  – фокусирующая сила линзы. Видно, что чем сильнее фокусировка, тем больше хроматизм. В современных источниках СИ он может достигать значений  $-10 \div -100$ .

Для компенсации хроматизма используют секступольные линзы

$$\xi = \frac{1}{4\pi} \int m(s) \eta(s) \beta(s) ds, \quad (2.5.3)$$

где  $m(s) = (d^2 B_z / dx^2) / B\rho$  – сила линзы. Чтобы секступольная линза компенсировала естественный хроматизм, она должна размещаться в области с ненулевой дисперсионной функцией  $\eta(s) \neq 0$ . Поле такой линзы пропорционально квадрату отклонения частицы, и, следовательно, в движении частицы появляются нелинейные силы.

Подробнее о роли нелинейности магнитного поля для динамики пучка в накопителях – источниках СИ будет рассказано ниже.

## 3. Физические проблемы источников СИ

### 3.1. Основные требования к источникам СИ

Основные требования к накопителю – источнику СИ можно условно разделить на «пользовательские», которые следуют из особенностей планируемых экспериментов, ограничения, связанные с экономическими факторами (размер

машины или энергопотребление основных систем) и требования, предъявляемые необходимостью решения различных физических и технических задач.

К основным параметрам, определяемым пользователями СИ, относятся:

- Спектральный диапазон излучения источника.
- Наличие, количество и характеристики специальных генераторов излучения – змеек и ондуляторов.
- Яркость излучения в заданном спектральном диапазоне.
- Число каналов вывода излучения.
- Время жизни пучка (обычно  $\geq 10$  часов).
- Различные специальные требования, например, на длину сгустка электронов (для проведения экспериментов с временным разрешением) или на стабильность пространственного положения источника СИ – пучка электронов.

Современный накопитель – источник СИ кроме непосредственно ускорительного оборудования требует строительства нескольких зданий, создания сложных систем энергоснабжения, водяного и воздушного охлаждения и т.д., и, таким образом, является достаточно дорогостоящим сооружением, которое до недавнего времени являлось предметом национальной научно-технической политики. Однако по мере развития технологии, накопления опыта и удешевления отдельных систем появилась тенденция разработки источников СИ для нужд отдельной компании, университета, лаборатории или научного центра. Появился даже новый термин – низкобюджетный (low-budget) источник СИ [5]. Для таких машин экономическая эффективность совместно с потребительской эффективностью достигается прежде всего выбором компактной магнитной структуры, поиском новых возможностей минимизации эмиттанса, совмещением различных рабочих опций для одной магнитной структуры, установкой змеек и ондуляторов для расширения потребительских свойств излучения, а также использованием дешевых вариантов магнитной, вакуумной, инжекционной и т.д. систем.

Физические аспекты специализированных накопителей – источников СИ можно условно разделить на общие для всех циклических ускорителей такого класса (включая синхротроны и коллайдеры), например, обеспечение устойчивости поперечного и продольного движения и специфические, свойственные именно источникам СИ (например, увеличение яркости излучения или учет и компенсация влияния на динамику пучка змеек и ондуляторов). Именно последние, специфические, требования рассматриваются ниже.

### 3.2. Минимизация эмиттанса

Как уже говорилось, эмиттанс пучка является одной из основных характеристик накопителя – источника СИ. Роль эмиттанса в определении яркости излучения особенно очевидна, когда речь идет о таком источнике, как ондулятор. Оценка максимальной (т.н. *центральной*) спектральной яркости из ондулятора для  $n$ -й гармоники излучения  $\lambda = \lambda_n$  может быть сделана согласно [6]:

$$B_n = \frac{\Phi_n}{4\pi^2 \Sigma_x \Sigma_x' \Sigma_z \Sigma_z'} \quad (3.2.1)$$

где  $\Phi_n$  – поток фотонов, а обобщенные размеры и расходимости излучения, которые стоят в знаменателе, записываются как

$$\Sigma_{x,z} = \sqrt{\sigma_{x,z}^2 + \lambda_n L / (4\pi)^2}, \quad \Sigma'_{x,z} = \sqrt{\sigma_{x,z}'^2 + \lambda_n / L}. \quad (3.2.2)$$

В этих выражениях первое слагаемое под корнем – это размер (угловой разброс) электронного пучка, а второе характеризует дифракционный размер и угловую расходимость излучения от одного электрона в ондуляторе длиной  $L$ . В пределе, когда основной вклад дает электронный пучок, получаем

$$B_n = \frac{\Phi_n}{4\pi^2 \sigma_x \sigma_x' \sigma_z \sigma_z'} = \frac{\Phi_n}{4\pi^2 \varepsilon_x \varepsilon_z}. \quad (3.2.3)$$

Понятно, что уменьшение фазового объема электронного пучка является основным способом увеличения яркости СИ.

Условия равновесия радиационных процессов затухания и раскачки колебаний частицы, о которых говорилось в п.2.4, дают следующее выражение для горизонтального эмиттанса:

$$\varepsilon_x = \frac{C_q \gamma^2}{J_x \rho} \langle H(s) \rangle, \quad (3.2.4)$$

$$H(s) = \gamma_x \eta^2 + 2\alpha_x \eta \eta' + \beta_x \eta'^2.$$

В этих формулах угловые скобки означают усреднение функции  $H(s)$  по поворотным магнитам постоянного радиуса  $\rho$ , постоянная  $C_q = 3,84 \cdot 10^{-13}$  м, а остальные обозначения объяснялись ранее. Поскольку горизонтальный эмиттанс зависит от поведения структурных функций накопителя внутри поворотных магнитов, можно оптимизировать их для получения минимально возможного для данной структуры эмиттанса.

Первые ускорители для экспериментов на СИ – коллайдеры и синхротроны – имели структуру типа *FODO* (фокусирующая линза – поворотный магнит – дефокусирующая линза и т.д.). Это простая и надежная структура мало, однако, подходила для источников СИ, поскольку эмиттанс ее велик, а прямолинейные промежутки с нулевой дисперсионной функцией, необходимые для постановки сверхпроводящих змеек и ондуляторов, отсутствуют. Первая специализированная магнитная структура, учитывавшая возможность постановки сильнополевых змеек, называется *DBA* (Double Bend Achromat) и состоит из двух магнитов и квадрупольной линзы (или набора линз) между ними. Иногда еще такую структуру называют структурой *Chasman-Green* в честь ученых, впервые предложивших ее [7]. Типичное поведение структурных функций для *DBA* показано на рис.3.2.1.

Минимальный эмиттанс для *DBA* имеет вид

$$\varepsilon_x = \frac{C_q}{J_x} \gamma^2 \theta^3 \frac{1}{4\sqrt{15}}, \quad (3.2.5)$$

где  $\theta$  – угол поворота пучка в магните (предполагается, что все магниты поворачивают пучок на одинаковый угол). Нужно отметить, что квадратичная зависи-

мость эмиттанса от энергии и кубическая от угла поворота являются универсальными для любой магнитной структуры. Таким образом, один из путей уменьшения эмиттанса – увеличение числа магнитов. К сожалению, он связан с увеличением размера установки и, соответственно, ее цены.

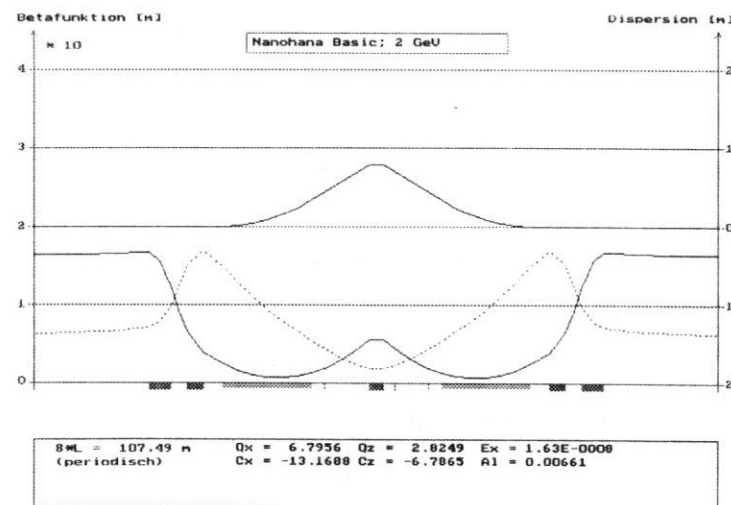


Рис.3.2.1. Структурные функции для *DBA*. Верхняя кривая – дисперсионная функция  $\eta(s)$ , виден ахроматический поворот, образованный двумя магнитами. Нижние кривые – бетатронные функции

Другой способ – оптимизация численного коэффициента в (3.2.5), который зависит от поведения структурных функций накопителя (3.2.4). И здесь оказывается, что если не требовать зануления дисперсионной функции на краю магнита, то численный коэффициент уменьшается. Так появилась структура *TBA* (Triple Bend Achromat), у которой внутрь *DBA* был помещен дополнительный магнит: дисперсионная функция по-прежнему занулялась на краю двух крайних магнитов и оптимизировалась внутри центрального. Численный коэффициент (3.2.5) для *TBA* приблизительно на 30% меньше, чем для *DBA* [8]. Дальнейшего уменьшения можно добиться, делая центральный и краевые магниты разной длины. Недостатком *TBA* по сравнению с *DBA* можно считать больший периметр при равном количестве прямолинейных промежутков.

Логическим продолжением демонстрируемого подхода является структура *MBA* (Multiple Bend Achromat), когда внутрь двух магнитов *DBA* вставляются несколько магнитов с ненулевой дисперсионной функцией. Пример *MBA* показан на рис.3.2.2 для случая трех дополнительных магнитов.



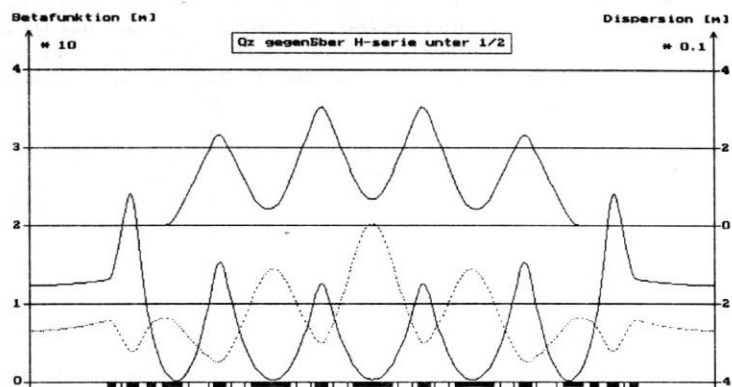


Рис. 3.2.3. Пример поведения дисперсионной функции (верхняя кривая) и бетатронных функций для MBA

Предельным случаем является магнитная структура вообще без промежутков с зануленной дисперсией. Для такой структуры можно получить теоретический предел горизонтального эмиттанта [9]:

$$\varepsilon_x = \frac{C_q}{J_x} \gamma^2 \theta^3 \frac{1}{12\sqrt{15}}, \quad (4.2.6)$$

т.е. в 3 раза меньше, чем теоретический, эмиттанта DBA. Дополнительное уменьшение (для всех типов структур) может быть получено, если использовать поворотные магниты с градиентом. При этом горизонтальный декремент затухания меняется в пределах  $J_x \approx 1 \div 2$  [10].

Необходимо отметить, что приведенные выше оценки имеют скорее справочный характер: достижение минимально возможного эмиттанта на деле является сложной задачей и реально разработчик может лишь приблизиться к теоретическому пределу (насколько близко – зависит от его мастерства).

До сих пор мы говорили о горизонтальном эмиттансе. Вертикальный эмиттанс, возбуждаемый квантовыми флуктуациями, очень мал (на несколько порядков меньше, чем горизонтальный), поскольку магнитное поле не отклоняет частицу в вертикальной плоскости. Основной вклад в формирование вертикального эмиттанта вносит связь бетатронных колебаний. Такая связь возникает, например, при повороте квадрупольных магнитов вокруг оси пучка: при этом в медианной плоскости появляется компонента поля  $B_x$  и смещение пучка по горизонтали приводит к возбуждению вертикальных бетатронных колебаний. И хотя принимаются специальные меры для уменьшения такой связи (угол поворота составляет  $\sim 10^{-3}$  рад), все-таки именно она определяет вертикальный фазовый объем. Вводится коэффициент бетатронной связи  $\kappa$ , так что

$$\varepsilon_x = \frac{\varepsilon_{x0}}{1 + \kappa^2}, \quad \varepsilon_z = \frac{\kappa^2 \varepsilon_{x0}}{1 + \kappa^2}. \quad (4.2.7)$$

Тщательной выставкой магнитных элементов, а также постановкой специальных skew-квадрупольных линз (квадрупольных линз, повернутых вокруг оси пучка на  $45^\circ$ ), которые способны управлять связью бетатронных колебаний, в современных источниках СИ получают  $\kappa \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$ .

### 3.3. Динамическая апертура

Для достижения малого эмиттанта требуется уменьшать  $\beta_x(s)$  внутри поворотных магнитов, используя сильные квадрупольные линзы. Это приводит к росту натурального хроматизма, который требуется компенсировать секступольными линзами, которые являются нелинейными магнитными элементами.

Хроматические секступольные линзы являются главным источником нелинейных магнитных полей в источниках СИ, а наличие нелинейных сил приводит к новым качественным явлениям в динамике электронного пучка, которые перечислены ниже в сравнении с линейным движением.

- Для линейного движения фазовые траектории – эллипсы; для нелинейного – форма фазовых траекторий существенно искажается. Искажение зависит от величины нелинейности и значения бетатронных частот. Рис. 3.3.1 показывает пример искажения фазовых траекторий горизонтального движения.

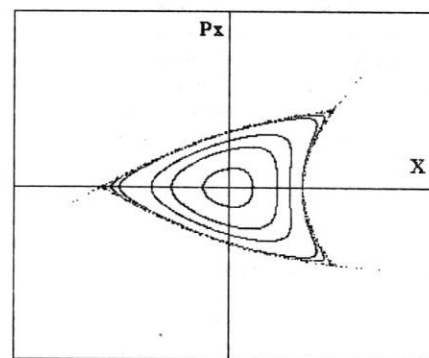


Рис. 3.3.1. Искажение фазового пространства горизонтального движения вблизи резонанса  $3\nu_x = n$ . Видно, что последние траектории неустойчивы

- Для линейного движения частота бетатронных колебаний постоянна, с какой бы амплитудой ни двигалась частица, для нелинейного движения бетатронные частоты квадратично зависят от амплитуды колебаний:  $\nu_{x,z} = f(A_x^2, A_z^2)$ .
- Нелинейное движение порождает плотную сетку резонансов, т.е. линий на диаграмме бетатронных частот, удовлетворяющих условию  $m_x \nu_x + m_z \nu_z = n$ , где  $m_{x,z}, n$  – целые (рис. 3.3.2).

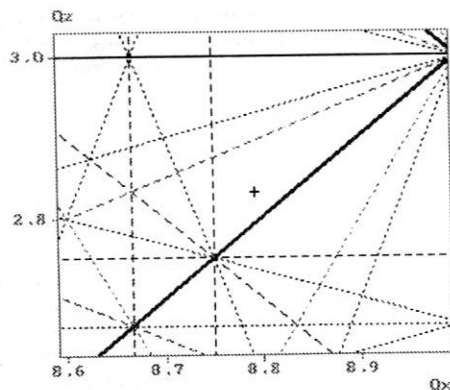


Рис. 3.3.2. Резонансы на диаграмме бетатронных частот. Крестик показывает рабочую точку, выбранную вдали от сильных резонансов

- Для линейного движения область возможного движения частиц определяется конструкцией и размерами вакуумной камеры; нелинейное движение содержит в себе ограничение области устойчивого движения частиц. Решение нелинейных уравнений существует не для всех начальных условий, а лишь вплоть до некоторых предельных значений. На рис. 3.3.1 видны последние (неустойчивые) траектории. Такая *динамическая апертура* обычно определяется как  $A_z(0) = f(A_x(0))$  при  $A'_x(0) = A'_z(0) = 0$  (пример см. на рис. 3.5.3).

Почему же проблемы нелинейной динамики стоят особенно остро именно для накопителей – источников СИ? Оказывается, для них размер ДА можно напрямую связать с такими фундаментальными характеристиками, как горизонтальный эмиттанс  $\epsilon_x$  и натуральный хроматизм ( $\xi_x, \xi_z$ ). Так, например, для структуры DBA при горизонтальной бетатронной частоте недалеко от целого резонанса  $\nu_x = n \pm \delta, \delta \leq 0,2$  (а это довольно распространенный выбор) максимальное значение ДА пропорционально [11]:

$$A_{x \max} \propto \delta \left( \frac{\epsilon_x}{\xi_x^2} \right)^{1/2}, \quad A_{z \max} \propto \delta \left( \frac{\epsilon_x}{\xi_x \xi_z} \right)^{1/2}. \quad (3.3.1)$$

Коэффициенты пропорциональности в (3.3.1) зависят от поведения структурных функций в поворотном магните. Нужно отметить, что оценка (3.3.1) не зависит ни от сил, ни от расстановки секстипольных линз внутри ахроматического поворота структуры DBA.

Теперь видно, что задача минимизации эмиттанса противоречит получению большой динамической апертуры.

Универсального метода увеличения ДА, ограниченной хроматическими секстипольными линзами, не существует. Сейчас единственным эффективным и

реально используемым способом является постановка дополнительных секстипольных линз в промежутки с нулевой дисперсионной функцией. Такие линзы, будучи правильно расставленными, не влияют на хроматизм, но могут существенно уменьшить ведущую гармонику секстипольного возмущения и тем самым увеличить динамическую апертуру.

### 3.4. Время жизни пучка

Основные эффекты, ограничивающие время жизни пучка в накопителе, связаны с наличием в вакуумной камере остаточного газа. Электроны и позитроны взаимодействуют с атомами остаточного газа и по тем или иным причинам выбывают из дальнейшего устойчивого движения. При этом время жизни определяется как величина, обратная пропорциональная относительной скорости потерь частиц:

$$\frac{1}{\tau} = - \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = \sigma c \beta n, \quad (3.4.1)$$

где  $c$  – скорость света,  $n$  – плотность остаточного газа, а  $\sigma$  – сечение процесса взаимодействия. Основными процессами для накопителей – источников СИ являются упругое рассеяние электронов на ядрах атомов остаточного газа и тормозное излучение. Другие процессы, такие как упругое и неупругое рассеяние электронов пучка на электронах атомов остаточного газа, при обычных параметрах современных источников СИ не ограничивают времени жизни.

При упругом рассеянии на ядре газа электрон испытывает отклонение по углу, и если при этом возбуждаются бетатронные колебания с амплитудой, превышающей доступную апертуру (механическую или динамическую), то частица будет потеряна. Если предположить, что апертура ограничена по одной координате (обычно по вертикали межполюсным зазором ондулятора или поворотного магнита), то полное сечение упругого рассеяния примет вид

$$\sigma_{ns} = \frac{2\pi r_e^2 Z^2 \beta_z \beta_{z0}}{\gamma^2 a_0^2}, \quad (3.4.2)$$

где  $r_e$  – классический радиус электрона,  $\gamma$  – приведенная энергия,  $Z$  – атомный номер компоненты остаточного газа,  $\beta_z$  и  $\beta_{z0}$  – средняя по кольцу и локальная (в месте ограничения апертуры) бета-функции и  $a_0$  – половина размера апертуры. Особенно серьезные проблемы возникают при постановке специальных устройств для генерации коротковолнового ондуляторного излучения – мини-ондуляторов, которые стали весьма популярными в последнее время [12]. Такие ондуляторы имеют межполюсный зазор 3-6 мм и период поля 1-2 см. Чтобы получить время жизни ~10 часов при работе с таким ондулятором при разумном давлении остаточного газа  $10^{-9}$  торр, необходимо уменьшить  $\beta_{z0}$  до 0,3-0,5 м.

Электрон, отклоненный полем ядра, теряет энергию на тормозное излучение. Изменение энергии может быть таким большим, что частица выходит за пределы энергетического акцептанса и теряется. Сечение этого процесса имеет вид

$$\sigma_b = \frac{4r_e^2 Z^2}{137} \frac{4}{3} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \left( \ln \frac{1}{\epsilon_{\max}} - \frac{5}{8} \right), \quad (3.4.3)$$

где  $\epsilon_{\max} = \Delta E_{\max}/E$  – максимально возможное изменение энергии.



В качестве явлений, не связанных с давлением остаточного газа, но также влияющих на время жизни пучка в накопителе, можно упомянуть апертурные ограничения и однократное рассеяние электронов сгустка друг на друге.

Роль апертурных ограничений связана с тем, что в пучке всегда есть частицы с большим отклонением от оси, которые попадают на стенки вакуумной камеры (или за пределы динамической апертуры) и теряются. Однако время жизни из-за этого эффекта экспоненциально зависит от размеров апертуры и при апертуре  $>6\sigma$ , где  $\sigma$  - среднеквадратичный размер пучка, составляет несколько десятков часов.

Уменьшение размеров пучка в источниках СИ приводит к повышению плотности частиц в сгустках, что, в свою очередь, увеличивает вероятность столкновения электронов друг с другом внутри одного сгустка (*эффект Тушека*). При этом если один электрон передал другому поперечный импульс  $\Delta p_x$ , то в продольном направлении  $\Delta p_s \sim \gamma \Delta p_x$ , где  $\gamma$  - релятивистский фактор. Следующая простая оценка для энергии пучка  $E = 1$  ГэВ, отклонения частицы  $x = 1$  мм и  $\beta_x = 10$  м:

$$\frac{\Delta p_s}{p_0} \sim \gamma \frac{\Delta p_x}{p_0} \sim \gamma x' = \gamma \frac{x}{\beta_x} = 0,02, \quad (3.4.4)$$

показывает, что относительное изменение импульса электрона при таких столкновениях сравнимо с размером энергетической апертуры. Время жизни для эффекта Тушека:

$$\tau_T \propto \gamma^2 \sigma_x \sigma_z \sigma_s / N_0, \quad (3.4.5)$$

пропорционально объему пучка  $\sigma_x \sigma_z \sigma_s$ , и поскольку эмиттанс источника СИ мал, сгусток короткий, а число электронов в сгустке  $N_0$  стараются получить как можно больше (чтобы увеличить интенсивность СИ), проблема времени жизни по Тушеку может быть достаточно серьезной.

### 3.5. Влияние специальных генераторов излучения

Для расширения экспериментальных возможностей источника СИ используют разнообразные устройства – змейки и ондуляторы. Змейки и ондуляторы создают на орбите периодическое магнитное поле, двигаясь в котором электрон излучает. Чтобы получить коротковолновое излучение, используют сверхпроводящие змейки с сильным полем, чтобы увеличить фотонный поток, применяют змейки с большим числом полюсов, чтобы получить монохроматическое излучение очень высокой яркости, используют ондуляторы и т.д.

Различие между ондулятором и змейкой (многополюсной) связано с *параметром ондуляторности*:

$$K = \frac{1}{2\pi} \frac{eB_0 \lambda_0}{m_e c^2} = 0,934 B_0 [\text{Тл}] \lambda_0 [\text{см}], \quad (3.5.1)$$

где  $B_0$  и  $\lambda_0$  – амплитуда и пространственный период магнитного поля. Максимальный угол отклонения орбиты пучка  $\alpha_0 = K / \gamma$ , где  $\gamma$  – релятивистский

фактор. При  $K \leq 1$  устройство, создающее периодическое магнитное поле, называется ондулятором, а при  $K \gg 1$  – змейкой.

При постановке таких устройств на накопитель необходимо решить две основных задачи: создать в месте постановки змейки или ондулятора электронный пучок с оптимальными для излучения параметрами и минимизировать или компенсировать влияние устройства на сам пучок.

Чтобы получить высокую яркость излучения из ондулятора длиной  $L$  в узкой спектральной полосе важно, чтобы угловой разброс электронного пучка был меньше дифракционного угла расходимости излучения, что накладывает условие на бетатронные функции в месте постановки ондулятора:

$$\beta_{x,z} \geq \varepsilon_{x,z} \frac{L}{\lambda}, \quad (3.5.2)$$

где  $\varepsilon$  - эмиттанс пучка, а  $\lambda$  - длина волны излучения. Т.е. бетатронные функции в месте постановки ондулятора должны быть достаточно большими. Оптимизация средней яркости излучения из змейки длиной  $L$  приводит к следующей оценке бетатронных функций [13]:

$$\beta_z = \frac{L}{\sqrt{2}}, \quad \beta_x < \frac{1}{2\pi} \frac{L^2 \alpha_0^2}{\varepsilon_x}, \quad (3.5.3)$$

т.е.  $\beta_z$  должна быть мала, а  $\beta_x$  в широких пределах на среднюю яркость не влияет.

Дополнительное излучение змеек и ондуляторов влияет на пучок так же, как и СИ из поворотных магнитов. Радиационные эффекты в основном касаются сверхпроводящих змеек, поскольку мощность излучения ондуляторов мала. Излучение из змеек приводит к уменьшению времени затухания бетатронных колебаний (2.4.2), к увеличению энергетического разброса (2.4.3) и к изменению эмиттанса пучка. Очень важно устанавливать мощные змейки в промежутки где дисперсионная функция  $\eta = 0$ .

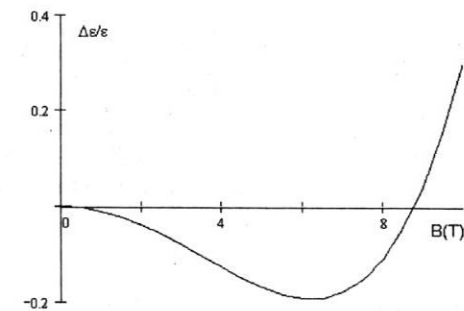


Рис.3.5.1. Изменение горизонтального эмиттанса пучка вследствие влияния поля сверхпроводящей змейки

При этом функция  $H(s)$  в (3.2.4), определяющая горизонтальный эмиттанс, равна нулю и в первом приближении квантовые флуктуации отсутствуют, в то

время как дополнительное радиационное затухание приводит к уменьшению исходного эмиттанса. Однако, т.к. магнитное поле змейки само является «источником» дисперсионной функции, то при увеличении поля змейки эмиттанс начинает увеличиваться и растет очень быстро (рис.3.5.1).

Амплитуда поля, при которой результирующий эмиттанс становится равным первоначальному

$$B_{\max} \propto \beta_x^{-1/3}, \quad (3.5.4)$$

поэтому при постановке змейки  $\beta_x$  нужно выбирать так, чтобы это не приводило к росту эмиттанса.

Другая группа эффектов, вносимых в динамику пучка змейками и ондуляторами, связана с появлением на орбите пучка дополнительного магнитного поля: линейная компонента поля приводит к фокусировке, а нелинейные уменьшают динамическую апертуру. В простейшем случае, когда периодическое поле змейки или ондулятора длиной  $L$  однородно в поперечном направлении, имеется только вертикальная фокусировка (за счет продольной вариации поля), которая приводит к сдвигу вертикальной бетатронной частоты:

$$\Delta \nu_z = \frac{\beta_z L}{8 \rho_0^2}, \quad (3.5.5)$$

где  $\rho_0$  – радиус поворота частицы в поле  $B_0$ . Понятно, что маленькая  $\beta_z$  весьма желательна. Кроме сдвига бетатронной частоты, дополнительная фокусировка приводит к искажению бетатронных функций, что иллюстрируется на рис.3.5.2.

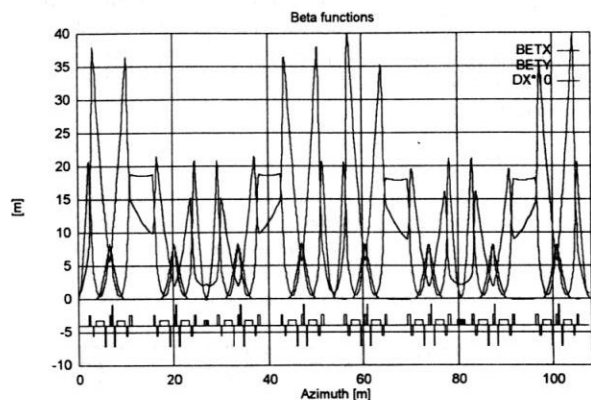


Рис.3.5.2.Искажение бетатронных функций полем змейки

До постановки змейки максимальная  $\beta_z = 25$  м, в то время как дополнительная фокусировка привела к «биениям»  $\beta_{z\max}$  в диапазоне 15-40 м.

Коррекция искажения линейной оптики накопителя полями змеек и ондуляторов производится регулярными квадрупольными линзами кольца (т.н. глобальная коррекция) или, если это оказывается невозможным, дополнительные квадрупольные линзы ставятся в непосредственной близости от источника

искажения (локальная коррекция). Как правило, для сверхпроводящих змеек трудно добиться хорошей однородности поля в горизонтальном направлении и коррекцию влияния змейки приходится проводить как для вертикального, так и для горизонтального движения.

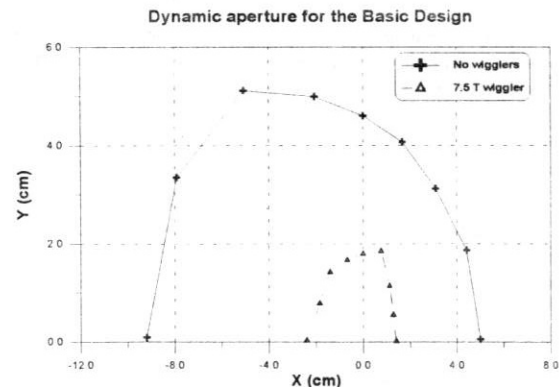


Рис.3.5.3. Динамическая апертура, уменьшенная сверхпроводящей змейкой

Нелинейные компоненты поля змеек и ондуляторов также могут приводить к серьезным последствиям для движения частицы. Как правило, накопители – источники СИ состоят из  $N$  идентичных ячеек периодичности. При этом «расстояние» до ближайших структурных (наиболее опасных) резонансов от рабочей точки увеличивается согласно  $n\nu_x = N \cdot m$ , где  $n$  и  $m$  – целые. Поля змейки нарушают симметрию структуры (теперь  $N = 1$ ) и тем самым резко увеличивают число резонансов в окрестности рабочей точки. Все это ведет к уменьшению динамической апертуры, как показано на рис.3.5.3.

### 3.6 Коллективные эффекты

До сих пор мы рассматривали движение отдельной частицы в заданном внешнем электромагнитном поле, пренебрегая влиянием частиц друг на друга (исключая упоминавшийся выше эффект Тушека). Явления, вызванные взаимным влиянием частиц, называются *коллективными*. Эти явления составляют многочисленную группу и их полное описание очень сложно. Здесь мы ограничимся упоминанием тех эффектов, которые являются наиболее важными для накопителей – источников СИ.

Электронный пучок, циркулирующий внутри вакуумной камеры, излучает электромагнитное поле, которое, отражаясь от проводящих стенок, может воздействовать на пучок, приводя к неустойчивому движению одного или нескольких сгустков. Эти эффекты могут ограничивать накопленный ток (тем самым уменьшая интенсивность и яркость излучения), а также приводить к удлинению сгустков или к увеличению эмиттанса пучка. Силы, воздействующие на частицы, удобно описывать с помощью *продольного и поперечного импедансов* вакуумной камеры  $Z(\omega)$  и  $Z_d(\omega)$ , которые можно определить с помощью следующих соотношений [14].

$$[E + v \times B]_i = -\frac{1}{2\pi R} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) Z_i(\omega) e^{i\omega t} d\omega,$$

$$[E + v \times B]_i = -\frac{i\beta}{2\pi R} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) Z_i(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (3.6.1)$$

где  $S(\omega)$  зависит от распределения частиц. В зависимости от частотной характеристики различают широкополосный (низкодобротный) и узкополосный (высокдобротный) импеданс. Первый ответственен за одногустковые эффекты, т.к. соответствующие электромагнитные поля быстро затухают. Второй, наоборот, отвечает за долгоживущие поля, которые способны воздействовать на много густков и даже через оборот (обороты) на частицы в том самом густке, который создал поле.

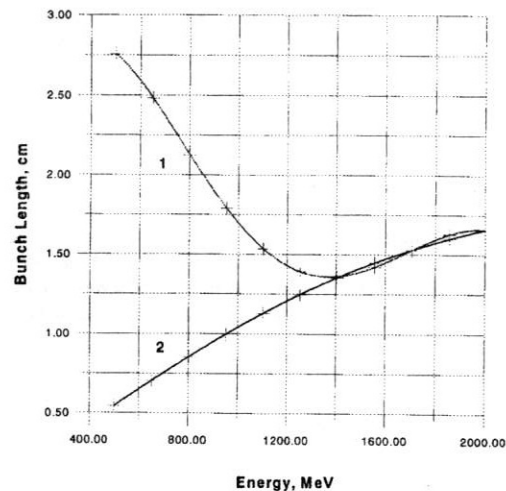


Рис. 3.6.1. Зависимость длины пучка от энергии

Для источников СИ характерна работа с регулируемым числом густков циркулирующего пучка (от одного до нескольких сотен), что важно для экспериментов с временным разрешением и большим количеством частиц в коротких густках. Кроме того, поперечный размер вакуумной камеры источника СИ мал, а сечение камеры из-за наличия каналов вывода СИ, приемников излучения, ондуляторов и т.д. весьма неоднородно вдоль орбиты пучка. Все это приводит к тому, что роль коллективных эффектов в динамике пучка весьма велика. Для минимизации таких нежелательных эффектов вакуумную камеру источника СИ стараются делать так, чтобы ее сечение по возможности было бы однородным вдоль пучка (это уменьшает широкополосный импеданс). Узкополосный импеданс уменьшают, рассчитывая, проектируя и изготавливая ускоряющие резонаторы так, чтобы в них не могла возбуждаться только одна, основная мода электромагнитного поля. Кроме того, для подавления коллективных неустойчивостей создаются и устанавливаются на накопитель специальные системы, действующие по принципу обратной связи.

Частицы одного густка могут взаимодействовать друг с другом и напрямую, без участия вакуумной камеры, как мы уже видели, когда рассматривали время жизни из-за эффекта Тушека. Такое кулоновское взаимодействие частиц одного густка неизбежно приводит к гибели частиц и уменьшению времени жизни. Если передача импульса не превышает значения энергетического акцептанса, частицы продолжают двигаться по устойчивым траекториям, однако происходит своеобразный «разогрев» пучка, проявляющийся в увеличении поперечного эмиттанса и энергетического разброса (длины пучка). Это явление называется многократный эффект Тушека. На рис.3.6.1 показана зависимость длины пучка от энергии для накопителя – источника СИ без учета (кривая 2) и с учетом многократного рассеяния (кривая 1). Из рисунка видно, что для энергий порядка и ниже 1 ГэВ влияние внутрисгусткового рассеяния преобладает над квантовыми флуктуациями.

Еще одним примером коллективных явлений, важным для электронных циклических ускорителей, является накопление ионов. Циркулирующий отрицательно заряженный пучок ионизует атомы остаточного газа и, при определенных условиях, ионы могут собираться вблизи орбиты электронов, образуя положительно заряженное облако. Пространственный заряд такого облака приводит к изменению частоты бетатронных колебаний электронного пучка, увеличению эмиттанса, появлению неустойчивостей и т.п. Простой моделью является рассмотрение движения ионов в «циклическом ускорителе», составленном из последовательности электронных густков, являющихся, в линейном приближении, для ионов фокусирующими линзами. Более строго необходимо рассматривать и нелинейные поля пучка.

Движение ионов может быть устойчивым или неустойчивым в зависимости от тока электронного пучка, массы иона, последовательности густков и т.п. Кардинальным решением проблемы ионов является переход на позитронный пучок. В случае же электронов стараются подобрать последовательность густков так, чтобы движение было неустойчивым для всех ионов, которые могут образоваться в вакуумной камере, или вводят в камеру специальные электроды, создающие электрический потенциал, препятствующий накоплению ионов.

#### 4. Техника источников СИ

##### 4.1. Магнитная система накопителей заряженных частиц

В накопительных кольцах используют различные магниты: дипольные для формирования замкнутой орбиты, квадрупольные для фокусировки пучка, секступольные для компенсации хроматизма, skew-квадрупольные для коррекции линейной связи бетатронных колебаний и т.д.

Поскольку время жизни пучка в накопителях составляет многие часы, даже очень малые погрешности поля могут привести к нежелательным последствиям для движения пучка, поэтому особенностью изготовления магнитных элементов для накопителей является требование высокого «качества» поля. Это значит, что пространственное распределение магнитного поля в элементе должно как можно меньше отличаться от идеального (например, в поворотном магните – от постоянного, а в квадрупольной линзе – от линейного). На рис.4.1.1 показаны линии потока магнитного поля поворотного магнита источника СИ, а на рис.4.1.2 – относительное поперечное распределение поля  $B_z$  в медианной плоскости.

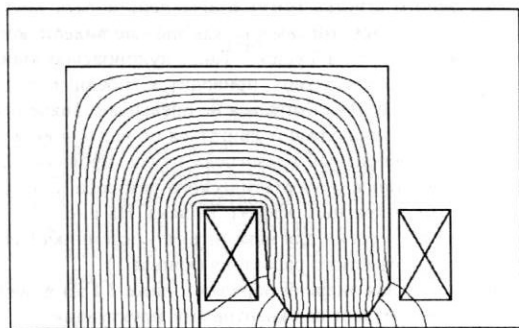


Рис. 4.1.1. Линии магнитного потока поворотного магнита источника СИ

Из рис. 4.1.2 видно, что «качество» магнитного поля  $\Delta B/B < \pm 2,5 \cdot 10^{-4}$  в апертуре  $\Delta x = \pm 30$  мм. Такое малое отличие поля от идеального достигается специальной конструкцией профиля полюса магнита, а также высокой точностью изготовления: так, при габаритах поворотного магнита  $\sim 1-2$  м характерные точности изготовления базовых поверхностей  $\sim 20-50$  мкм

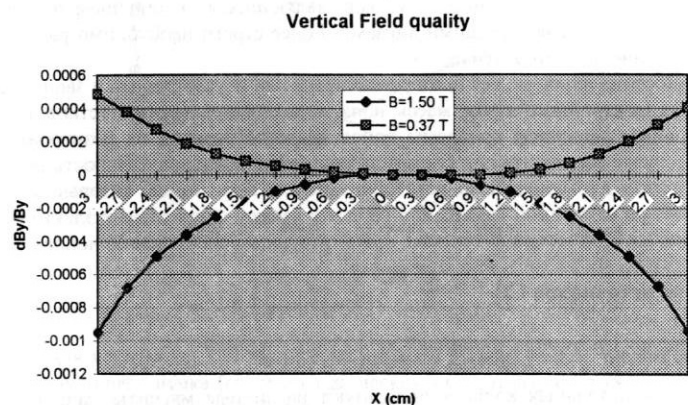


Рис. 4.1.2. Качество поля поворотного магнита

Хотя такие точности поля и изготовления магнитных элементов являются типичными для любых накопителей, в случае источников СИ проблема усугубляется тем, что магниты кольца не должны мешать каналам вывода СИ. Поэтому, например, поворотные магниты источников СИ имеют характерную С-образную форму (рис. 4.1.1).

Ярмо квадрупольных линз, которые мешают выводу СИ, также делают С-образным либо другой специальной формы, исходя из конструкции каналов вывода. Характерный пример такой квадрупольной линзы с зазором в ярме в горизонтальной плоскости показан на рис. 4.1.3.

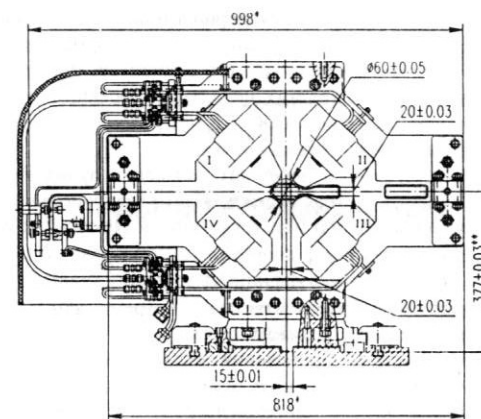


Рис. 4.1.3. Квадрупольная линза источника СИ

Высокая точность требуется не только при изготовлении магнитных элементов, но также и при их установке в туннеле накопителя. Так, если из-за ошибок при выставке квадрупольная линза оказалась смещенной по горизонтали на  $\Delta x$ , это приведет к появлению на орбите пучка дипольного поля  $B = G \cdot \Delta x$ , которое вызовет отклонение пучка как целого и к установлению новой замкнутой орбиты, отличной от идеальной. При сильном искажении замкнутой орбиты пучок может двигаться вблизи элементов вакуумной камеры, что приводит к потере частиц.

Ошибки выставки магнитов заранее неизвестны, обычно их влияние оценивается вероятностным образом, при этом средний квадрат смещения квадрупольных линз  $\langle \Delta x^2 \rangle$  и средний квадрат искажения орбиты  $\sigma_x^2$  связаны коэффициентом усиления  $M$ :

$$\sigma_x^2(s) = M_x^2 \langle \Delta x^2 \rangle, \quad (4.1.1)$$

который зависит от поведения бетатронных функций. Для сильнофокусирующей оптики источников СИ  $M \sim 10-100$ . Иными словами, смещение линз на 0,1 мм может привести к искажению орбиты порядка нескольких мм.

Для предотвращения большого искажения замкнутой орбиты магнитные элементы накопителя устанавливают с помощью специальных геодезических методов в расчетное положение с точностью  $\sim 0,1$  мм (что является непросто задачей, учитывая размеры накопителя в несколько сотен метров). Коррекция замкнутой орбиты проводится корректирующими магнитами по результатам измерения положения пучка специальными датчиками.

#### 4.2. Система стабилизации пучка

Представим, что неточности выставки магнитных элементов, о которых говорилось в предыдущем разделе, зависят от времени. Тогда от времени будет зависеть отклонение замкнутой орбиты и, в частности, положение точки вывода



излучения. Медленное (с характерным периодом дни, часы, минуты) изменение положения источника излучения, обусловленное деформацией фундамента накопителя или изменением температуры его элементов, может быть скорректировано стандартными (медленными) методами коррекции замкнутой орбиты. Быстрое движение орбиты (с частотой  $\sim 1-100$  Гц) требует создания специальной системы стабилизации положения пучка.

Источником быстрого поперечного движения пучка является вибрация магнитных элементов ускорителя (прежде всего, квадрупольных линз) по естественным (сейсмические волны) или техногенным (насосы, компрессоры) причинам. Конечно, амплитуда таких колебаний очень мала –  $0,1-1$  мкм. Однако, если умножить эту величину на коэффициент усиления ошибок выставки, то получится характерное смещение орбиты пучка  $\sim 10-100$  мкм, которое по порядку величины равно поперечному размеру пучка в современных накопителях – источниках СИ. Т.о., если время проведения эксперимента больше нескольких периодов колебания орбиты, последние приводят к эффективному увеличению размера пучка и сводят на нет тщательную работу по минимизации эмиттанса (рис.4.2.1).

В настоящее время принято считать, что для современного источника СИ с малым эмиттансом увеличение эффективного размера пучка более чем на 5-10% недопустимо. Это значит, что колебания замкнутой орбиты должны каким-то образом подавляться до величин  $\leq 10$  мкм.

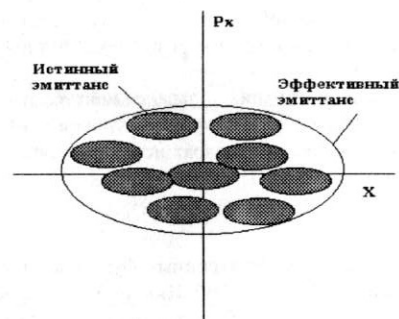


Рис.4.2.1. Эффективное увеличение фазового объема источника СИ из-за поперечного движения электронного пучка

Чтобы добиться этого во время проектирования ускорителя и здания под комплекс источника СИ, тщательно изучается сейсмическая обстановка места, где источник будет расположен. Подставки под магнитные элементы проектируются так, чтобы избежать резонансных частот, опасных для «раскачивания» пучка. И, если необходимо, создается специализированная система подавления поперечных колебаний орбиты, которая включает датчики для измерения текущего положения замкнутой орбиты, исполнительные устройства («быстрые» корректирующие магниты) и обрабатывающую электронику, которая замыкает обратную связь между измерителями положения пучка и исполнительными

элементами. На рис.4.2.2 показан результат действия системы стабилизации положения пучка.

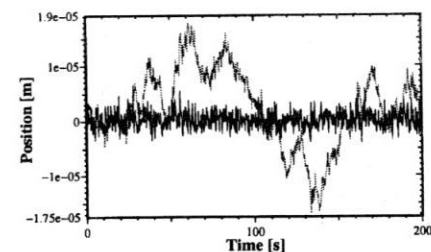


Рис.4.2.2. Коррекция быстрых поперечных колебаний пучка электронов

Видно, что использование системы стабилизации уменьшило колебания пучка в несколько раз.

#### 4.3. Вакуумная система

Низкое давление остаточного газа на уровне  $10^{-9}$  торр необходимо для получения требуемого времени жизни пучка в накопителях-источниках СИ. Вместе с тем именно СИ является основным источником ухудшения вакуумных условий в электронных накопителях: падая на стенки вакуумной камеры или другие элементы конструкции ускорителя, фотоны «выбивают» фотоэлектроны, которые, в свою очередь, бомбардируя вакуумную камеру, создают поток газа.

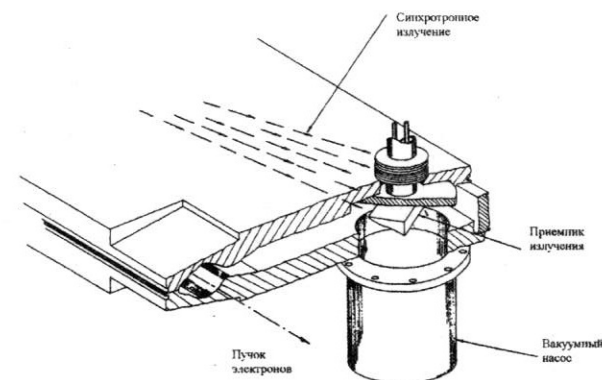


Рис.4.3.1. Схематичное изображение вакуумной камеры и приемника СИ [15]

Поскольку источники СИ предназначены для генерации мощных пучков излучения, понятно, что для таких установок проблема получения хорошего вакуума стоит достаточно остро. Типичная плотность мощности СИ составляет сотни ватт с погонного метра траектории.

В настоящее время для источников СИ общепринята концепция вакуумной камеры с «антикамерой», когда вакуумный объем, предназначенный для пучка электронов, отделяется от объема, где размещаются локализованные приемники излучения, узкой щелью с низкой газовой проводимостью, не препятствующей выводу излучения, но затрудняющей распространение газового потока от приемника к орбите. Вакуумный насос, который ставится в непосредственной близости от сосредоточенного приемника СИ, «перехватывает» молекулы газа, выбитые с поверхности (рис. 4.3.1). Кроме того, приемники излучения формируют пучки СИ нужной угловой расходимости для дальнейшей транспортировки по каналам вывода СИ к экспериментальным станциям.

Основные материалы, используемые для изготовления вакуумных элементов – нержавеющая сталь, алюминиевые сплавы и медь – обладают относительно низким коэффициентом фотодесорбции, который еще более уменьшается при помощи предварительной обработки поверхности вакуумной камеры механическими и химическими средствами, а также электрическим разрядом.

Участки камеры, не закрытые приемниками излучения, обеспечиваются системой охлаждения, т.к. высокая плотность мощности СИ может привести к термической деформации камеры и прорыву атмосферы. Для уменьшения такой деформации обычно вакуумная камера делается из секций, которые отделяются друг от друга пружинными сильфонами.

Наличие участков камеры с различным сечением способствует увеличению импеданса. Чтобы избежать этого, особое внимание уделяется электродинамической «гладкости» камеры. Для этого различные неоднородности внутри камеры закрывают экранами и тонкими полосковыми электродами.

#### 4.4. Высокочастотная система

Резонансный способ ускорения частиц подразумевает использование ВЧ-резонаторов с постоянной частотой ускоряющего напряжения, устанавливаемых в одном из прямолинейных промежутках накопителя. Система генераторов поставляет ВЧ-мощность резонаторам при помощи системы волноводов или коаксиальных кабелей. ВЧ-система должна обеспечить ускорение пучка частиц с током, составляющим доли ампера, до энергии в несколько ГэВ и компенсировать потери энергии на излучение как из поворотных магнитов, так и из мощных сверхпроводящих змеек. В таблице 4.4.1 показаны параметры типичной ВЧ-системы для источника СИ с энергией 2 ГэВ и током 300 мА.

Таблица 4.4.1. Параметры ВЧ-системы.

Потеря энергии/об. (маг.)	319,4 кэВ	Мощность изл. (магниты)	96 кВ
Потеря энергии/об. (зм.)	77,3 кэВ	Мощность изл. (змейки)	23,2 кВ
Частота ВЧ-напряжения	500 МГц	Потери в стенках рез.	111 кВ
Число резонаторов	4	Потери на высш. моды	45 кВ
Амплитуда ВЧ-напряжения	1,8 МВ	Мощность ВЧ-системы	303 кВ
Разброс энергий в пучке	$8 \cdot 10^{-4}$	Мощность/резонатор	76 кВ
Ширина ВЧ-сепаратрисы	$\pm 2\%$		

Поскольку поток фотонов зависит от тока электронного пучка, последний желательно получать как можно больше. Одними из основных факторов, ограничивающих накопление больших токов, являются различные коллективные процессы, определяемые узкополосным импедансом ВЧ-резонаторов. Поэтому важной задачей является проектирование резонаторов с подавлением высших мод электромагнитного поля. На рис. 4.4.1 схематично показан разрез такого резонатора, установленного на накопителе-источнике СИ Photon Factory (Япония) [16].

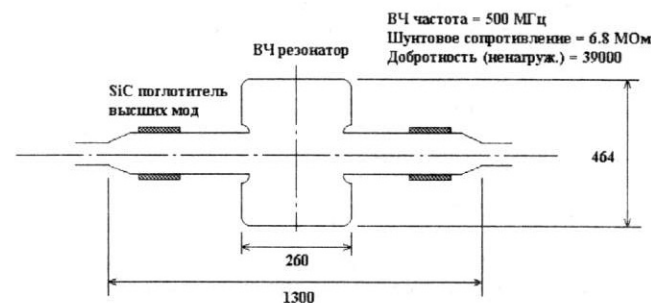


Рис 4.4.1. Схема резонатора с подавлением высших мод

Принцип работы такого резонатора заключается в поглощении высших мод электромагнитного поля поглотителями, изготовленными из специального материала. Запуск такого резонатора на Photon Factory позволил увеличить ток пучка с 400 до 770 мА, причем ограничение связано с мощностью генераторов, поскольку даже на таком высоком токе не было замечено никаких признаков неустойчивости пучка.

#### 4.5. Инжекция частиц

Для современного источника СИ характерное время жизни электронного пучка  $\geq 10$  часов. Когда ток падает ниже некоторого значения необходимо восполнить потерю от внешнего источника с помощью инъекции нового пучка. Наиболее распространена т.н. каскадная схема инъекции, которая включает в себя форинжектор (линейный ускоритель или микротрон), промежуточный ускоритель (синхротрон или накопительное кольцо) и набор каналов транспортировки пучка. Иногда пучок может инжектироваться непосредственно в основной накопитель от форинжектора если энергия последнего достаточно высока.

В таблице 4.5.1 показана статистика работы источника СИ SRS (Англия) за несколько месяцев 1993 г. [17].

Таблица 4.5.1. Статистика работы источника СИ SRS

	Июнь	Июль	Август	Сентябрь
Эксперименты СИ	327 ч	448 ч	528 ч	526 ч
Поломки	159 ч	30 ч	62 ч	37 ч
Инжекция	52 ч	48 ч	53 ч	39 ч
Число циклов инъекции	36	45	37	30



Видно, что инжекция занимает около 10% времени, которое отводится для работы с пучком СИ. Это происходит потому, что инжекционный комплекс SRS (2 ГэВ) состоит из линейного ускорителя на 12 МэВ и промежуточного синхротрона на 600 МэВ, а подъем от 600 МэВ до рабочей энергии 2 ГэВ в основном кольце занимает около 16 мин.

Для того, чтобы избежать таких непроизводительных потерь времени в большинстве современных источников СИ принята инжекция на полной энергии, когда промежуточный синхротрон ускоряет пучок сразу до рабочей энергии основного накопителя – источника СИ. Кроме повышения эффективности работы источника инжекция на полной энергии имеет еще одно преимущество – более стабильный температурный режим всего комплекса и, как следствие, более стабильное положение орбиты пучка. При впуске пучка на малой энергии и последующем ее подъеме прогрев магнитных элементов в первые часы работы может приводить к искажению орбиты на величину до 1 мм, что, естественно, создает трудности для экспериментаторов и приводит к потере времени на неизбежную в таком случае коррекцию орбиты.

#### 4.5. Диагностика пучка и АСУ

Для эффективной и надежной работы современного комплекса необходимо управлять сотнями и контролировать тысячи различных параметров. Этими задачами занимается система диагностики пучка и система управления. Система диагностики пучка позволяет измерять

- Ток пучка с относительной точностью  $10^{-3}$ .
- Положение замкнутой траектории пучка с разрешением  $\leq 5-10$  мкм в нескольких десятках точек.
- Продольное и поперечное распределение плотности частиц в пучке.
- Бетатронные и синхротронные частоты.
- Положение и наклон траектории пучка на каждом из нескольких тысяч оборотов с точностью лучше 0,1 мм.

Измерение характеристик пучка не является самоцелью. Это необходимо, чтобы обеспечить проектные параметры установки или улучшить их, поскольку наличие многочисленных погрешностей (ошибки выставки магнитных элементов, наличие неучтенных при расчете нелинейных полей, постановка змеек и ондуляторов и т.п.) приводит к тому, что в первый после запуска период работы источника СИ реальные параметры всегда хуже, чем проектные, и получение последних во многом зависит от возможностей системы диагностики пучка.

На рис 4.5.1 показано расчетное и измеренное поведение дисперсионной функции для источника СИ NSLS X-ray [18].

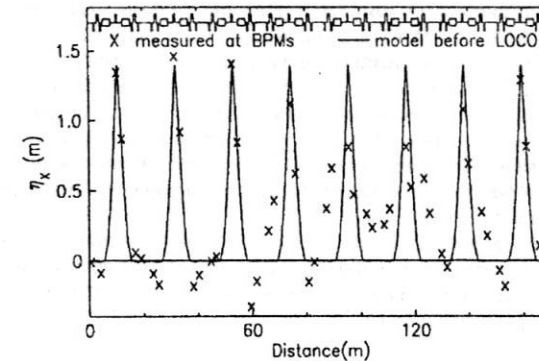


Рис 4.5.1. Расчетное (линия) и измеренное (крестики) поведение  $\eta(s)$  для NSLS X-ray

Возможность измерения орбиты пучка с разрешением  $\leq 2$  мкм позволило установить и ликвидировать ошибки, которые вызвали отличие, что привело к уменьшению горизонтального эмиттанса более чем в два раза (рис. 4.5.2).

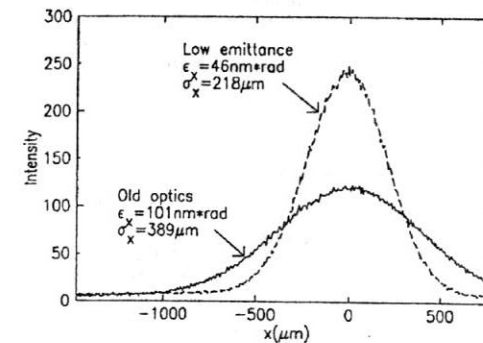


Рис 4.5.2. Поперечное распределение пучка для NSLS X-ray до и после коррекции ошибок магнитной структуры

Система управления осуществляет интерфейсные функции между большим количеством сложного оборудования ускорительного комплекса и человеком-оператором. В настоящее время для управления и контроля крупных ускорителей и накопителей общепринятой является т.н. концепция «стандартной модели», подразумевающая распределение процессорных мощностей между несколькими аппаратными и программными уровнями. Верхний уровень включает в себя ряд быстродействующих компьютеров (HP9000, SPARCstation и т.д.) для решения сложных задач управления, моделирования и расчета (например, коррекция замкнутой орбиты пучка). Средний уровень обеспечивает управле-

ние отдельными системами комплекса. Нижний уровень включает аппаратуру ввода/вывода (VME, SAMAC и различные типы FieldBus-аппаратуры), непосредственно общающуюся с исполнительными устройствами (источник питания магнита, датчик положения пучка и т.п.). В настоящее время распределение «интеллекта» включает и исполнительные устройства, так, источники питания со встроенным процессором и ЦАП могут эффективно выполнять такой процесс, как подъем поля в сверхпроводящей змейке с одновременной коррекцией замкнутой орбиты и бетатронных частот по заранее загруженной программе, не отвлекая ресурсы верхних уровней.

Все уровни современной системы управления объединены быстродействующей линией связи (чаще Ethernet) и программной средой, что обеспечивает легкий и удобный доступ оператору из любого компьютера верхнего уровня к любой точке управления и контроля.

## 5. Тенденции развития источников СИ

### 5.1. История развития источников СИ

По существующей классификации принято делить накопители – источники СИ на три поколения. Каждое следующее поколение приводило к повышению яркости излучения как минимум на порядок (рис. 5.1.1).

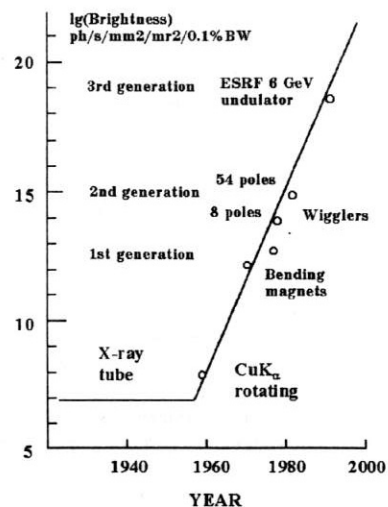


Рис. 5.1.1. Яркость различных источников СИ

**Первое поколение** включает накопители, исходно предназначенные для физики высоких энергий и приспособленные для экспериментов с СИ в «парзитном» режиме в начале 70-х. Примеры таких установок и некоторые характеристики приведены в таблице 5.1.1.

Таблица 5.1.1. Источники СИ первого поколения

Название	Страна	Эмиттанс	Энергия	Структура
DORIS	Германия	430 нм-рад	4.5 ГэВ	FODO
DCI	Франция	1300 нм-рад	1.85 ГэВ	FODO
ВЭПП-3	Россия	290 нм-рад	2.0 ГэВ	FODO

Особенности этих ускорителей диктуются основными задачами – экспериментами на встречных пучках. Поэтому магнитная структура коллайдеров состоит из двух полуколец (FODO), разделенных длинными промежутками, в одном из которых размещается детектор. Большой горизонтальный эмиттанс (сотни нм-рад) необходим для уменьшения влияния эффектов встречи на светимость. Несмотря на то, что параметры электронного пучка в коллайдерах далеки от оптимальных (с точки зрения генерации ярких пучков СИ), эти установки внесли большой вклад в развитие экспериментальных методик и создание новой техники генерации СИ, поскольку длинные прямолинейные промежутки позволяли устанавливать различные специальные генераторы излучения. Примером может служить постройка впервые в мире на накопителе ВЭПП-3 многополюсной сверхпроводящей змейки [19] и оптического клистрона [20] – модификации ЛСЭ, на котором было получено излучение с рекордно короткой длиной волны.

**Второе поколение источников СИ** составляют накопители, которые создавались только для экспериментов на СИ. Разработка таких установок началась в конце 70-х, и в начале 80-х они вступили в строй. Для этих источников характерны использование большого числа каналов из поворотных магнитов и прямолинейные промежутки с нулевой дисперсией для поправки сверхпроводящих змеек. На первом этапе создания этих накопителей методика оптимизации эмиттанса еще не была детально разработана и их горизонтальный эмиттанс достаточно велик (таблица 5.1.2). Так, в проекте первого в мире специализированного источника СИ SRS (Англия), разработанного в 1974 г. и запущенного в 1980 г., горизонтальный эмиттанс (500 нм-рад для энергии 2 ГэВ) не был упомянут вообще!

Таблица 5.1.2. Источники СИ второго поколения

Название	Страна	Эмиттанс	Энергия	Структура
Photon Factory	Япония	130 нм-рад	2.5 ГэВ	FODO
SRS	Англия	500 нм-рад	2.0 ГэВ	FODO
NSLS X-ray	США	100 нм-рад	2.0 ГэВ	DBA
Сибирь-2	Россия	80 нм-рад	2.5 ГэВ	DBA

Первая в мире специальная структура типа DBA была предложена для комплекса NSLS (США) в 1977 г.

Заслуга источников СИ второго поколения (кроме генерации СИ) состоит еще и в том, что именно на этих машинах предлагались, изучались и отработывались подходы и решения, которые в дальнейшем легли в основу концепции источников следующего поколения: оптимизация структурных функций для пучков высокой яркости, методы коррекции влияния змеек и ондуляторов, стабилизация положения пучка СИ, подавление когерентных неустойчивостей с целью накопления больших токов и т.д.

Успешная эксплуатация и надежная работа источников СИ второго поколения позволили в начале 80-х начать разработку источников СИ **третьего**

**поколения.** Основой концепции таких установок является эффективная мини-мизация эмиттанса до значений  $\leq 10$  нм-рад и преимущественное использование излучения из змеек и ондуляторов. Источники СИ третьего поколения обладают большим числом одинаковых суперпериодов с длинными бездисперсионными прямолинейными промежутками. Таблица 5.1.3 показывает основные параметры нескольких характерных источников СИ третьего поколения.

Таблица 5.1.3. Источники СИ третьего поколения

Название	Страна	Эмиттанс	Энергия	Структура
ESRF	Франция	8 нм-рад	6.0 ГэВ	DBA
Elettra	Италия	4 нм-рад	1.5 ГэВ	DBA
ALS	США	3.4 нм-рад	1.5 ГэВ	TBA
MAX-II	Швеция	9 нм-рад	1.5 ГэВ	DBA

Особняком в ряду источников СИ третьего поколения стоят три установки с высокой энергией для генерации жесткого рентгеновского излучения: ESRF (Франция, 6 ГэВ), APS (США, 7 ГэВ) и Spring-8 (Япония, 8 ГэВ). Остальные накопители имеют диапазон энергий  $\sim 1,5$ -2 ГэВ.

### 5.2. Современное состояние источников СИ

В настоящее время в мире имеется более 50 накопителей заряженных частиц (действующих или проектируемых), предназначенных для работ с СИ, из них 10 – третьего поколения. Для того чтобы понять современный статус и тенденции развития источников СИ, рассмотрим на примере нескольких установок различных поколений и классов методы увеличения эффективности их работы.

**Первое поколение.** Стэнфордская лаборатория СИ (SSRL), США, основана на  $e^+e^-$ -коллайдере *SPEAR*, на котором было проведено несколько модификаций для расширения экспериментальных возможностей. Магнитная структура была изменена с целью уменьшения эмиттанса с 470 нм-рад до 130 нм-рад (при 3 ГэВ) [21]. Одновременно изменилась схема коррекции хроматизма, что позволило значительно расширить динамическую апертуру и увеличить время жизни пучка. Разработка системы стабилизации положения пучка существенно (в 5 раз) уменьшила смещение замкнутой орбиты в течение суток (из-за изменения температуры) до величин  $\leq 0,1$  мм. В настоящее время на накопителе используются две 8-полюсных электромагнитных змейки, три змейки на постоянных магнитах и один ондулятор с эллиптической поляризацией пучка СИ. Планируемые работы включают переход на полную энергию инжекции и дальнейшую переделку магнитной системы для уменьшения эмиттанса.

**Второе поколение.** Первоначально Photon Factory (Япония) была рассчитана на эмиттанс 130 нм-рад при энергии 2,5 ГэВ. Переделка магнитной структуры, проведенная недавно, позволила уменьшить горизонтальный эмиттанс до 27 нм-рад. Принят ряд мер по улучшению стабильности положения пучка (включая систему подавления колебаний замкнутой орбиты) до величин порядка 10 мкм. Установка высокочастотных резонаторов с подавлением паразитных мод электромагнитного поля значительно улучшила ситуацию с коллективными неустойчивостями, что позволило увеличить накапливаемый ток с 400 мА до 780 мА. В настоящее время на Photon Factory установлено 6 змеек и ондуляторов.

Источник СИ NSLS X-ray (США) был спроектирован как накопитель на энергию пучка 2,5 ГэВ с 8 прямолинейными бездисперсионными промежутками длиной 4,5 м и горизонтальным эмиттансом 100 нм-рад. Путем тщательной настройки магнитной структуры вертикальный эмиттанс был уменьшен с 2 нм-рад (коэффициент связи – 2%) до 0,1 нм-рад. Был реализован режим, уменьшающий горизонтальный эмиттанс до 45 нм-рад. Другие улучшения касались увеличения энергии до 2,6 ГэВ, тока (с 200 до 450 мА) и стабильности пучка, для чего количество датчиков положения пучка было удвоено. В настоящее время долговременная стабильность пучка достигает 3 мкм по вертикали и 2 мкм по горизонтали. С увеличением стабильности пучка и уменьшением вертикального эмиттанса появилась возможность установить на накопитель мини-ондулятор с зазором менее 4 мм и периодом 11 мм, способный генерировать яркий пучок в жесткой области спектра.

**Третье поколение.** Для всех источников этой группы особое внимание уделяется стабильности пучка, начиная с временной шкала дни-часы и кончая синхротронными и бетатронными частотами. Учитывая, что вертикальный размер пучка  $\sim 10$  мкм, обеспечение стабильности на уровне 5-10 % размера является достаточно сложной задачей. На рис. 5.2.1 показано увеличение яркости накопителя ESRF начиная с 1992 г. по настоящее время [22].

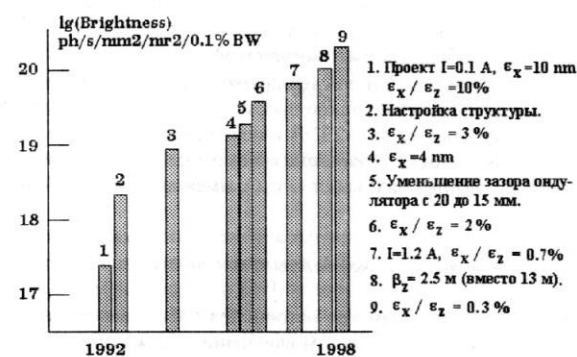


Рис. 5.2.1. Изменение яркости пучка СИ ESRF

Улучшения, которые делались для этого, включали увеличение тока со 100 мА до 200 мА, уменьшение горизонтального эмиттанса с 7 нм до 4 нм и коэффициента связи бетатронных колебаний с 10% до 0,3%, уменьшение вертикальной бета-функции и т.д. Все это позволило увеличить яркость ондуляторного излучения от  $5 \cdot 10^{17}$  фот/с/мм<sup>2</sup>/мрад<sup>2</sup>/0,1%BW до  $\sim 10^{20}$  – т.е. более чем на два порядка!

Говоря о современных проектах источников СИ, необходимо отметить следующие тенденции.

- Для проектируемых источников СИ третьего поколения характерны увеличение энергии и дальнейшее уменьшение эмиттанса путем использования нетрадиционных структурных решений. Пример: Swiss Light Source (SLS),

Швейцария, при энергии 2,4 ГэВ и структуре типа MBA (Multiple Bend Achromat) имеет эмиттанс 2,5 нм-рад [23].

- Получение сверхкоротких пучков, необходимых для экспериментов на СИ с временным разрешением, а также для изучения поведения пучка, поскольку сверхкороткие пучки интересны для источников СИ четвертого поколения. Примером специализированного под такие задачи квазизохронного накопителя является проект New Subaru (Япония) с энергией пучка 1,5 ГэВ и регулируемым в пределах  $\pm 0,001$  коэффициентом уплотнения орбит. На этой установке предполагается получение пучков длиной  $\leq 1$  мм (с учетом турбулентной неустойчивости) и импульсов СИ длительностью 3 пс [24].
- Установки для технологического использования (рентгеновская литография, LIGA-технология, медицинские применения). Для таких накопителей достаточно получения горизонтального эмиттанса  $\sim 50-100$  нм-рад, зато они гораздо дешевле (low budget) и компактнее источников СИ третьего поколения, что делает их более доступными для различных организаций (компаний, университетов, госпиталей). Для увеличения экспериментальных возможностей для специализированных источников проектируют гибкую оптику, когда, изменяя только токи квадрупольных линз, получают различные режимы работы. Так, например, проект технологического источника СИ (2 ГэВ) Nanohana, Япония, допускает три варианта магнитной структуры: стандартный (горизонтальный эмиттанс 65 нм-рад), с малыми бета-функциями для постановки сверхпроводящих эмеек и ондуляторов и с уменьшенным эмиттансом (27 нм-рад) [25].
- Компактные источники СИ со сверхпроводящими магнитами [26]. Развитие криогенной техники делает такие проекты все более привлекательными, поскольку при энергии пучка 1-2 ГэВ и поле поворотных магнитов 4-5 Тл имеется возможность постановки экспериментов с энергией фотонов до 100 кэВ (ангиография, литография, LIGA и т.д.), имея при этом периметр накопителя всего  $\sim 40$  м.

### 5.3. Концепции источников СИ четвертого поколения

Основным требованием для источников СИ четвертого поколения является дальнейшее увеличение яркости излучения как минимум на порядок. При этом важно, чтобы излучение имело высокую степень пространственной и временной когерентности, а также, чтобы рост яркости не влек за собой значительного увеличения мощности излучения (из-за проблем охлаждения экспериментального оборудования). Поэтому в любом проекте источника СИ четвертого поколения в качестве устройства-генератора рассматривается длинный ( $\sim 100$  м) ондулятор с числом периодов  $N \sim 10^4$ , чье излучение сосредоточено в узкой спектральной ширине  $\Delta\lambda/\lambda \sim N^{-1}$  когерентно и не требует дополнительной монохроматизации. Если эмиттанс пучка близок к дифракционному пределу, то яркость ондуляторного излучения растет линейно с длиной ондулятора, пока разброс энергий из-за квантовых эффектов не станет сравнимым со спектральной шириной ондуляторного излучения. Для области длин волн  $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$ , интересной для экспериментаторов, дифракционный предел

$$\varepsilon_x = \sigma_x \quad \sigma_x \leq \frac{\lambda}{4\pi} \quad (5.3.1)$$

дает  $\varepsilon_x \sim 10^{-11}$  м-рад, а разброс энергий в пучке при этом должен быть  $\sigma_E/E \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$ . На сегодня не видно способов достичь таких параметров пучка на накопителях из-за квантовых флуктуаций излучения из поворотных магнитов и внутрисгусткового рассеяния частиц, поэтому наиболее вероятным ускорителем для источника СИ четвертого поколения считается линейный ускоритель. Адиабатическое затухание пучка позволяет получить требуемые значения эмиттанса и энергетического разброса, а диффузионные процессы не успевают «испортить» их. Серьезные проблемы для линейных ускорителей связаны с получением большого пикового тока и «сбросом» отработанного пучка (наведенная радиация).

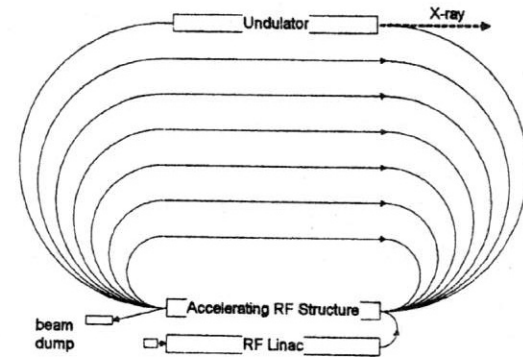


Рис 5.3.1. Схематическое изображение источника СИ четвертого поколения на основе микротрона-рекуператора

Однако, поскольку линейные ускорители далеки от основной темы лекции, остановимся на еще одном подходе к созданию источника СИ четвертого поколения, предложенном недавно [27], который сочетает в себе привлекательные черты и линейного, и циклического ускорителя. Проект включает микротрон-рекуператор (рис. 5.3.1) с несколькими дорожками и длинный ондулятор в качестве генератора СИ. Цепочка электронных пучков с энергией в несколько сотен МэВ инжектируется из линейного ускорителя, пролетает ряд оборотов ( $\sim 10$ ) по кольцевым дорожкам с увеличивающимся радиусом, ускоряясь в общей ускоряющей секции до энергии  $\approx 6$  ГэВ, излучает в ондуляторе и, замедляясь в той же ВЧ-секции до низкой энергии, сбрасывается на мишень-поглотитель, не создавая значительного радиационного фона. Малый эмиттанс и энергетический разброс обеспечивается адиабатическим затуханием, а диффузионные процессы (квантовые и внутрисгустковые) не успевают развиваться за малое время жизни каждого отдельного пучка. Оценки показывают, что при использовании ондулятора с периодом 1,5 см и длиной 150 м достижима средняя спектральная яркость излучения  $\approx 10^{23}$  фот/с/мм<sup>2</sup>/мрад<sup>2</sup>/0,1%BW. Предварительные параметры пучка в таком ускорителе приведены в таблице 5.3.1.



Таблица 5.3.1 Параметры пучка ускорителя-рекуператора

Энергия пучка	ГэВ	6
Ток пучка	мА	1
Горизонтальный эмиттанс	нм-рад	$5 \cdot 10^{-3}$
Вертикальный эмиттанс	нм-рад	$4 \cdot 10^{-3}$
Относительный разброс энергий		$2.4 \cdot 10^{-5}$

#### Литература

1. А.А. Коломенский, А.Н. Лебедев. Теория циклических ускорителей. М., 1962.
2. Г. Брук. Циклические ускорители заряженных частиц. М., «Атомиздат», 1970.
3. А.Н. Лебедев, А.В. Шальнов. Основы физики и техники ускорителей. М., «Энергоатомиздат», 1991.
4. CERN Accelerator School/General Accelerator Physics. CERN 85-19, v.1-2.
5. D. Einfeld et al. Lattice and dynamical behavior of the light source ANKA. Proc. of EPAC-96, v.1, 641-643.
6. K.-J. Kim. Proc of SPIE, 582, 2, 1986.
7. R. Chasman and K. Green. Preliminary design of a dedicated synchrotron radiation facility, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-22, 1765 (1975).
8. A. Ropert. High brillian lattices and the effects of insertion devices. CERN 90-03, 158-178.
9. D. Trbojevic and E. Courant. Low emittance lattices for electron storage rings revisited. Proc. of EPAC-94, v.2, 1000-1002.
10. G. Vignola. The use of gradient magnets in low emittance electron storage rings. NIM, A246 (1986).
11. E. Levichev and V. Sajaev. Nonlinear phase space study in a low-emittance light source using harmonic approximation. Part. Accel., 1997, Vol.56, pp.161-180.
12. P.M. Stefan et al. Small-gap undulator research at the NSLS: concepts and results. NIM A 412 (1998) 161-173.
13. В.Н. Корчуганов. Специализированный источник синхротронного излучения «Сибирь». Дисс., ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1986 г.
14. J.L. Laclare. Proc. 11<sup>th</sup> Int. Conf. on High Energy Accelerators, CERN, Geneva (1980).
15. 1-2 GeV Synchrotron Radiation Source. Conceptual design Report – July 1986, LBL, Berkeley CA, USA, PUB-5172 Rev.
16. M. Izawa et al. Installation of new damped cavities at the Photon Factory storage ring. J. Synchrotron Rad. (1988), 5, 369-371.
17. P.D. Quinn. Status report on operation of the Daresbury SRS after recent additions and upgrades. Proc. of EPAC'94, v.1, p.591-593.
18. J. Safranek. A low emittance lattice for the X-ray ring. Proc. of the 1995 IEEE Particle Accelerator Conference, 266-268.
19. L. Barkov, V. Baryshev, G. Kulipanov et al. A proposal to install a superconducting wiggler magnet on the storage ring VEPP-3 for generation of the synchrotron radiation. NIM, v.152, No 1 (1978), pp.23-29.
20. Н.А. Винокуров, А.Н. Скринский. Генераторный клистрон оптического диапазона на ультрарелятивистских электронах. Препр. ИЯФ СО РАН 77-59, 1977 г.
21. J. Safranek and H. Widemann. Low emittance in SREAR, 1991 IEEE Particle Accelerator Conference, San Francisco.

22. A. Jackson. Improving and extending performance at synchrotron radiation facilities. 1997 IEEE Particle Accelerator Conference, pp.703-707.
23. J. Bengtsson et al. Status of the Swiss Light Source Project SLS. Proc. of EPAC-96, v.2, pp.685-687.
24. A. Ando et al. Isochronous storage ring of the New Subaru project. J. of Synchrotron Rad., v.5, 342-344, 1998.
25. V. Korchuganov, E. Levichev et al. The Nanohana 2 GeV synchrotron light source. Proc. of National SR Conference SR98, NIM A206 (in press).
26. G. Kulipanov et al. Development of superconducting compact rings in Russia. Proc. of Workshop on fourth generation light sources, Feb.24-27, 1992, SSRL 92/02, pp.223-228.
27. G. Kulipanov, A. Skrinsky and N. Vinokurov. Synchrotron light sources and recent developments of accelerator technology. J. Synchrotron Rad. (1998), 5, 176-178.