

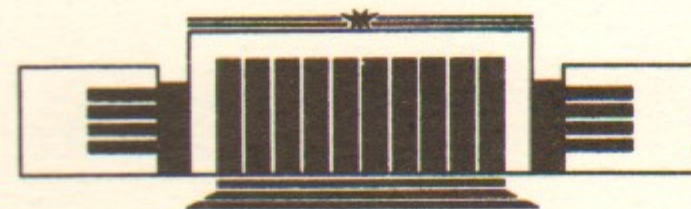


16
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.А. Жоленц, О.А. Нежевенко

**ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ МЕТОДА
ВЧ-МОНОХРОМАТИЗАЦИИ ЭНЕРГИИ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ В НАКОПИТЕЛЕ**

ПРЕПРИНТ 86-145



НОВОСИБИРСК

1986

АННОТАЦИЯ

Предложен новый метод монохроматизации энергии взаимодействия частиц в электрон-позитронных накопителях. Рассмотрены основные положения метода и показана принципиальная возможность его реализации.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе дается краткое описание нового метода монохроматизации энергии взаимодействия частиц в электрон-позитронных накопителях. Метод основывается на идее устранения энергетического разброса в каждом пучке при подходе к месту встречи и восстановления его в первоначальном виде после взаимодействия. Задача устранения и восстановления энергетического разброса возлагается на две ВЧ-структуры, симметрично расположенные относительно места встречи.

Электромагнитное поле в резонаторах ВЧ-структуры возбуждается таким образом, чтобы продольная составляющая электрического поля E_s в области малых значений x -координаты линейно возрастала с ростом x и равнялась нулю при $x=0$. Кроме того, в месте расположения резонаторов предыдущей оптикой накопителя создается горизонтальная энергетическая дисперсия пучка, много большая размера бетатронных колебаний частиц. Ускоряющее напряжение в структуре и энергетическая дисперсия выбираются в определенном соотношении, которое приводит к тому, что неравномерные по энергии частицы приобретают либо отдают в ВЧ-поле лишнюю порцию энергии.

Монохроматизация, естественно, получается с точностью до перемешивания энергетического разложения в пучке бетатронными колебаниями, с точностью до отклонения от линейной зависимости поля E_s для больших x -координат и с точностью до того, насколько меньшее ускоряющее напряжение в ВЧ-структуре проходят частицы в «голове» и «хвосте» пучка по сравнению с центральными

частицами. Все это ухудшает монохроматизацию. Анализ показывает, что разумным подбором параметров задачи—длины волны и ускоряющего напряжения ВЧ-структуры, величины энергетической дисперсии, длины сгустка—энергетический разброс в системе центра масс взаимодействующих частиц может быть уменьшен в пять раз и более.

1. МЕТОД МОНОХРОМАТИЗАЦИИ

Принцип работы метода монохроматизации энергии взаимодействия частиц на основе ВЧ-резонаторов состоит в следующем. На прямолинейном участке траектории пучка в накопителе симметрично с двух сторон от места встречи устанавливаются две ускоряющие ВЧ-структуры (см. рис. 1), работающие на длине волны λ .

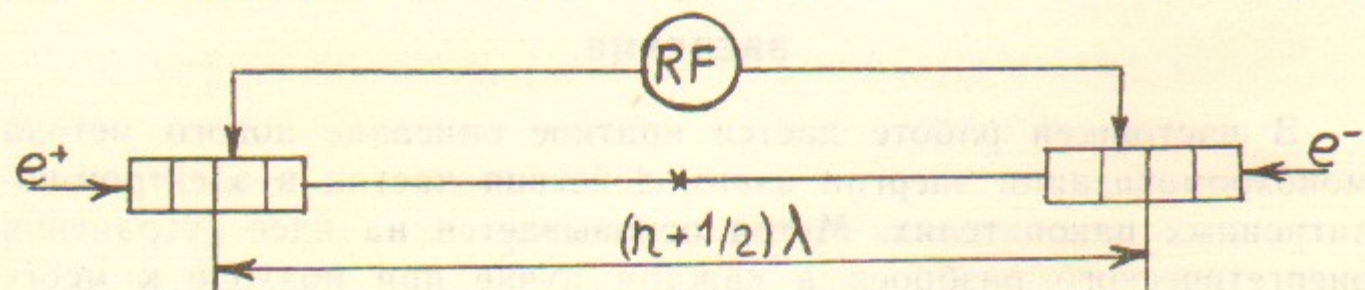


Рис. 1.

Расстояние между центрами структур выбирается равным $(n + 1/2)\lambda$, где n —целое. На участках, занятых резонаторами, предшествующей оптикой накопителя создается большое горизонтальное разложение пучка по энергии. При этом необходимо, чтобы синхротронный размер пучка σ_{xs} здесь намного превышал его бетатронный размер σ_{xp} . Тогда неравновесные частицы с отклонением энергии ΔE от равновесной энергии E_0 будут преимущественно занимать в ускоряющей структуре положение вблизи координаты $x = \Psi_x \frac{\Delta E}{E_0}$, где Ψ_x —горизонтальная дисперсионная функция.

Возбуждая в резонаторах электромагнитное поле, в котором продольная составляющая электрического поля E_s имела бы по x линейную зависимость $E_s = ax$ в области малых значений x , можно добиться того, чтобы набор энергий частиц на ускоряющей структуре был в точности противоположен их отклонению от равновесной энергии. Тогда электроны и позитроны при подлете к месту встречи выравниваются по энергии, а после встречи при прохождении второй ускоряющей структуры восстанавливают свою первоначальную энергию. Последнее выполняется за счет расположения

ускоряющих структур через целое число бетатронных волн по фазе горизонтальных бетатронных колебаний.

Наиболее просто необходимую для наших целей ускоряющую структуру можно представить в виде ряда прямоугольных резонаторов с поперечными размерами a_x , a_z , расположенных через $\lambda/2$, в которых возбуждаются E_{210} колебания поля со сдвигом фазы π между резонаторами (см. рис. 2). В системе координат, заданной

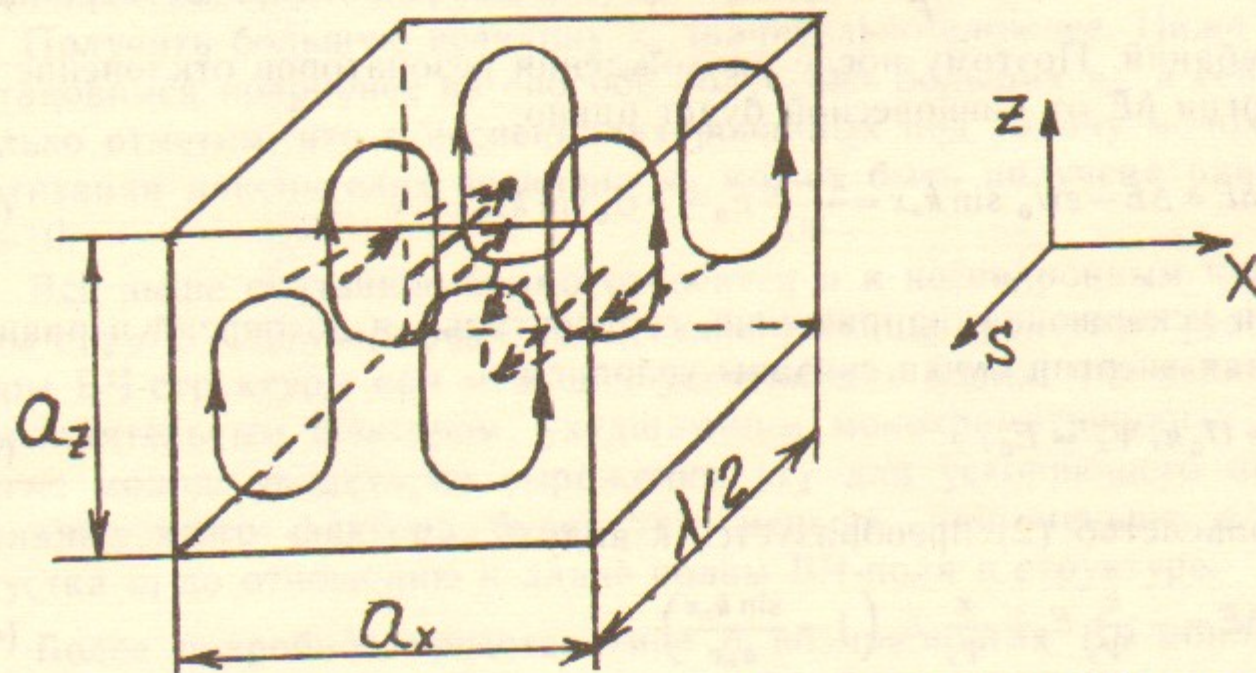


Рис. 2. Прямоугольный резонатор монохроматизирующей структуры. Начало системы координат задано в центре резонатора. Сплошными линиями показано направление магнитного поля, штриховыми—электрического.

в центре резонатора, поля для данной моды колебаний записываются в виде

$$E_s = -E_{s0} \sin k_x x \cdot \cos k_z z \cdot \cos (\omega t + \varphi),$$

$$H_x = \frac{k_z}{k} E_{s0} \sin k_x x \cdot \sin k_z z \cdot \sin (\omega t + \varphi),$$

$$H_z = -\frac{k_x}{k} E_{s0} \cos k_x x \cdot \cos k_z z \cdot \sin (\omega t + \varphi), \quad (1)$$

где E_s , H_x , H_z —продольное электрическое, горизонтальное и вертикальное магнитные поля; E_{s0} —амплитудное значение напряженности электрического поля; k , k_x , k_z —волновые векторы ($k_x = \frac{2\pi}{a_x}$,

$k_z = \frac{\pi}{a_z}$, $k^2 = k_x^2 + k_z^2$); ω , φ —частота и фаза колебаний.

Определим, какие условия должны быть выполнены для получения монохроматичности. Для начала рассмотрим только синхронные частицы с $\varphi=0$. Для них набор энергии на ускоряющей структуре в зависимости от x -координаты равен: $eU=eU_0 \sin k_x x$, где U_0 —амплитудное значение ускоряющего напряжения.

Частица с энергией $E=E_0+\Delta E$ при пролете структуры имеет координату $x=\Psi_x \frac{\Delta E}{E} + x_\beta$, где x_β —смещение за счет бетатронных колебаний. Поэтому после прохождения резонаторов отклонение ее энергии δE от равновесной будет равно:

$$\delta E = \Delta E - eU_0 \sin k_x x = \frac{x-x_\beta}{\Psi_x} E_0 - eU_0 \sin k_x x. \quad (2)$$

Если ускоряющее напряжение, горизонтальная дисперсия и равновесная энергия пучка связаны условием

$$eU_0 k_x \Psi_x = E_0, \quad (3)$$

то равенство (2) преобразуется к виду

$$\delta E = -\frac{x_\beta}{\Psi_x} E_0 + \frac{x}{\Psi_x} E_0 \left(1 - \frac{\sin k_x x}{k_x x}\right), \quad (4)$$

откуда после усреднения можно получить

$$\overline{\delta E^2} = \frac{\sigma_{x\beta}^2}{\Psi_x^2} E_0^2 + \frac{\sigma_{xs}^2}{\Psi_x^2} E_0^2 \left(1 - \frac{\sin k_x \sigma_{xs}}{k_x \sigma_{xs}}\right)^2. \quad (5)$$

Вводя обозначения: $\kappa_0 = \frac{\sigma_{xs}}{\sigma_{x\beta}}$, $b = \left(1 - \frac{\sin k_x \sigma_{xs}}{k_x \sigma_{xs}}\right)^{-1}$, $\kappa = \sqrt{\frac{\Delta E^2}{\delta E^2}}$, приведем (5) к более удобной форме:

$$\frac{1}{\kappa^2} = \frac{1}{\kappa_0^2} + \frac{1}{b^2}. \quad (6)$$

Из выражения (6) видно, что для синхронных частиц фактор монохроматичности κ , который определяет во сколько раз может быть улучшено энергетическое разрешение, зависит и от соотношения κ_0 синхротронного и бетатронного размеров пучка в структуре и от того, какую долю размера резонатора a_x занимает синхротронный размер пучка. Заметим, что величина b выбором отношения a_x/σ_{xs} может быть получена достаточно большой, чтобы практически не оказывать влияния на монохроматизацию. Так, напри-

мер, при $a_x/\sigma_{xs}=15$ величина $b=33$. При этом, согласно равенству (3), которое можно переписать в виде

$$\frac{eU_0}{\sqrt{\Delta E^2}} = \frac{1}{2\pi} \frac{a_x}{\sigma_{xs}}, \quad (7)$$

превышение ускоряющего напряжения над величиной среднеквадратичного разброса энергий в пучке будет равно только 2,4.

Получить большую величину κ_0 значительно сложнее. Ниже мы остановимся подробнее на способе получения больших κ_0 , а сейчас только отметим, что в неспециализированных под задачу монохроматизации накопителях величина κ_0 может быть получена равной $5 \div 10$.

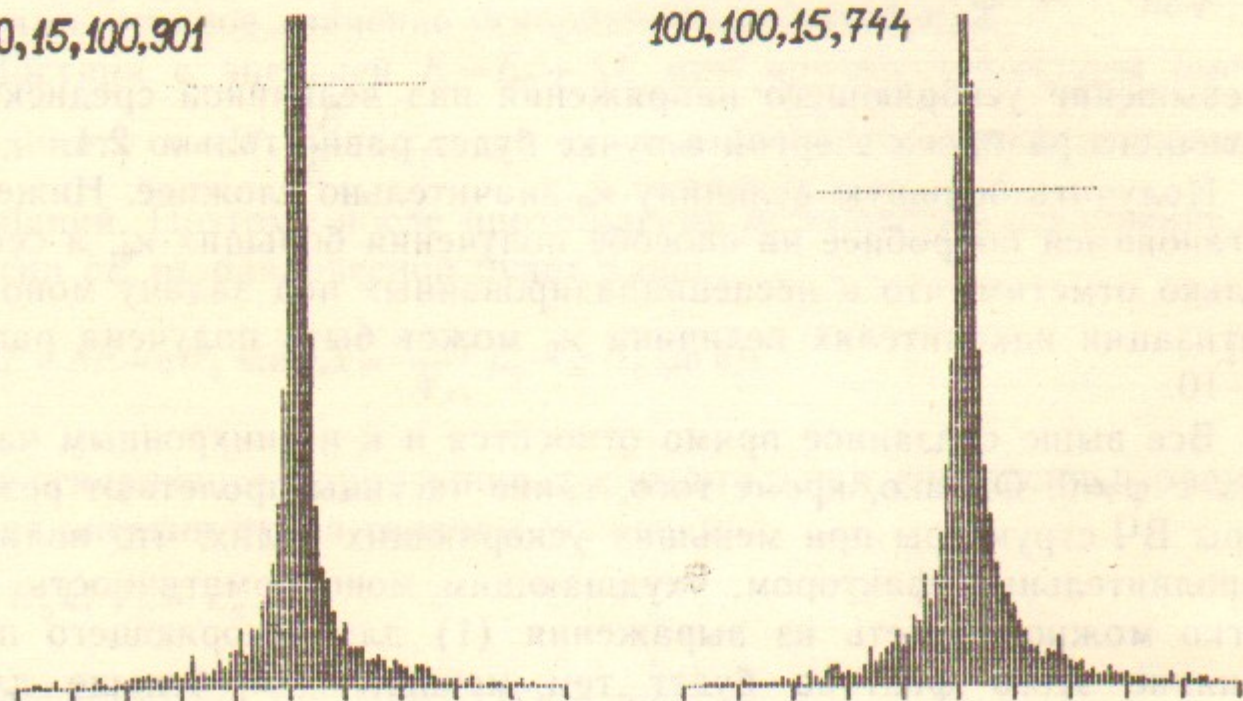
Все выше сказанное прямо относится и к несинхронным частицам с $\varphi \neq 0$. Однако, кроме того, такие частицы пролетают резонаторы ВЧ-структуры при меньших ускоряющих полях, что является дополнительным фактором, ухудшающим монохроматичность. Как легко можно увидеть из выражения (1) для ускоряющего поля, влияние этого фактора будет тем меньше, чем меньше длина сгустка σ_l по отношению к длине волны ВЧ-поля в структуре.

Более подробное представление о возможностях ВЧ-монохроматизации дают гистограммы распределения частиц пучка по энергии после прохождения монохроматизирующей структуры и гистограммы распределения светимости по энергии в системе центра масс сталкивающихся частиц, приведенные на рис. 3, 4. Гистограммы получены численным моделированием прохождения через монохроматизирующую структуру пучка, состоящего из 5000 частиц с нормальным распределением по длине, энергии, бетатронным x_β , x'_β —координатам. В модели не учитывалось магнитное поле в резонаторах и z -колебания частиц, поскольку на монохроматизации они никак не сказываются. Серии гистограмм на каждом рисунке показывают чувствительность монохроматичности к параметрам схемы монохроматизации: отношению длины волны ВЧ-поля к длине сгустка (λ/σ_l), отношению поперечного размера резонатора a_x к синхротронному размеру пучка в ВЧ-структуре (a_x/σ_{xs}), отношению синхротронного и бетатронного размеров пучка $\kappa_0 = \sigma_{xs}/\sigma_{x\beta}$.

При прохождении пучка через монохроматизирующую ВЧ-структуру одновременно с устранением энергетического разброса происходит перераспределение продольного и поперечного эмиттанса пучка. Если на входе в структуру полный радиальный размер

100,15,100,901

100,100,15,744



6,100,100,136

6,20,15,124

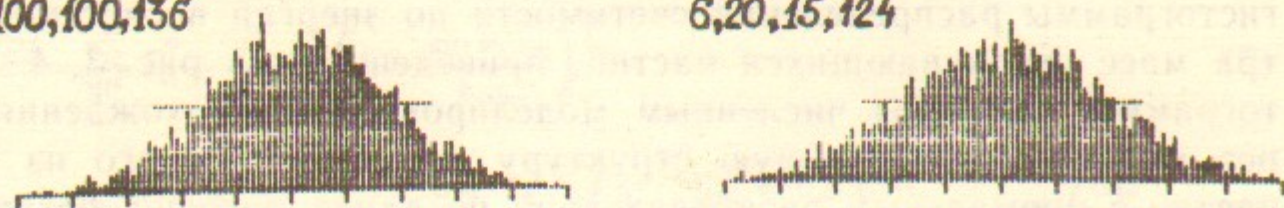
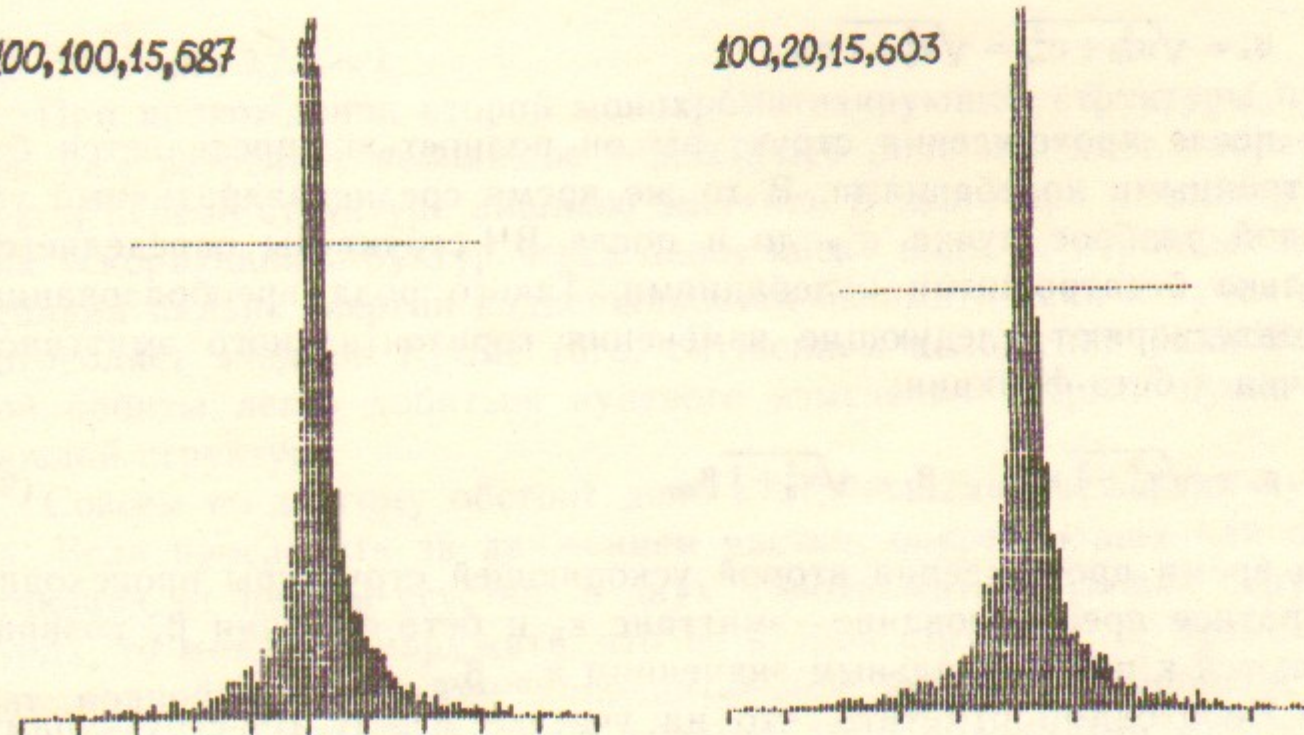


Рис. 3. Гистограммы распределения числа частиц в пучке по энергии после прохождения монохроматизирующей структуры. Гистограммы построены с шагом $0,01 \sigma_{\Delta E/E}$ и на одно отмеченное на рисунках деление приходится 10 шагов. На каждом рисунке подписаны заданные при моделировании параметры схемы ВЧ-монохроматизации в следующем порядке: κ_0 , a_x/σ_{xs} , λ/σ_l . Четвертая цифра показывает число частиц в пике. Два первых распределения обрезаны по высоте. Дополнительная горизонтальная линия на всех рисунках показывает уровень, равный половине высоты пика.

100,100,15,687

100,20,15,603



10,20,15,165

6,20,15,125

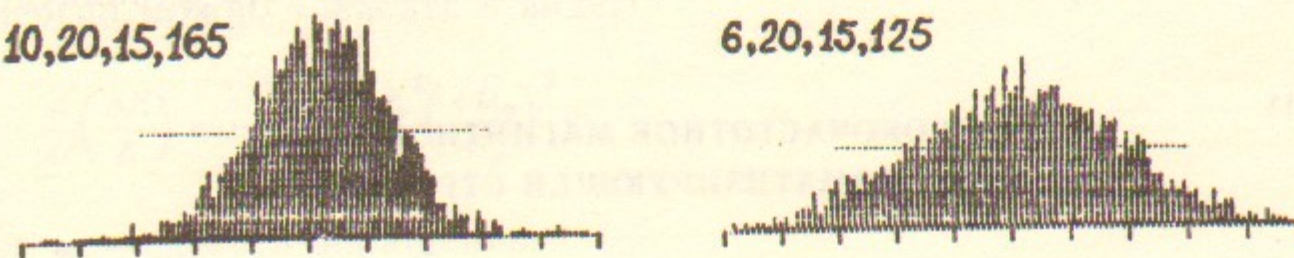


Рис. 4. Гистограммы распределения светимости по энергии в системе центра масс сталкивающихся электронов и позитронов. Гистограммы построены с шагом $0,01 \sigma_l$, где $\sigma_l = \sqrt{2} \sigma_{\Delta E/E}$. Запись всей дополнительной информации на рисунках такая же, как на рис. 3.

пучка представляется суммой бетатронных и синхротронных колебаний:

$$\sigma_x = \sqrt{\sigma_{x\beta}^2 + \sigma_{xs}^2} = \sqrt{\kappa_0^2 + 1} \sigma_{x\beta}, \quad (8)$$

то после прохождения структуры он полностью определяется бетатронными колебаниями. В то же время среднеквадратичный угловой разброс пучка $\sigma'_{x\beta}$ до и после ВЧ-структуры определяется только бетатронными колебаниями. Такого рода преобразования удовлетворяют следующие изменения горизонтального эмиттанса пучка и бета-функции:

$$\varepsilon_x = \sqrt{\kappa_0^2 + 1} \varepsilon_{x0}, \quad \beta_x = \sqrt{\kappa_0^2 + 1} \beta_{x0}. \quad (9)$$

Во время прохождения второй ускоряющей структуры происходит обратное преобразование — эмиттанс ε_x и бета-функция β_x возвращаются к первоначальным значениям ε_{x0} , β_{x0} .

Необходимо отметить, что на участке между ВЧ-структурами преобразованная бета-функция характеризует только размер пучка. Для описания оптических свойств магнитной структуры этого участка следует пользоваться не преобразованной бета-функцией.

2. ВЫСОКОЧАСТОТНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ МОНОХРОМАТИЗИРУЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ

Как видно из выражения (1), при движении пучка через монохроматизирующую структуру на него будет оказывать влияние магнитное поле с компонентами H_z , H_x . Вследствие малости вертикальных колебаний частиц H_x — компонента поля очень мала и мы ее в дальнейшем учитывать не будем. Влияние поля H_z более заметно и проявляется как в когерентном, так и в некогерентном движении частиц.

Рассматривая когерентное движение пучка вдоль монохроматизирующей структуры, легко заметить, что он пролетает как бы через своеобразную «змейку» из знакопеременного магнитного поля H_z . Поэтому пучок, находящийся сначала в центре координат, смещается по оси x при прохождении структуры. В результате он испытывает действие небольшого ускоряющего поля, которое сообщает ему дополнительную энергию $\Delta E_{\text{доп}}$:

$$\frac{\Delta E_{\text{доп}}}{E_0} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{a_x} \right)^2 \left(\frac{e U_0}{E_0} \right)^2, \quad (10)$$

где величина $\lambda/a_x \sim 1$.

При прохождении второй монохроматизирующей структуры пучок уже встречает небольшое тормозящее поле и отдает набранную в первой структуре лишнюю энергию. В итоге при расположении ускоряющих структур через целое число волн бетатронных колебаний баланс энергии поддерживается автоматически и пучок не потребляет энергии. Кроме того, смещением положения равновесной орбиты легко добиться нулевого изменения энергии пучка в каждой структуре.

Совсем по-другому обстоит дело с отдельными частицами пучка. Если проследить за движением частиц, опережающих или отстающих от центра сгустка, в двух монохроматизирующих структурах, то можно обнаружить, что во второй структуре не происходит полной компенсации дополнительной энергии, набранной в первой структуре. Остаточная энергия пропорциональна отклонению от центра, причем частицы в «хвосте» пучка приобретают дополнительную энергию, а в «голове» теряют. Величину изменения энергии можно записать в виде:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta E}{E} \right) = - \frac{\omega_0}{2} \left(\frac{\lambda}{a_x} \right)^2 \left(\frac{e U_0}{E_0} \right)^2 \varphi, \quad (11)$$

где ω_0 — частота обращения.

Проявлением этого эффекта является слабая продольная фокусировка пучка, которую можно выразить через сдвиг частоты синхротронных колебаний $\Delta \nu_s$:

$$\Delta \nu_s = \frac{1}{4} \frac{aq}{\nu_s} \left(\frac{\lambda}{a_x} \right)^2 \left(\frac{e U_0}{E_0} \right)^2, \quad (12)$$

где ν_s — частота невозмущенных синхротронных колебаний; a — коэффициент уплотнения орбит; q — кратность ВЧ-монохроматизирующей структуры.

Еще один эффект, связанный с магнитным полем, имеет важное значение для анализа движения несинхронных частиц. При прохождении монохроматизирующей структуры несинхронные частицы вследствие фазового сдвига испытывают избыточное действие поля H_z какого-то одного знака. В результате к концу структуры, кроме небольшого смещения координаты, они набирают довольно

большой угол θ , равный:

$$\theta = \sigma \frac{\Delta E}{E} \left(\frac{\sigma_l}{\sigma_{xs}} \right) \frac{s}{\sigma_l}, \quad (13)$$

где s — продольная координата частицы; σ_l — длина сгустка. При

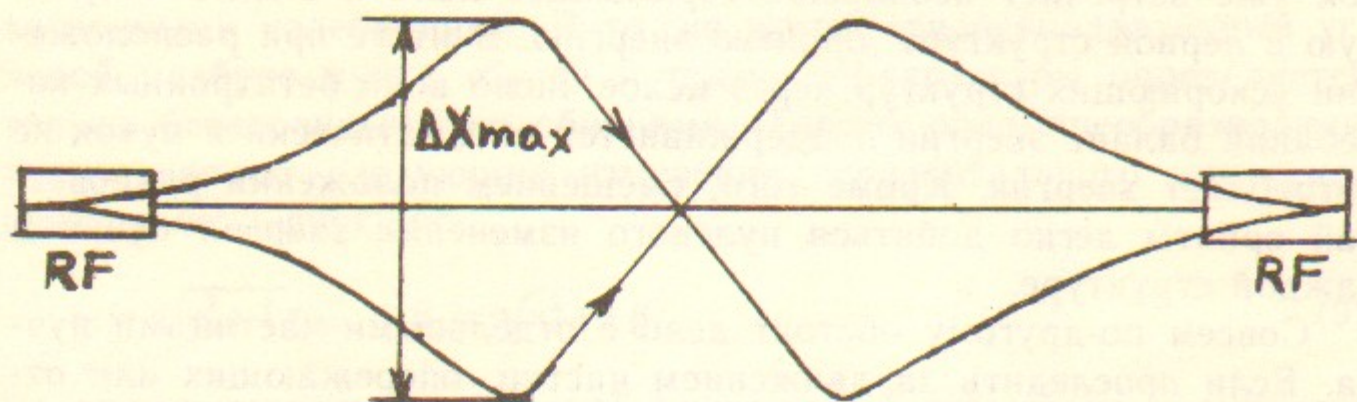


Рис. 5. Траектории «головы» и «хвоста» пучка между ускоряющими структурами. Δx_{\max} — максимальное горизонтальное расхождение частиц, равноотстоящих от центра сгустка.

дальнейшем движении частицы «головы» пучка и частицы «хвоста» пучка, находящиеся на одинаковом расстоянии s от центра, разойдутся в разные стороны по горизонтальной оси (см. рис. 5). Расхождение достигнет максимума Δx_{\max} через четверть волны горизонтальных бетатронных колебаний после ускоряющей структуры и будет равно

$$\Delta x_{\max} = \frac{2\theta}{\sigma'_{x\beta}} \sigma_{x\beta \max}, \quad (14)$$

где $\sigma'_{x\beta}$ — среднеквадратичный угловой разброс пучка в месте расположения ускоряющей структуры; $\sigma_{x\beta \max}$ — бетатронный размер пучка в месте измерения Δx_{\max} , какой бы он был без преобразования (9).

В месте встречи, т. е. через полволны горизонтальных бетатронных колебаний после ускоряющей структуры, все частицы вновь соберутся вместе. Характер дальнейшего их движения от места встречи до второй ускоряющей структуры будет таким же, как и до места встречи, с единственным отличием в направлении отклонения частиц «головы» и «хвоста» пучка.

3. ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ ДИСПЕРСИЯ

Создание большой горизонтальной дисперсии пучка в резонаторах монохроматизирующей структуры является отдельной задачей, решение которой дает принципиальную основу для осуществления всего проекта ВЧ-монохроматизации. Действительно, обычно в элементах периодичности накопителя существует приблизительное равенство горизонтального синхротронного и бетатронного размеров пучка $\sigma_{xs} \approx \frac{\sigma_{x\beta}}{\sqrt{2}}$. Поэтому для того, чтобы получить на некото-

ром участке кольца большое значение $\kappa_0 = \frac{\sigma_{xs}}{\sigma_{x\beta}}$, требуется специальная магнитная структура. Примером такой магнитной структуры является α -вставка, предложенная ранее в работе [1] для получения коротких сгустков. Кратко остановимся на принципе ее работы.

Способом получения большого значения κ_0 в α -вставке является увеличение инварианта

$$J = \beta_x \Psi_x'^2 - \beta_x' \Psi_x' \Psi_x + \frac{1 + \beta_x'^2/4}{\beta_x} \Psi_x^2 \quad (15)$$

в 100 и более раз по сравнению с его значением на регулярной части кольца накопителя. Для столь резкого увеличения J используется магнит, в котором получается большая производная Ψ_x' и предшествующей оптикой накопителя создается большая β_x -функция. Поскольку начальное значение J для таких конечных J является уже несущественным, то значение инварианта на выходе из магнита определяется в основном первым членом в формуле (15):

$$J \approx \beta_{x0} (\varrho l)^2, \quad (16)$$

где β_{x0} — значение β_x -функции в магните; ϱ — кривизна; l — длина магнита.

Наряду с ростом J магнит приводит и к росту эмиттанса пучка, причем добавочный вклад в эмиттанс от магнита из-за большого J может получиться уже достаточным, чтобы оказывать заметное влияние на κ_0 через увеличение бетатронного размера пучка. С учетом этого дополнительного увеличения размера величина $1/\kappa_0^2$ приближенно представляется в виде

$$\frac{1}{\kappa_0^2} = \frac{1}{\beta_{x0}(\rho l)^2} \frac{\epsilon_{x0}}{\sigma_{\Delta E/E}} + \frac{2}{3} \frac{\rho^3 l}{I_3} \frac{G_x}{G_s}, \quad (17)$$

где I_3 — интеграл $\oint \rho^3 ds$ по кольцу накопителя; G_s , G_x — декременты синхротронных и горизонтальных бетатронных колебаний.

В выражении (17) первый член — главный и показывает, чего можно добиться за счет увеличения инварианта J , второй член дает представление о неизбежных потерях из-за возрастания эмиттанса пучка. Видно, что при фиксированном значении произведения ρl максимум κ_0 получается, когда увеличение инварианта J делается длинным магнитом со слабым полем.

4. СВЕТИМОСТЬ И ЭФФЕКТЫ ВСТРЕЧИ

Согласно исходному принципу построения схемы ВЧ-монохроматизации, в резонаторах ускоряющей структуры создается большое превышение горизонтального синхротронного размера пучка над бетатронным. Поэтому полный горизонтальный размер увеличивается в $\sqrt{\kappa_0^2 + 1}$ раз по сравнению со случаем, когда вообще отсутствует какая бы то ни было дисперсия. Такое же увеличение размера происходит и в месте встречи, так как оно располагается через полволны горизонтальных бетатронных колебаний от ускоряющей структуры. Если по формуле [2]

$$L = f_0 \frac{N^2}{4\pi \sigma_x \sigma_z}, \quad (18)$$

где L — светимость; f_0 — частота обращения; N — число частиц в пучке; σ_z , σ_x — вертикальный и горизонтальный размеры пучка в месте встречи, проследить, что при этом произойдет со светимостью, то можно увидеть, что светимость должна будет уменьшиться в $\sqrt{\kappa_0^2 + 1}$ раз:

$$L = \frac{L_0}{\sqrt{\kappa_0^2 + 1}}, \quad (19)$$

где L_0 — светимость в отсутствие дисперсии.

Одновременно уменьшатся и линейные горизонтальный и вертикальный сдвиги частот бетатронных колебаний $\xi_{z,x}$ [2]:

$$\xi_{z,x} = \frac{N r_e}{2\pi\gamma} \frac{\beta_{z,x}}{\sigma_z(\sigma_z + \sigma_x)}, \quad (20)$$

где r_e — классический радиус электрона; γ — релятивистский фактор. При этом ξ_z уменьшится в $\sqrt{\kappa_0^2 + 1}$ раз:

$$\xi_z = \frac{\xi_{z0}}{\sqrt{\kappa_0^2 + 1}}, \quad (21)$$

а ξ_x — в $(\kappa_0^2 + 1)$ раз:

$$\xi_x = \frac{\xi_{x0}}{(\kappa_0^2 + 1)}. \quad (22)$$

Здесь ξ_{z0} , ξ_{x0} — линейные сдвиги частот в отсутствие дисперсии. Очевидно, что, увеличивая число частиц в пучке в $\sqrt{\kappa_0^2 + 1}$ раз:

$$N = N_0 \sqrt{\kappa_0^2 + 1}, \quad (23)$$

где N_0 — число частиц в пучке в отсутствие дисперсии, можно поднять ξ_z до уровня ξ_{z0} и вместо уменьшения светимости (19) получить ее увеличение в $\sqrt{\kappa_0^2 + 1}$ раз:

$$L = L_0 \sqrt{\kappa_0^2 + 1}. \quad (24)$$

При этом горизонтальный сдвиг частоты ξ_x все равно еще будет меньше ξ_{x0} :

$$\xi_x = \frac{\xi_{x0}}{\sqrt{\kappa_0^2 + 1}}. \quad (25)$$

Фактически весь рост светимости в схеме ВЧ-монохроматизации получается за счет расширения горизонтального размера пучка в месте встречи. Это во многом напоминает способ увеличения светимости с помощью «змеек», увеличивающих эмиттанс пучка. Но в отличие от этого способа, в данном случае увеличение размера происходит только на ограниченном участке кольца накопителя, что может иметь определенные преимущества. Кроме того, здесь не требуется увеличения мощности ВЧ для компенсации дополнительных потерь энергии на синхротронное излучение в «змейках» и не происходит возрастания энергетического разброса в пучке.

Если по каким-либо причинам, не связанным с эффектами встречи, интенсивность пучка оказывается ограниченной, то для предотвращения падения светимости потребуется уменьшать площадь пучка в месте встречи. При том же значении κ_0 это можно

получить и за счет уменьшения β_x в месте встречи, и за счет уменьшения вертикального эмиттанса пучка.

Подробный анализ эффектов встречи в столь специфических условиях столкновения пучков выходит за рамки настоящей работы. Здесь лишь отметим, что взаимодействие встречных пучков не нарушает принципа работы схемы ВЧ-монохроматизации. Напомним, что набег фазы горизонтальных бетатронных колебаний от места встречи до ускоряющей структуры равен π . Поэтому дополнительный угол в x -движении, который сообщает поле встречного пучка частице, не приводит к смещению координаты в ускоряющей структуре, и энергия частицы восстанавливается так же, как и в отсутствие встречного пучка.

5. ДЕКРЕМЕНТЫ ЗАТУХАНИЯ

С уменьшением энергии накопителя величины отношений a_x/σ_{xs} , λ/σ_l увеличиваются вследствие уменьшения энергетического разброса $\sigma_{\Delta E/E}$ в пучке. Это означает, что связанное с этими параметрами ухудшение монохроматичности, о котором шла речь в п. 1, будет проявляться все в меньшей степени. В то же время величина $\kappa_0 = \sigma_{xs}/\sigma_{x\beta}$ от энергии пучка не зависит, а поскольку именно κ_0 в основном определяет окончательное значение фактора монохроматичности κ , то улучшение монохроматичности на меньших энергиях будет очень мало.

Для получения максимального значения κ желательно было бы поступить наоборот: с уменьшением энергии увеличивать κ_0 и оставлять без изменения a_x/σ_{xs} , λ/σ_l . Уменьшение декремента затухания синхротронных колебаний G_s и увеличение декремента затухания горизонтальных бетатронных колебаний G_x как раз это и обеспечивают. Максимальный эффект достигается, когда с уменьшением энергии относительный энергетический разброс в пучке $\sigma_{\Delta E/E}$ остается постоянным, т. е. декременты затухания изменяются по закону:

$$G_{s1} = G_{s0} \left(\frac{E_1}{E_0} \right)^2, \quad G_{x1} = 3 - G_{s1}, \quad (26)$$

где значения G_{s1} , G_{x1} относятся к энергии E_1 , а G_{s0} к энергии E_0 . В этом случае энергетический разброс в пучке после прохождения монохроматизирующей структуры будет приблизительно в $\sqrt{G_{x0}/G_{x1}}$ раз меньше, чем в режиме с первоначальными декрементами.

Перераспределяя декременты затухания, нужно внимательно следить, чтобы затухание синхротронных колебаний не стало слишком мало. По-видимому, значение $G_s = 0,5$ является разумной границей, до которой можно уменьшать G_s . Если предположить, что нормальное значение G_s при энергии E_0 равно 2, то минимальная энергия, при которой G_s достигнет уровня $G_s = 0,5$, будет $E_0/2$. При этом дополнительное улучшение монохроматичности за счет перераспределения декрементов затухания может составлять 1,6 раза.

6. СИНХРОБЕТАТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ

Численное моделирование движения частиц в накопителе со схемой ВЧ-монохроматизации показало, что при отклонении набег фазы горизонтальных бетатронных колебаний между двумя ускоряющими структурами от номинального значения 2π создаются условия для возбуждения синхробетатронных резонансов. Причиной является рассогласование взаимной компенсации воздействия магнитных полей ускоряющих структур на пучок.

Среди всех возможных резонансов в нашем случае наибольшую опасность представляют синхробетатронные сателлиты целого и параметрического резонансов с малыми значениями номера n :

$$v_x \pm nv_s = l, \quad 2v_x \pm nv_s = l. \quad (27)$$

Здесь v_x — частота горизонтальных бетатронных колебаний; v_s — частота синхротронных колебаний; n , l — целые числа. На этих резонансах происходит увеличение горизонтального размера пучка даже при небольших отклонениях фазы горизонтальных бетатронных колебаний $\Delta\phi_x/2\pi = 0,03$. Поэтому понятно, что подстройка набег фазы горизонтальных бетатронных колебаний между резонаторами ускоряющих структур является эффективным средством подавления резонансов. Она может состоять из двух этапов — первичной настройки оптики накопителя и автоматической подстройки набег фазы по эффекту. Второе необходимо для быстрой отработки различных пульсаций магнитного поля.

Автоматическую подстройку можно осуществлять с помощью высокочастотной квадрупольной линзы, включенной в цепь обратной связи по наблюдению за увеличением горизонтального размера пучка. Фокусное расстояние этой линзы должно быть приблизительно равно $f = \beta_x/2\Delta\phi_x$, где β_x бета-функция в линзе.

Относительно вертикальных бетатронных колебаний частиц можно сказать, что в численном моделировании они оказались практически не чувствительны к магнитному полю ускоряющих структур. На различных синхробетатронных резонансах вертикальное движение оставалось невозмущенным при самых произвольных набегах фазы вертикальных бетатронных колебаний между структурами. Это объясняется малой величиной вертикальных колебаний частиц.

7. ЧИСЛЕННЫЙ ПРИМЕР

Рассмотрим количественно, что может дать использование схемы ВЧ-монохроматизации на накопителе, работающем в области энергий γ -резонансов (4,7 ÷ 6 ГэВ в пучке). Для определенности на энергии 5,4 ГэВ примем параметры пучка близкими по своим значениям к параметрам пучка электрон-позитронного накопителя ВЭПП-4:

Эмиттанс ϵ_x

- а) без схемы монохроматизации $2,0 \cdot 10^{-5}$ см·рад,
- б) со схемой монохроматизации $4,0 \cdot 10^{-5}$ см·рад.

Энергетический разброс $\sigma_{\Delta E/E}$ $0,84 \cdot 10^{-3}$.

Декременты затухания G_x, G_s 1, 2.

Длина сгустка σ_l 2 см.

Бета-функции в месте встречи β_z^*, β_x^* 2,5 см; 100 см.

Коэффициент связи колебаний $\mu = \sqrt{\epsilon_z/\epsilon_x}$ 1/15.

Частота обращения f_0 818 кГц.

Здесь указаны два значения эмиттанса пучка. Одно без учета схемы монохроматизации, другое с учетом схемы монохроматизации, на магнитах которой происходит приблизительно удвоение эмиттанса.

В качестве монохроматизирующей ВЧ-структуры из-за более простой технологии предлагается использовать ускоряющую структуру, составленную из цилиндрических резонаторов с возбуждением E_{110} колебаний поля (см. рис. 6). Зависимость электрических и магнитных полей от цилиндрических r, θ, z координат определяется здесь выражениями:

$$E_s = E_{s0} I_1(kr) \cos \theta \cos(\omega t + \varphi) \simeq E_{s0} I_1(kr) \cos(\omega t + \varphi),$$

$$H_r = E_{s0} \frac{I_1(kr)}{kr} \sin \theta \sin(\omega t + \varphi) \simeq 0,$$

$$H_\theta = E_{s0} I_1'(kr) \cos \theta \sin(\omega t + \varphi) \simeq E_{s0} I_1'(kr) \sin(\omega t + \varphi) \quad (28)$$

где I_1 — функция Бесселя первого рода; I_1' — производная I_1 по аргументу; $k = 2\pi/\lambda = a_0/R_0$, $a_0 = 3,8317$ — первый нуль функции I_1 , R_0 — радиус резонатора. Заметим, что резонатор с такими полями используется в качестве резонатора развертки пучка в гироконах [3].

В дальнейшем будем считать, что оптическая структура схемы монохроматизации позволяет получать $\kappa_0 = 6$. Для того, чтобы только κ_0 определяла результирующий выигрыш в энергетическом разрешении κ , должны быть малы дополнительные потери в монохроматичности, о которых шла речь в п. 1. Согласно гистограммам на рис. 3, 4 это условие удовлетворяется выбором отношений λ/σ_l и $2R_0/\sigma_{xs}$, равных соответственно 15 и 20. Таким образом, для $\sigma_l = 2$ см мы будем иметь $\lambda = 30$ см, $R_0 = 18,3$ см и $\sigma_{xs} = 1,8$ см. При таком σ_{xs} и малом вертикальном размере пучка отверстие в резонаторах ускоряющей структуры, необходимое для прохождения пучка, будет иметь форму сильно вытянутого по горизонтали прямоугольника. Заметим, что излучение электромагнитного поля из такой щели практически отсутствует.

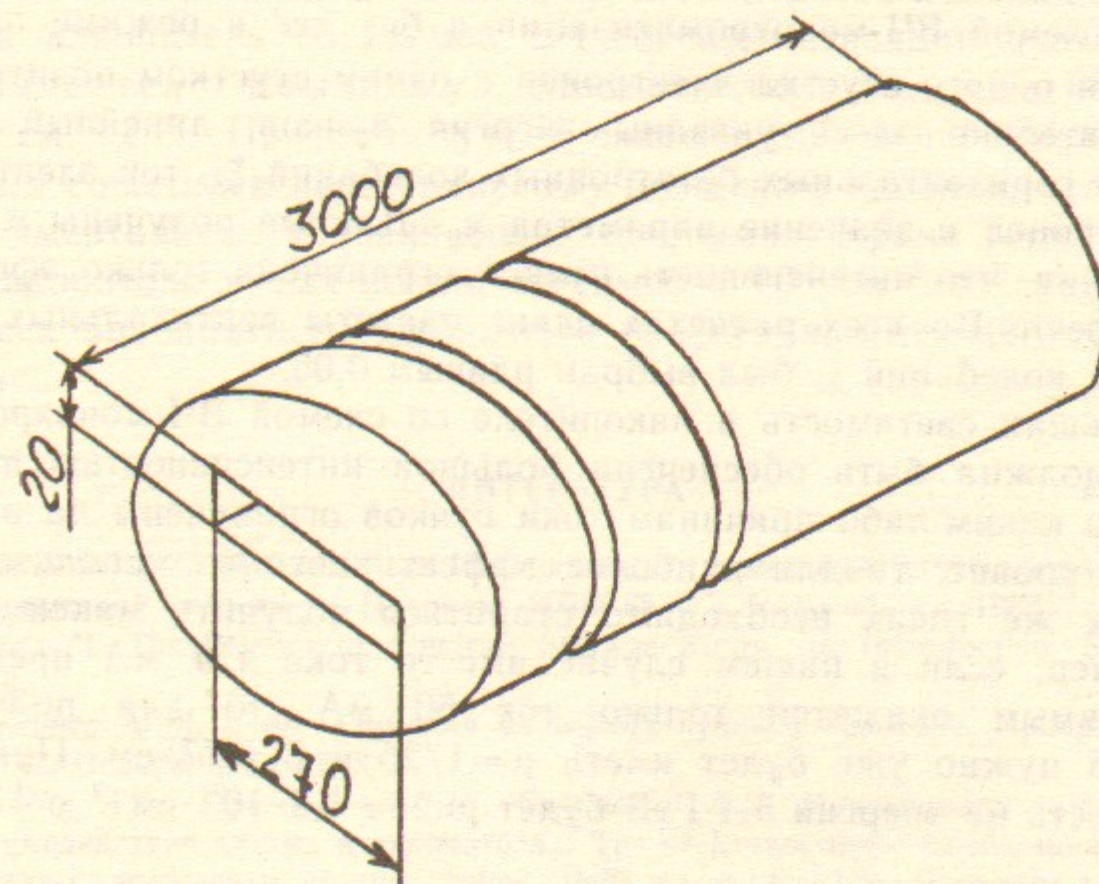


Рис. 6. Цилиндрическая монохроматизирующая структура.

Для расчета необходимого ускоряющего напряжения в монохроматизирующих структурах в случае цилиндрических резонаторов вместо формулы (7) нужно применять формулу

$$\frac{eU_0}{\sqrt{\Delta E^2}} = \frac{1}{6,606} \frac{2R_0}{\sigma_{xs}}, \quad (29)$$

которая при выбранных нами параметрах дает $eU_0 = 13$ МэВ.

Энергия, ГэВ	ξ_x	Ток, мА	Светимость, см ⁻² с ⁻¹	χ_0	Примечание
5,4	0,004	137	$3,2 \cdot 10^{32}$	6	со схемой монохроматизации
4,7	0,003	112	$2,3 \cdot 10^{32}$	7,3 ^{*)}	
5,4	0,021	13	$3,1 \cdot 10^{31}$	0	без схемы монохроматизации
4,7	0,021	8,8	$1,8 \cdot 10^{31}$	0	

^{*)} Улучшение монохроматичности на энергии 4,7 ГэВ обеспечивается перестройкой декремента затухания G_x от значения $G_x=1$ на энергии 5,4 ГэВ к значению $G_x=1,5$ на энергии 4,7 ГэВ.

В таблице приведены результаты расчета светимости накопителя со схемой ВЧ-монохроматизации и без нее в режиме взаимодействия одного сгустка электронов с одним сгустком позитронов. Дополнительно здесь указаны энергия пучков, линейный сдвиг частоты горизонтальных бетатронных колебаний ξ_x , ток электронов и позитронов и значение параметра χ_0 . Данные получены в предположении, что интенсивность пучков ограничена только эффектами встречи. Во всех расчетах сдвиг частоты вертикальных бетатронных колебаний ξ_z был выбран равным 0,05.

Большая светимость в накопителе со схемой ВЧ-монохроматизации должна быть обеспечена большой интенсивностью пучков. Если по каким-либо причинам токи пучков ограничены на определенном уровне, то для наиболее эффективного их использования при тех же токах необходимо стараться получить максимум ξ_z . Например, если в нашем случае вместо тока 137 мА предельно достижимым окажется только ток 50 мА, то для получения $\xi_z=0,05$ нужно уже будет иметь $\mu=1/25$ и $\beta_x^*=77$ см. При этом светимость на энергии 5,4 ГэВ будет равна $1,2 \cdot 10^{32}$ см⁻² с⁻¹.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По сравнению с ранее обсуждавшейся схемой монохроматизации на основе электростатических skew-квадрупольных линз [4] новый метод монохроматизации обладает следующим преимуществом: одновременно с улучшением монохроматичности он дает и увеличение светимости. В старой схеме монохроматичность разрушалась из-за эффектов встречи, что не позволяло рассчитывать на большую светимость [5].

Способ увеличения светимости за счет создания в месте встречи большой горизонтальной энергетической дисперсии может иметь и самостоятельное значение. В отличие от широко известного подхода, связанного с увеличением горизонтального эмиттанса пучка с помощью магнитных «змеек», здесь горизонтальный размер пучка возрастает только на небольшом участке периметра накопителя, вертикальный размер пучка вообще не изменяется, не возрастают потери на синхротронное излучение и не увеличивается энергетический разброс частиц.

Новый метод монохроматизации открывает хорошую перспективу для экспериментального исследования узких резонансов на электрон-позитронных накопителях. По скорости генерации резонансов накопитель со схемой ВЧ-монохроматизации оказывается эквивалентен обычному накопителю со светимостью $\sim 10^{33}$ см⁻² с⁻¹. При этом увеличивается отношение числа резонансных событий к нерезонансному рождению адронов, что делает экспериментальные условия более «чистыми». Кроме того, в обычном накопителе время жизни светимости 10^{33} см⁻² с⁻¹ мало из-за процесса однократного тормозного излучения, имеющего большое сечение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дубровин А.Н., Жоленц А.А. Накопитель с укороченным сгустком для получения высокой светимости. Препринт ИЯФ 85-113. Новосибирск, 1985.
2. Sands M. The Physics of Electron Storage Rings. An Introduction. SLAC-121, 1970.
3. Карлинер М.М. и др. Круговая развертка пучка в гироконе. Препринт ИЯФ 82-147. Новосибирск, 1982.
4. Жоленц А.А., Протопопов И.Я., Скринский А.Н. Монохроматизация энергии взаимодействия частиц в накопителях. Тр. VI Всесоюзного Совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1979, т.1, с.132—136; Препринт ИЯФ 79-6. Новосибирск, 1979.
5. Герасимов А.Л., Жоленц А.А. Эффекты встречи в накопительных кольцах со схемой монохроматизации. Препринт ИЯФ 86-85. Новосибирск, 1986.

А.А. Жоленц, О.А. Нежевенко

**Основные положения метода ВЧ-монохроматизации
энергии взаимодействия частиц в накопителе**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 4 июня 1986 г.
Подписано в печать 8.10.1986 г. МН 11822
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,0 печ.л., 1,6 уч.-изд.л.
Тираж 220 экз. Бесплатно. Заказ № 145

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*