

Д.36

15

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко, Е.Л.Салдин

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ
ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ
ДЛЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ
В НАКОПИТЕЛЯХ

Работа поступила -15 мая 1980года.

Ответственный за выпуск - С.Г. Попов.

Подписано к печати 29.08.80МН 06887 Формат 30 x 42 1/8

Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл. 1,0 печ.л.

Учётно - изд. 0,9 л. Тираж 150 экз. Заказ №171 Бесплатно

Отпечатано на ротапринте Института Ядерной Физики
Сибирского Отделения Академии Наук СССР
630090, Новосибирск - 90, Проспект Науки, 11

ПРЕПРИНТ 80-171



О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ
ДЛЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В НАКОПИТЕЛЯХ

Я.С.Деробнев, А.М.Кондратенко, Е.Л.Салдин

А Н Н О Т А Ц И Я

Обсуждается возможность поляризации электронов (позитронов) встречными циркулярно-поляризованными фотонами. Эффект основан на зависимости сечения комптоновского рассеяния от начальной поляризации электрона. В случае жестких фотонов спиновая зависимость используется для преимущественного выбивания из пучка электронов определенной спиральности при однократном рассеянии. Этот метод позволяет достичь рекордно коротких времен поляризации (порядка нескольких секунд). В области достаточно мягких квантов для поляризации пучка применим другой способ, не связанный с выходом частиц из пучка. В этом способе используется зависимость потерь энергии при многократном рассеянии от направления спина вместе со спин-орбитальной связью в поле накопителя (которая является необходимой для поляризации пучка мягкими фотонами). При применении этих методов в накопителях на высокие и сверхвысокие энергии можно использовать источники фотонов основанные на генерации когерентного излучения релятивистским пучком электронов в спиральном ондуляторе. В докладе продемонстрировано на конкретных примерах возможность поляризации мягкими фотонами. Предлагается также циклический вариант источника жесткого когерентного излучения (рентгеновский лазер) для поляризации методом выбивания.

Другой возможностью получить поляризацию пучка в накопителе является создание интенсивного источника поляризации частиц с помощью ЛСЭ. Вторичные γ - кванты, получаемые в результате взаимодействия циркулирующего пучка высокой энергии со встречной циркулярно-поляризованной электро-магнитной волной можно конвертировать в кулоновском поле ядер в поляризованные электрон-позитронные пары. На примере показано, что использование ЛСЭ в накопителе LEP позволяет получить темп накопления поляризованных частиц в LEP выше, чем неполяризованных в проектируемой схеме.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ
ДЛЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В НАКОПИТЕЛЯХ

Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, Е.Л.Салдин

1. Введение

В работах /1,2/ была показана возможность поляризации электронов (позитронов) встречными циркулярно-поляризованными фотонами. Эффект основан на зависимости сечения комптоновского рассеяния от начальной поляризации электрона. Эта зависимость характеризуется отношением энергии падающего фотона в сопутствующей системе $2\gamma\hbar\omega_p$ к энергии покоя электрона: $\chi = 2\gamma\hbar\omega_p/m$. При $\chi \gg 1$ спиновая зависимость и энергия отдачи становятся настолько большими, что это можно использовать для преимущественного выбивания из пучка электронов определенной спиральности при однократном рассеянии. При этом необходимо обеспечить устойчивость продольной поляризации циркулирующих электронов на участке взаимодействия с фотонами.

В области достаточно мягких квантов, когда энергия отдачи при рассеянии не превосходит энергетическую апертуру, накопителя $\Delta E_{сз}$:

$$\chi \ll \Delta E_{сз} / m\gamma$$

применим другой способ, не связанный с выходом частиц из пучка. В этом способе, кроме спиновой зависимости потерь энергии при многократном рассеянии, используется спин-орбитальная связь в поле накопителя. Здесь следует подчеркнуть, что процессы с переворотом спина в акте рассеяния с ультрарелятивистской точностью имеют в лабораторной системе одинаковые вероятности и это исключает их использование для получения поляризации. Поэтому организация спин-орбитальной связи является необходимой для поляризации пучка мягкими фотонами. Отметим, что для этого способа наиболее благоприятным направлением поляризации на участке взаимодействия является поперечное к скорости.

Применение этих методов в накопителях на высокие и сверх-высокие энергии требует достаточно мощных источников циркулярно-

поляризованного излучения в субмиллиметровом диапазоне при поляризации мягкими фотонами и в области вакуумного ультрафиолета при поляризации жесткими фотонами. Сегодня имеется реальная возможность создания мощных источников в широком диапазоне спектра, основанных на генерации когерентного излучения релятивистским пучком в ондуляторе. Особенно перспективными представляются безрезонаторные системы, создание которых является целиком прерогативой ускорительной техники.

Цель настоящей работы — продемонстрировать на конкретных примерах возможности поляризации мягкими фотонами. Предлагается также циклический вариант источника жесткого когерентного излучения для поляризации методом выбивания.

2. Поляризация мягкими фотонами

Начнем с конкретного примера, иллюстрирующего характер требований на магнитную систему накопителя и параметры источника. В обычных накопителях спин прецессирует вокруг вертикального направления, при этом необходимую спин-орбитальную связь можно получить, поместив соленоид в прямолинейный промежуток накопителя. В оптимальном случае требуемый интеграл продольного поля равен:

$$H_{sol} \cdot l_{sol} \approx 10^2 (V_s - K)^2 \text{ кГс} \cdot \text{м}, \quad (2.1)$$

где: $V_s = g(g-2)/2 = E/440 \text{ МэВ}$ — частота прецессии спина, K — ближайшее целое число. Соотношение (2.1) справедливо строго говоря, при $|V_s - K| \ll 1$. Например, при $|V_s - K| = 0.25$ требуемый интеграл поля составит $\approx 6 \text{ кГс} \cdot \text{м}$. Вводимая с помощью такого соленоида спин-орбитальная связь будет определяющей в условиях, когда паразитная спин-орбитальная связь, обусловленная несовершенством магнитной системы, достаточно мала. Для накопителей с большим числом элементов, создающих статистически независимые возмущения, связанные с вертикальным сдвигом линз и при случайных наклонах поворотных магнитов, эти условия упрощенно запишутся в виде /3/:

$$\frac{V_s^4 \overline{\alpha^2}}{Q_m} \ll (V_s - K)^4, \quad \frac{V_s^4 V_z^3 \overline{\Delta Z_L^2}}{R^2} \ll (V_s - K)^4 \quad (2.2)$$

где Q_m число поворотных магнитов, $\overline{\alpha^2}$ и $\overline{\Delta Z_L^2}$ — среднеквадратичный разброс углов выставки магнитов и вертикального сдвига линз, R — радиус накопителя, V_z — приведенная частота бетатронных колебаний. Например, при $E = 20 \text{ ГэВ}$, $Q_m = 200$, $R = 500 \text{ м}$, $V_z = 20$, $\overline{\alpha^2} = 10^{-8}$, $\overline{\Delta Z_L^2} = 10^{-4} \text{ см}^2$ соответственно имеем: $(V_s - K)^4 \gg 10^{-4}$, $(V_s - K)^4 \gg 4 \cdot 10^{-4}$.

Для обычной поляризации синхротронным излучением выполнение условий (2.2) означает преобладание поляризующих процессов над деполаризующими (т.е. равновесная степень поляризации синхротронным излучением будет близкой к максимальной).

Если условия (2.2) не выполнены, то влияние паразитной спин-орбитальной связи можно скомпенсировать введением, например, продольного магнитного поля в двух местах орбиты (между которыми угол поворота спина вокруг вертикали не кратен π). Требуемые величины этих полей можно подобрать, добиваясь максимальной степени поляризации.

В нашем примере встреча с фотонами должна осуществляться в противоположащем соленоиду промежутке. При этом степень поляризации пучка составит $\sqrt{5/14} \approx 60\%$ при 100% циркулярной поляризации фотонов. Знак поляризации определяется спиральностью фотонов и направлением поля в соленоиде. Это позволяет приготавливать встречные пучки с любой комбинацией направления спинов.

Время поляризации равно

$$T(\text{сек}) \approx 0.8 \cdot 10^{13} \cdot \lambda(\text{см}) \cdot S(\text{см}^2) E^{-2}(\text{ГэВ}) W^{-1}(R), \quad (2.3)$$

где λ и S — длина волны и площадь пучка фотонов ^{*}, W — средняя мощность излучения при условии его оптимального использования (работа в импульсном режиме с привязкой по фазе к электронному пучку).

Например, если $E = 20 \text{ ГэВ}$, $\lambda = 10^{-2} \text{ см}$, $S = 10^{-1} \text{ см}^2$, $W = 15 \text{ кВт}$, то время поляризации составит 20 минут. При числе частиц $N_e = 10^{12}$ мощность потребляемая пучком из В.Ч. — системы накопителя в процессе поляризации составит

^{*} Подразумевается, что S не меньше площади электронного пучка, при обратном соотношении для оценки под S следует понимать площадь электронного пучка.

$$W_{в.ч.} = 4W\sigma_T \gamma^2 N_e S^{-1} \approx 1.5 \text{ кВт}$$

где σ_T - томсоновское сечение.

Жесткость падающего излучения ограничена условием, чтобы электроны при отдаче не выходили за пределы допустимой энергетической апертуры:

$$4\gamma^2 \hbar \omega_{ph} < \Delta E_{c2} = \alpha E$$

где α - относительная энергетическая апертура накопителя, обычно порядка 1%.

Многочисленные рассеяния будут приводить к увеличению энергетического разброса. Скорость диффузии энергии как известно, прямо пропорциональна декременту поляризации. В нашем случае уменьшение времени поляризации в Q раз по сравнению с обычным временем поляризации из-за синхронного излучения связано со следующим увеличением энергетического разброса:

$$\Delta E = \Delta E_{s.r.} \cdot \sqrt{1 + 63 \cdot Q / 110}$$

Например, при уменьшении времени поляризации в 10 раз энергетический разброс увеличивается в 2.6 раза.

Увеличение энергетического разброса приводит, вообще говоря, к увеличению поперечных размеров электронного пучка. Если эти размеры станут больше поперечных размеров светового пучка, то это приведет очевидно к уменьшению эффективности метода. Однако этого можно избежать, занулив дисперсионную функцию в месте взаимодействия со встречными фотонами. Можно также сделать время между импульсами встречного излучения порядка нескольких времен радиационного затухания пучка в накопителе (при той же средней мощности W). В этом случае каждый последующий импульс излучения попадает в уже затухший пучок, с размерами, определяемыми только квантовыми флуктуациями синхротронного излучения.

3. Источник для поляризации мягкими фотонами

В качестве источника субмиллиметрового излучения можно использовать пучок релятивистских электронов, пролетающих через спиральный ондулятор (поперечное винтовое магнитное поле). Отдельные электроны при этом излучают на характерной длине волны

$$\lambda = \lambda_0 (1 - \beta_{||}) = \lambda_0 / 2 \gamma_{||}^2 \quad (3.1)$$

где λ_0 - период ондулятора, $\beta_{||}$ - продольная скорость электрона в ондуляторе. Взаимодействие электронов через поля излучения приводит к неустойчивости гармоник плотности в продольном направлении на этой длине волны, т.е. к группированию электронов и когерентному излучению.

В обычной схеме ЛСЭ подразумевается, что ондулятор помещен в резонатор, в котором происходит накопление излучения. Однако достаточно мощное излучение можно получить, как известно, /4-9/, и в открытом ондуляторе, так как для развития неустойчивости присутствие резонатора не является обязательным. Для поляризации частиц высоких энергий открытые системы ЛСЭ становятся предпочтительной из-за большого периода обращения частиц в накопителе.

Инкремент нарастания модуляции плотности определяется широким током пучка $e \dot{N}$, его поперечной площадью $2\pi\sigma^2$, величиной вынужденной поперечной скорости u вращения в ондуляторе и эффективной массой продольного движения $\mu E = (d\beta_{||}/dE)^{-1} (E - \text{энергия электронов источника})$. Длина нарастания l_g для широкого пучка, когда

$$\sigma^2 \gg \sigma_{cr}^2 = \frac{\lambda^2}{u} \left[\frac{\gamma \mu}{\dot{N} \gamma_e} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.2)$$

$(Z_c = \frac{e^2}{m})$ минимальна в точном резонансе (3.1) и равна /4+9/

$$l_g = \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{1}{\lambda} (\sigma^2 \sigma_{cr}^4)^{\frac{1}{3}}$$

В обратном случае тонкого пучка ($\sigma_{cr}^2 \gg \sigma^2$) длина нарастания примерно равна /7,8/:

$$l_g \approx \left[\frac{\lambda^2}{\sigma_{cr}^4} \ln \frac{\sigma_{cr}}{\sigma} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (3.3)$$

Пучок, пройдя в ондуляторе длину $L \approx l_g \ln \frac{1}{a}$, где a - степень начальной модуляции пучка на резонансной гармонике, будет иметь степень модуляции порядка единицы, и в этом состоянии будет излучать на длине порядка l_g . Мощность когерентного излучения W_p составит по порядку величины

$$W_p \approx \dot{N} m \gamma \cdot \left(\frac{\mu \lambda}{l_g} \right) \quad (3.4)$$

Роль начального возбуждения модуляции могут играть статистические флуктуации плотности пучка, обязанные конечному числу час-

тиц в пучке. Например, для тонкого пучка

$$a_{gl} \approx [2\gamma_{||}^2 N^{-1} l_g^{-1}]^{\frac{1}{2}}$$

При развитии модуляции из спектра флуктуаций угловая расходимость выходного излучения примерно равна $(\lambda / l_g)^{1/2}$ (степень немонотонности $\Delta \lambda / \lambda \approx \lambda_0 / l_g$).

Радиационная неустойчивость имеет место, если на длинах порядка l_g смещениями частиц из-за разброса продольных скоростей можно пренебречь:

$$\Delta \beta_{||} l_g \lesssim \lambda$$

откуда получается, что энергетический и угловой разброс в пучке не должны превышать следующих значений:

$$\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \lesssim \mu \lambda / l_g, \quad \frac{(\Delta \theta)^2}{2} \lesssim \lambda / l_g \quad (3.5)$$

Минимально возможная продольная длина сгустка электронов определяется расстоянием, на которое излучение обгоняет частицу за время l_g :

$$l_b \geq l_g (1 - \beta_{||})$$

Приведем конкретные выражения для μ и \mathcal{M} в спиральном ондуляторе с продольным магнитным полем $H_{||}$, введенным дополнительно к винтовому магнитному полю H_0 /8/:

$$\mu = K_0 (\gamma - K_{||})^{-1}, \quad \mathcal{M}^{-1} = \gamma^{-2} + \mu^2 \gamma (\gamma - K_{||})^{-1}$$

где $K_0 = e H_0 \lambda_0 / m$, $K_{||} = e H_{||} \lambda_0 / m$

Спиральный ондулятор обладает также собственной фокусировкой в поперечном направлении, характеризуемой частотой свободных колебаний χ_b^{-1} , равной (при $H_{||} = 0$): $\chi_b^{-1} = e H_0 / \sqrt{2} m \gamma$. Введение продольного поля в ондулятор позволяет без изменения поперечного вращения ($U = \text{const}$) управлять массой продольного движения. Уменьшение μ увеличивает согласно (3.2), (3.3) инкременты. Имеется и другая возможность, увеличивая \mathcal{M} на конечном участке ондулятора, значительно увеличить, в согласии с (3.4), долю энергии пучка, переходящую в излучение.

Рассмотрим численный пример. Пусть имеется источник электронов со следующими параметрами: $\mathcal{E} = 6$ МэВ, $e N = 300$ А,

эмиттанс $\sigma \cdot \Delta \theta = 10^{-3}$ см. Если пучок с такими параметрами пропускать через ондулятор с периодом $\lambda_0 = 2$ см и величиной винтового магнитного поля $H_0 = 2.5$ кГс ($H_{||} = 0$), то он будет группироваться и излучать на длине волны $\lambda = 10^{-2}$ см. Длина нарастания при этом вычисляется по формулам тонкого пучка и равна $l_g = 10$ см. Для достижения полной модуляции при генерации из спектра флуктуаций длина ондулятора должна быть примерно равной 1.5 м. Частота свободных колебаний $\chi_b^{-1} = 0,1$ см⁻¹. Введение продольного магнитного поля $H_{||} \approx 60$ кГс на участке генерации позволит увеличить долю энергии электронов, переходящую в излучение, до величины порядка 10%. Тогда пиковая мощность излучения окажется равной $W_p \approx 1,5 \cdot 10^8$ Вт. Площадь поперечного сечения пучка излучения на выходе будет порядка 10^{-1} см² при угловой расходимости $\hat{\theta} \approx 10^{-2}$.

Сравнительно небольшие энергия и средняя мощность пучка электронов источника, требуемые для поляризации частиц в накопителе, а также относительно слабые ограничения на локальный энергетический и угловой разбросы позволяют применить для линейного ускорения обычные резонаторы, типа используемых в ВЧ-системе накопителя. Длина сгустков и пиковый ток можно выбрать примерно такими же как у сгустков поляризуемых частиц. Частоту следования сгустков следует выбрать равной частоте обращения частиц в накопителе (либо меньше в целое число раз).

Скомпоновать такой источник с накопителем можно, разместив ондулятор в прямолинейном промежутке накопителя и привязав по фазе резонаторы накопителя и источника *). Винтовое поле ондулятора и поворонные магниты для пучка источника, очевидно, не оказывают, практически, никакого воздействия на поляризуемый пучок. Продольное поле, которое может быть введено в ондулятор для повышения эффективности источника, должно быть скомпенсировано на прилегающем участке того же прямолинейного промежутка.

Таким образом, источник с параметрами, приведенными выше в численном примере, при длине сгустков 30 см и частоте их следования 10^5 сек⁻¹ дает возможность поляризовать электроны в накопителе при энергии 20 ГэВ за 20 минут. Средняя мощность электронов источника составит 150 кВт. Рекуперация, которая в данной схеме осуществляется без труда, позволяет активную мощность снизить примерно на порядок.

*) Интересна возможность ускорения электронов источника прямо резонаторами ВЧ-системы накопителя.

О возможностях использования ЛСЭ в конверсионном способе получения поляризованных e^+e^- пар

Описанный генератор когерентного излучения может быть также применен для создания интенсивного источника поляризованных частиц.

Поляризованные электроны и позитроны можно получить, конвертируя циркулярно-поляризованные фотоны в кулоновском поле ядра /10/. Кванты требуемой жесткости образуются при облучении циркулирующего в накопителе пучка электронов высокой энергии встречным циркулярно-поляризованным излучением ЛСЭ. Вторичные γ -кванты энергии $\approx 4\gamma^2 \hbar \omega_{ph}$ испускаются в очень малом угле $\approx \gamma^{-1}$, с поляризацией, зависящей от угла излучения θ (и меняющей знак при $\theta = \gamma^{-1}$) /11/. Поэтому, для получения циркулярно-поляризованного пучка фотонов на конверторе необходимо, чтобы угловой разброс циркулирующего высокоэнергетического электронного пучка был значительно меньше *) γ^{-1} . ($(\gamma \Delta \theta)^2 \ll 1$).

Приведем пример, в котором использованы параметры проектируемой системы инжекции LEP без их изменения. Для накопителя LEP /13/ энергия инжекции составляет 22 ГэВ, число накопленных частиц в сгустке $N_e \approx 10^{13}$, частота повторения импульсов линейного ускорителя - инжектора - 100 Гц. Если установить в накопителе LEP 10 когерентных источников описанного выше типа, которые 100 раз в секунду испускают на длине волны 10^{-2} см импульс излучения длительностью $\approx 10^{-9}$ сек и пиковую мощностью $W_p \approx 2 \cdot 10^8$ Вт, сфокусированный в площадь $\approx 10^{-1}$ см², то при этом будет образовываться $\approx 10^{13}$ фотонов в секунду с энергией 50 МэВ.

Требование, чтобы угловой разброс пучка в накопителе был много меньше γ^{-1} , при эмиттансе пучка на энергии инжекции $\sigma \cdot \Delta \theta \approx 5 \cdot 10^{-7}$ см приводит к следующему условию на (горизонтальную) β - функцию в месте встречи с излучением ЛСЭ:

$$\beta \gg 10 \text{ м.}$$

*) В работе /12/ рассматривалась возможность конверсии e^+e^- пар с помощью ондуляторного излучения пучка с энергией $E \gg 100$ ГэВ в проекте встречных линейных электрон-позитронных пучков. С принципиальной точки зрения предлагаемый здесь метод эквивалентен предлагаемому в работе /12/ с заменой ондулятора встречной электромагнитной волной. Практически, такая замена позволяет применить этот метод для накопителей.

Это означает, что не нужно организовывать специальной магнитной фокусировки в этом месте. Конвертор необходимо расположить на достаточном удалении ($\ell \gg \gamma \sigma \approx 10$ м) от места рождения вторичных квантов, чтобы избежать смешивания их спиральностей в конверторе. Малый размер фотонного пучка на конверторе ($S \approx 10^{-2}$ см²) позволяет рожать позитроны в малом фазовом объеме.

При коэффициенте конверсии $\approx 10^{-2}$ имеем $\approx 10^{11}$ сек⁻¹ поляризованных позитронов (электронов), что превосходит проектируемый темп накопления неполяризованных позитронов.

При дальнейшем ускорении рожденных поляризованных частиц до высоких энергий нужно избежать влияния спиновых резонансов. Такая задача сегодня может считаться принципиально решенной /14/.

5. Источник для поляризации жесткими фотонами

Для получения излучения в области вакуумного ультрафиолета и более коротких длин волн линейный способ ускорения становится нецелесообразным из-за большой энергии электронов источника. Более адекватным является циклический вариант источника-накопителя, в котором можно получать малые эмиттансы пучка, используя радиационное затухание.

Сформулируем сначала типичные требования к параметрам излучения, используемого для поляризации методом выбивания. Время, в течение которого достигается степень поляризации ζ (продольной в области взаимодействия), определяется формулой

$$T = S W^{-1} |\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}|^{-1} \ln(1 + \zeta) / (1 - \zeta)$$

где σ_{\uparrow} и σ_{\downarrow} - полные сечения рассеяния электронов соответственно с положительной и отрицательной спиральностью на циркулярно-поляризованных фотонах. При этом для частиц, оставшихся в накопителе, равна

$$N/N_0 = (1 + \zeta)^{-1} \cdot \left(\frac{1 - \zeta}{1 + \zeta} \right)^{\mathcal{Q}}$$

где

$$\mathcal{Q} = \frac{1}{2} \left| \frac{\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}}{\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}} \right| - \frac{1}{2}$$

При увеличении параметра χ рассеяние электронов со спиральностью, противоположной спиральности фотона, становится все более преобладающим ($\sigma_{\uparrow}/\sigma_{\downarrow} \rightarrow \frac{2}{3} \ln \chi$). В частности, при

очень большой частоте фотонов ($\chi \gg 1$) можно получить высокую степень поляризации ценой потери лишь половины пучка. Время поляризации возрастает пропорционально $\chi / \ln \chi$

Приведем численный пример. При параметрах: длина волны излучения $\lambda = 2 \cdot 10^{-6}$ см, средняя мощность источника $W = 10$ кВт, площадь фотонного пучка $S = 10^{-3}$ см², можно поляризовать пучок при энергии 40 ГэВ до степени поляризации $\zeta = 0,5$ за 15 сек. При этом оставшаяся доля пучка составит 20%.

Подчеркнем, что ни в одном другом известном способе поляризации циркулирующего пучка (радиационная поляризация в обычном накопителе или ускоренная с помощью "змеек", поляризация мягкими циркулярно-поляризованными фотонами) практически не достижимы столь короткие времена поляризации из-за недопустимого увеличения энергетического разброса пучка.

Схему источника такого излучения можно представить следующим образом. Циркулирующий в специальном накопителе ступок электронов с энергией 0,5 ГэВ проводится через спиральный ондулятор с периодом 2 см, полем $H_0 = 5$ кГс, и длиной ≈ 6 м. При числе частиц 10^{12} в ступке длиной 2 см, поперечном сечении пучка в ондуляторе $2\pi \sigma^2 = 6 \cdot 10^{-4}$ см², длина нарастания равна 60 см (вычисляется по формуле (3.2)). Длина волны когерентного излучения составит $2 \cdot 10^{-6}$ см, пиковая мощность излучения $\approx 10^{10}$ Вт при угловой расходимости $\theta \approx 10^{-4}$ (и степени некогерентности $\Delta \lambda / \lambda \approx 10^{-2}$). Энергетический и угловой разброс электронов в ондуляторе не должны превышать 10^{-2} и 10^{-4} .

В режиме поляризации электроны источника проводят через ондулятор, установленный в прямолинейном промежутке основного накопителя, один раз за период (несколько периодов) обращения поляризуемого пучка. В остальное время пучок-генератор циркулирует в малом накопителе и радиационно охлаждается. Встреча с излучением происходит вне ондулятора, после того как низко-энергетический пучок уведен с орбиты поляризуемого пучка. Для однооборотного проведения электронов через ондулятор, могут быть использованы существующие системы однооборотного впуска-выпуска пучка.

Для получения пучка с приведенными выше параметрами тре-

буется достаточно сильное радиационное затухание. Оно может быть обеспечено введением вигглер-магнитов.

Основным диффузионным процессом, определяющим эмиттанс пучка, является внутреннее рассеяние электронов в ступке друг на друге (многократный Тушек-эффект).

Выберем следующие параметры накопителя:

энергия электронов $E = 0,5$ ГэВ

радиус поворотных магнитов $R = 10$ м

частота бетатронных колебаний $\nu_b = 10$

Длина вигглер-магнитов в двух противоположных промежутках $l_w = 2 \times 20$ м.

Величина поля в вигглер-магнитах $H_w = 60$ кГс.

При этом декремент радиационного затухания составит $\approx 10^4$ сек⁻¹ $\Lambda \approx z_e^2 \gamma H_w^2 l_w (l_w + 2\pi R)^{-1}$ (вигглер-магниты увеличили декремент затухания примерно в 10^3 раз). Для такого декремента средняя мощность излучения из ондулятора достигает ≈ 10 кВт. Мощность синхротронного излучения из вигглер-магнитов составит $\approx 0,5$ МВт. Эмиттанс пучка находится из условия равновесия диффузионных процессов и радиационного трения:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\delta \gamma}{\gamma} \right)_T^2 = \Lambda \left(\frac{\delta \gamma}{\gamma} \right)^2 \quad (5.1)$$

где $\frac{d}{dt} \left(\frac{\delta \gamma}{\gamma} \right)_T^2 \approx \frac{2c N_e z_e^2 L_c}{\gamma^3 \Delta \theta \sigma^2 l_b}$ - коэффициент диффузии энергии из-за рассеяния внутри круглого пучка (поперечные размеры пучка выгоднее иметь одинаковыми для уменьшения эффектов внутреннего рассеяния), $\sigma \approx \frac{R}{\nu_b} \frac{\Delta \gamma}{\gamma}$, $\Delta \theta \approx \frac{1}{\nu_b} \frac{\Delta \gamma}{\gamma} L_c$ - размер и угловой разброс пучка, $\nu_b l_b$ - длина ступки, L_c - кулоновский логарифм, примерно равный 7. Из соотношения (5.1) получаем, что $\Delta \gamma / \gamma \approx 10^{-3}$, $\sigma \approx 10^{-2}$ см, $\Delta \theta \approx 10^{-4}$.

При однократном пролете в ондуляторе из-за когерентного излучения изменение энергий частиц становится порядка 1%.

Из-за высокой плотности частиц в ступке время жизни пучка определяется процессами однократного рассеяния электронов друг на друге (Тушек-эффект):

$$\tau_T^{-1} \approx \frac{N_e z_e^2 c}{\gamma^3 \sigma^2 \Delta \theta l_b \alpha^2}$$

Для энергетической апертуры $\alpha \approx 3\%$ время жизни пучка будет порядка времени поляризации пучка в большом накопителе (≈ 10 сек). В нашем примере предполагались одинаковыми размеры пучка в

ондуляторе и в накопителе. Очевидно, что возможно увеличивать размеры в накопителе для уменьшения Тушек-эффекта. Наконец, возможно вести накопление пучка прямо в процессе поляризации.

6. Поляризация когерентным излучением встречных пучков в накопителе на сверхвысокие энергии

В некоторых случаях, при поляризации методом выбивания, вместо специального накопителя-генератора жесткого излучения можно использовать когерентное излучение встречного пучка в накопителе, в котором требуется получить поляризованные пучки. Продемонстрируем такую возможность на примере накопителя LEP. Возьмем параметры электронного пучка на энергии инжекции: $\gamma \approx 4 \cdot 10^4$, число частиц в пучке $N_e \approx 10^{13}$, длина сгустка $l_b \approx 5$ см, горизонтальный эмиттанс пучка $\sigma_x \cdot \Delta \theta \approx 5 \cdot 10^{-7}$ см, вертикальный размер пучка $\sigma_z \approx 0,1 \sigma_x$. Пропустим пучок с указанными параметрами через спиральный ондулятор с периодом $\lambda_0 = 7$ см и с величиной магнитного поля $H_0 = 20$ кГс. Тогда резонансная длина волны когерентного излучения равна $\lambda = (2\gamma^2)^{-1} \lambda_0 \approx 5 \cdot 10^{-7}$ см. Характерная длина нарастания модуляции плотности, при поперечных размерах пучка в ондуляторе $\sigma_x \cdot \sigma_z \approx 10^{-5}$ см², вычисляется по формуле ^{ж)} (3.2) и равна $l_g \approx 2$ м. Для осуществления самомодуляции пучка необходимо чтобы угловой и энергетический разброс удовлетворяли условиям

$$(\Delta \theta)^2 \leq 10^{-9}, \quad \Delta \gamma / \gamma \leq 5 \cdot 10^{-3}.$$

Выполнение этих условий возможно для указанного фазового объема циркулирующего пучка при величине β - функции в ондуляторе порядка 5 м. Требуемая длина ондулятора при развитии модуляции из спектра флуктуаций порядка 15 м. За один пролет в ондуляторе доля энергии пучка переходящая в излучение составит около 0,5%. Пучок излучения на выходе из ондулятора имеет площадь порядка площади циркулирующего пучка в ондуляторе и расходится в угле $\theta \approx 3 \cdot 10^{-5}$. Пиковая мощность излучения (на длине волны $5 \cdot 10^{-7}$ см и со степенью немонахроматичности $\Delta \lambda / \lambda \approx 10^{-2}$) составит

ж) Вычисление величины l_g по формуле (3.2) для широкого пучка можно рассматривать как оценку, так как в данном случае имеет место промежуточный случай, когда $\sigma_z \approx \sigma_{c2}$.

примерно 10^{12} Вт.

Процесс поляризации происходит следующим образом. Импульсный ондулятор устанавливается вблизи места встречи электрон-позитронных сгустков и включается на время меньшее периода одного оборота в накопителе ^{ж)} ($\tau \leq 10^2$ мксек) через промежутки времени радиационного затухания разброса пучка в накопителе τ_{rad} . Величина τ_{rad} может быть уменьшена на энергии инжекции путем введения специальной магнитной змейки. Увеличение при этом горизонтального фазового объема пучка не произойдет, если в месте размещения змейки дисперсионная функция ψ будет скомпенсирована. При $\tau_{rad} \approx 10^{-1}$ сек средняя мощность когерентного излучения составит $W \approx 1$ кВт. Время поляризации до степени $\xi = 50\%$ будет равно 10^2 сек. Доля оставшихся частиц составит 30%.

В заключении отметим, что описанные накопители-генераторы являются по существу, рентгеновскими лазерами. Создание такого типа устройств, с нашей точки зрения, не выходит за рамки сегодняшних возможностей ускорительной техники.

Авторы благодарят А.Н.Скринского за интерес к работе.

ж) Создание импульсного ондулятора с указанными параметрами не представляет технических затруднений, однако требует неметаллического (например, керамического) участка вакуумной камеры, из-за малой толщины скин-слоя в металле.

Л и т е р а т у р а

1. Ya. S. Derbenev, A. M. Kondratenko, E. L. Saldin
Nucl. Instr. and Meth 165, 15 (1979)
2. Ya. S. Derbenev, A. M. Kondratenko, E. L. Saldin
Nucl. Instr. and Meth 165, 201 (1979)
3. Ya. S. Derbenev, A. M. Kondratenko, A. N. Skrinsky
Pat. ac. 9 (1979)
4. N. M. Kroll, W. A. McMullin. Phys. Rev. A17, 300 (1978)
5. В. Л. Братман, Н. С. Гинзбург, М. И. Петелин. ЖЭТФ 76, 930 (1979).
6. Л. А. Вайнштейн. ЖТФ 49 II29-II40 (1979).
7. А. М. Кондратенко, Е. Л. Салдин. ДАН СССР 249 843 (1979).
8. А. М. Кондратенко, Е. Л. Салдин. Препринт ИЯФ 79-48 (1979).
Pat. ac. 10 (1980)
9. P. Sprangle, R. Smith. Phys. Rev. A21, 293 (1980)
10. В. Н. Байер, В. М. Катков, В. С. Фадин. Излучение релятивистских электронов. Атомиздат. Москва, 1973.
11. D. E. Alferov, et. al., Pat. ac. 9, 223 (1979)
12. В. Е. Балакин, А. А. Михайличенко. Препринт ИЯФ 79-85 (1979).
13. Design study of a 22 to 130 GeV e^+e^- colliding beam machine (LEP) CERN/ISR-LEP/79-33, 22 August 1979.
14. Я. С. Дербенев, А. М. Кондратенко. ДАН СССР 223, 830 (1975), ДАН СССР 246, 301 (1979). Proc. III Inter. Symp. on High Energy Physics with Polarized Beams and Polarized Targets. Argonne. 1978.