

УСКОРЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ДО СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И. Кооп^{a, б}, А. Отбоев^a,

П. Шатунов^{a, 1}, Ю. Шатунов^{a, б}, С. Мане^{2, 2}

^a Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

^б Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

² Convergent Computing Inc., Shoreham, NY, USA

Одновременно с открытием бозона Хиггса в ряде лабораторий было начато рассмотрение вопроса о строительстве специализированного e^+e^- -накопителя на суммарную энергию до 350 ГэВ для исследования целого ряда задач. Кроме сверхвысокой светимости эта установка должна по возможности работать с поляризованными пучками. В этой работе мы рассматриваем проблемы и реальные возможности получения пучка поляризованных электронов, ускоренных от источника до максимальной энергии коллайдера.

A wide world discussion about future e^+e^- collider was opened few years ago after the Higgs-boson discovery. Besides utterly high luminosity this machine has to operate with polarized beams. We shall overview in this paper problems and practical possibilities to satisfy second requirements of the future collider. The radiative beam polarization at this 100 km machine will be a very long procedure. On the other hand, at the present time there are developed intensive polarized electron sources based on ArGa photo cathodes with polarization about 90%. We show that fast electron synchrotron equipped with a pair of Siberian Snakes is able to provide acceleration of polarized electrons up to the top energy of the collider.

PACS: 29.20.db; 29.27.Hj

ВВЕДЕНИЕ

Для будущей установки наиболее интересны четыре значения энергии для проведения экспериментов со встречными e^+e^- -пучками: пик Z^0 (45 ГэВ), порог рождения пар W (80 ГэВ), рождение бозона Хиггса ($e^+e^- \rightarrow HZ$, 120 ГэВ) и рождение пар t^+t^- (175 ГэВ). Все перечисленные эксперименты требуют крайне высокой светимости. Более того, первые два эксперимента должны проводиться с калибровочной энергии с высокой точностью. Поэтому мы не рассматриваем линейный e^+e^- -коллайдер в качестве кандидата на роль хиггс-фабрики. Циклический e^+e^- -коллайдер

¹E-mail: P.Yu.Shatunov@inp.nsk.su

²E-mail: srmane001@gmail.com

кроме светимости и продольной поляризации способен обеспечить точную калибровку энергии пучков. В этой работе мы обсудим только проблему получения поляризационных пучков.

В наших оценках мы будем рассматривать параметры TLEP [1]. Позже эта машина была переименована в FCC-ee, но для связи с работами других специалистов мы продолжим использовать название TLEP.

1. РАДИАЦИОННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ

Сперва вычислим время поляризации Соколова–Тернова для изомагнитного кольца периметром $2\pi R$ и радиусом поворота ρ без виглеров, деполяризующих резонансов и прочих усложнений:

$$\tau_p[\text{ч}] \approx \frac{1}{B^3 [\text{Тл}] E^2 [\text{ГэВ}] \frac{R}{\rho}}. \tag{1}$$

Для периметра и радиуса поворота кольца TLEP время поляризации Соколова–Тернова на пике Z^0 составляет около 190 ч. Это примерно в 40 раз больше, чем для кольца LEP.

Время поляризации и другие важные для нашего рассмотрения параметры даны в таблице и рис. 1 для важнейших точек по энергии TLEP. Для сравнения показаны параметры LEP на пике Z^0 и при энергии 100 ГэВ.

Так же, как для LEP, очевидно, что при энергии 45 ГэВ нужен механизм ускорения радиационной поляризации. Единственный способ для увеличения времени поляризации — использование асимметричных виглеров. Более-менее реалистичная оценка такого подхода дана в работе [2], где рассматривались асимметричные виглеры из триплетов с соотношением радиусов поворота $-1 : 1/2 : -1$. Если ограничить мощность излучения на уровне 100 МВт (по 50 МВт на пучок), то степень поляризации $P_0 \simeq 60\%$ от P_{ST} может быть получена за время $\tau_p \approx 1$ ч. Этого достаточно для проведения процедуры калибровки энергии. Но для работы в режиме частой инжекции неполяризованных

Параметры LEP и TLEP для различных энергий пучков

Параметр	LEP		TLEP			
	45,4	104	45,5	80	120	175
Периметр, км	26,7		100			
Радиус поворота, км	3,1		11			
Энергия, ГэВ	45,4	104	45,5	80	120	175
Разброс энергий, %	0,07	0,16	0,06	0,09	0,14	0,19
Синхротронная частота Q_s	0,065	0,83	0,65	0,21	0,096	0,1
Время жизни светимости τ_l , мин	1250	310	213	52	21	15
Время поляризации τ_p , мин	348	5,5	16238	966	127	19
Ведущее поле, Гс	488	1119	136	243	364	531
Индекс модуляции частоты	1,11	4,56	0,095	0,78	3,98	7,56

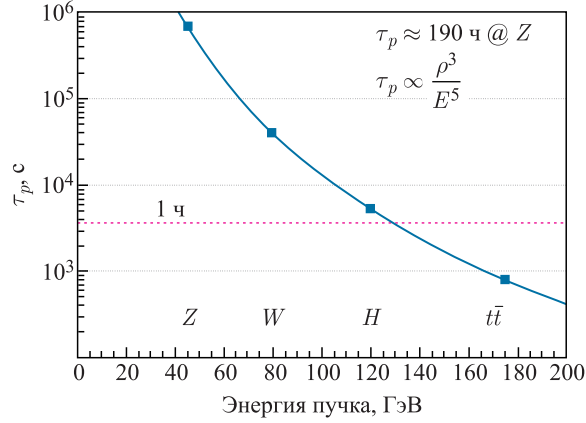


Рис. 1. Зависимость времени поляризации от энергии для интересующих диапазонов работы TLEP электронов при высокой энергии средняя поляризация будет ограничена временем жизни пучков τ_l :

$$P_{\text{avr}} = \frac{P_0}{1 + \tau_p/\tau_l}. \quad (2)$$

В итоге средняя поляризация при высокой светимости может оказаться много меньше P_0 и мы вынуждены инжектировать поляризованные электроны. Достаточно интенсивные источники электронов с поляризацией до 90 % на базе фотокатодов из кристаллов AgGa разработаны сегодня во многих лабораториях.

Вывод из вышесказанного: пучки в накопитель должны инжектироваться на полной энергии из электронного синхротрона, специально сконструированного для ускорения поляризованных электронов от начальной энергии (~ 20 ГэВ) до энергии эксперимента. Конечно, на этом пути есть несколько проблем. Первая проблема — спиновые резонансы. Этот вопрос изучался в работе Я. С. Дербенева, А. М. Кондратенко и А. Н. Скринского, где было показано, что перекрытие спиновых резонансов в конце концов приводит к ограничению предельной энергии [3]. Хорошо известно, что наилучший способ преодолеть резонансы — это использовать «сибирскую змейку», которая задает спиновую частоту $\nu = 1/2$ и отдаляет ее от всех спиновых резонансов.

В противоположность работе [4] мы пропагандируем использование соленоидальной змейки вместо конструкции из поворотных магнитов, предложенной Я. С. Дербеневым в 1995 г. Основная причина — минимизация возбуждения вертикального эмиттанса квантовыми флуктуациями синхротронного излучения (СИ) в поворотных магнитах змейки. Другие нежелательные свойства змейки из поворотных магнитов: неизбежное отклонение орбиты во время ускорения пучка и существенная мощность СИ в ее поворотных магнитах.

2. СИБИРСКАЯ ЗМЕЙКА

Сибирская змейка должна иметь соленоиды с магнитным полем, пропорциональным энергии пучка. Кроме того, магнитная система змейки должна быть прозрачна для бетатронных колебаний с компенсацией связи вне вставки. Конструкция спинового рота-

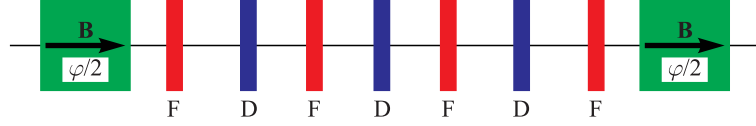


Рис. 2. Схема универсального соленоидального спинового ротатора

тора для поворота поляризации на произвольный угол, удовлетворяющего перечисленным требованиям, рассматривалась в статье [5], согласно которой змейка состоит из двух идентичных соленоидов и нескольких обычных квадрупольей между ними (рис. 2). Связь бетатронных колебаний подавляется, и транспортная матрица 2×2 всей вставки удовлетворяет условию $T_y = -T_x$, где матрица T_x имеет вид

$$T_x = \begin{pmatrix} -\cos \phi & -2r \sin \phi \\ \frac{\sin \phi}{2r} & -\cos \phi \end{pmatrix}, \quad \text{где } r = \frac{pc}{eB}. \quad (3)$$

Каждая половинка вращает спин вокруг продольной оси на угол

$$\frac{\varphi}{2} = (1 + a) \frac{\int B dl}{B\rho}. \quad (4)$$

Главное преимущество такой схемы — это гибкость в настройке оптики спинового ротатора. Например, можно полностью выключить соленоиды и подстроить квадрупольи для получения той же транспортной матрицы вставки, как и в случае с соленоидами. Другое требование возникает из вектора спин-орбитальной связи \mathbf{d} , введенного Я. Дербеневым и А. Кондратенко в 1970-х гг. для полного описания радиационной кинетики частиц в накопителях [6]¹:

$$\tau_p^{-1} = \frac{5\sqrt{3}}{8} \lambda_e r_e c \gamma^5 \left\langle \frac{1 - \frac{2}{9}(\mathbf{n}_0 \cdot \mathbf{b})^2 + \frac{11}{18} \mathbf{d}^2}{|\rho|^3} \right\rangle. \quad (5)$$

Здесь λ_e , r_e , c — комптоновская длина волны, классический радиус электрона и скорость света соответственно; ρ — радиус кривизны орбиты; \mathbf{n}_0 — единичный вектор в направлении равновесной поляризации.

Для исключения вклада горизонтальных бетатронных колебаний в деполаризацию пучка матричные элементы такого частичного спинового ротатора должны быть такими, как показано в уравнении (3). В случае полного поворота спина на угол $\phi = 90^\circ$ обе матрицы $T_{x,y}$ становятся антидиагональными, а в случае полной змейки имеем $\phi = 180^\circ$, а матрицы такой системы должны быть подстроены к $\mp I$ для вертикального и горизонтального направлений соответственно.

Однако такая змейка непрозрачна для частиц с отклонениями по энергии:

$$|\mathbf{d}| = \left| \frac{\pi}{2} \sin(\pi\nu_0) + i\nu_0(\pi - \tilde{\theta}) \right|. \quad (6)$$

¹ Величина этого вектора $\mathbf{d}(\theta)$ может быть вычислена аналитически или с использованием компьютерного кода ASPIRRIN [7].

Существуют две возможности использования змеек для сохранения поляризации во время подъема энергии в бустерном кольце TLEP. Первый вариант — использование нечетного числа змеек. Вторая возможность основана на использовании двух змеек, установленных в почти противоположных точках кольца. Мы последовательно обсудим эти два варианта.

2.1. Кольцо с нечетным числом змеек. Во время ускорения от энергии 20 до 80 ГэВ поляризованный пучок электронов пересекает более 130 целых резонансов, отстоящих друг от друга на 440,65 МэВ. Сибирская змейка решает эту проблему радикально: спиновая частота равна 1/2 вне зависимости от энергии. Но змейка производит спин-орбитальную связь в арках.

Такое же значение спиновой частоты 1/2 будет в кольце с нечетным числом равномерно распределенных змеек. Замкнутая спиновая орбита в этом случае находится всюду в медианной плоскости. Однако поляризация продольна в середине между двумя соседними змейками. Достаточно сильное спиновое возмущение может разрушить регулярное спиновое движение, сделав его неадиабатическим. Это может случиться, если какая-либо k -я гармоническая амплитуда возмущения превышает или приближается к $|w_k| \sim 0,5$.

Теперь, усредняя (6) по азимуту, мы получаем, что величина вектора спин-орбитальной связи зависит от числа змеек N следующим образом:

$$\langle \mathbf{d}^2 \rangle \simeq \frac{\pi^2}{3} \frac{\nu_0^2}{N^2}. \quad (7)$$

Это означает, что $|\mathbf{d}| \sim \gamma$ и $\tau_p^{-1} \sim \gamma^7$. Таким образом, увеличивая число змеек, можно уменьшить величину деполаризации квадратично с числом змеек: $\tau_p^{-1} \sim N^{-2}$. С тремя змейками в изомагнитном кольце с радиусом поворота $r = 11$ км получаем $\tau_p \simeq 320$ с при энергии $E = 45$ ГэВ и $\tau_p \simeq 6$ с при энергии $E = 80$ ГэВ — очень сильная зависимость от энергии! На рис. 3 показана зависимость \mathbf{d} вдоль азимута (в км), вычисленная в программе ASPIRRIN.

Его линейное поведение продиктовано хроматичностью направления \mathbf{n}_0 в арках, которое пропорционально фактору ν_0/N , как мы обсуждали выше.

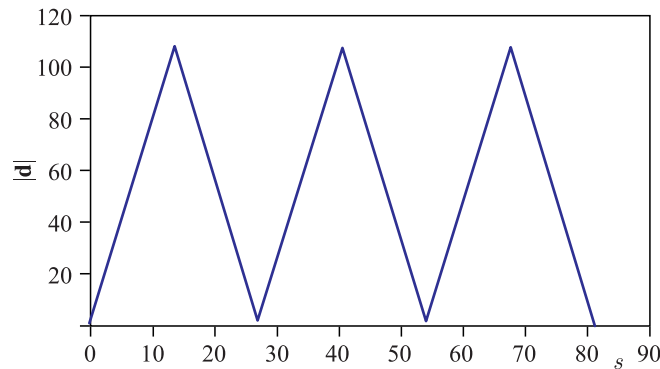


Рис. 3. Азимутальная зависимость модуля вектора спин-орбитальной связи $|\mathbf{d}(s)|$

Оценим потери поляризации во время ускорения в синхротроне. Предполагая, что ускорение происходит линейно за время T , можно вычислить согласно [2]

$$P_{\text{rad}}(T) = \exp\left(-\int \frac{dt}{\tau(t)}\right) = \exp\left(-\frac{T}{8\tau_T} \frac{1 - \left(\frac{E(0)}{E(T)}\right)^8}{1 - \frac{E(0)}{E(T)}}\right). \quad (8)$$

Для $E(0) = 20$ ГэВ, $E(T) = 80$ ГэВ и $\tau_p = 6$ с, $T = 10$ с можно получить $P_{\text{rad}}(T) = 0,76$ — не мало! При $T = 20$ с результат тоже не так плох: $P_{\text{rad}}(T) = 0,57$ и может рассматриваться как приемлемый.

2.2. Кольцо с четным числом змеек. При энергиях выше 60 ГэВ синхротронные сателиты целых и бетатронных резонансов могут перекрываться и делать время жизни поляризации очень малым. Это одно из правдоподобных объяснений наблюдений поляризации на LEP [2]. Сила синхротронных сателитов пропорциональна хроматизму спиновой частоты. В плоском кольце без змеек хроматизм спиновой частоты равен частоте ν_0 :

$$\gamma \frac{\partial \nu}{\partial \gamma} = \nu_0 = 180 \quad \text{при} \quad E = 80 \text{ ГэВ}. \quad (9)$$

Мы видим, что при энергии 80 ГэВ хроматизм частоты становится очень большим. Но есть трюк, способный помочь в решении проблемы. Мы можем задать одинаковую полярность продольного поля в двух 90° -х спиновых ротаторах — слева и справа от места встречи. Тогда вся вставка становится полной сибирской змейкой.

Теперь давайте сделаем продольную поляризацию не в одном, а в двух или четырех детекторах, делящих 360° -е кольцо на неравные сегменты, при этом спин меняет направление с вертикального на антивертикальное после прохождения каждой змейки. Пусть $f < 0,5$ есть часть общего периметра, занятая двумя короткими арками, перемежающимися с двумя длинными арками. Тогда спиновая частота

$$\nu = (1 - 2f)\nu_0. \quad (10)$$

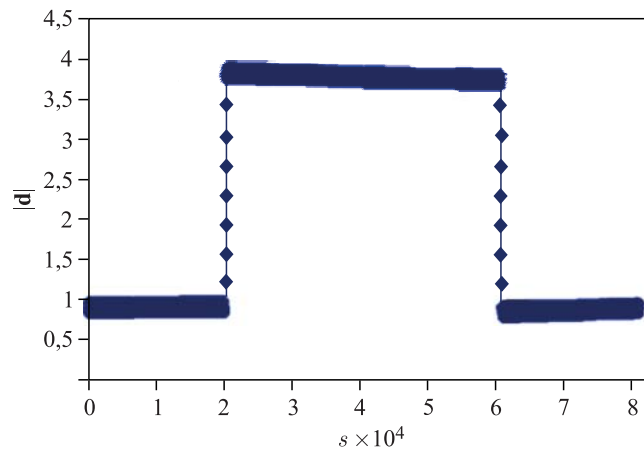


Рис. 4. Азимутальная зависимость модуля вектора спин-орбитальной связи $|d(s)|$

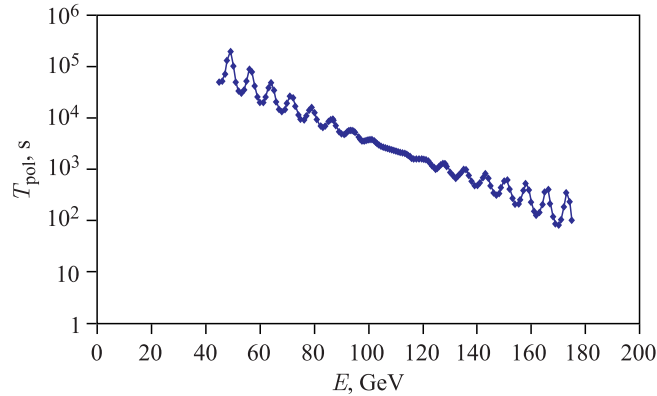


Рис. 5. Зависимость времени радиационной деполаризации от энергии для кольца с двумя сибирскими змейками

При f , близком к 0,5, она становится достаточно маленькой, но все еще не равной нулю! Соответственно, хроматизм спиновой частоты становится тоже очень малым по сравнению с ν_0 и это может сделать время жизни поляризации достаточно большим.

Такое деление периметра на 2 или 4 сектора четным числом змеек в общем случае выглядит очень полезным также для ускорения поляризованных пучков до сверхвысоких энергий [2].

Единственный недостаток в том, что спиновая частота не постоянна во время подъема энергии и может покрывать широкий динамический диапазон, например, $0,08 < \nu < 0,8$. В качестве примера мы сделали расчет времени деполаризации для бустерного кольца TLEP, оснащенного двумя полными змейками, расположенными с долей периметра $f = 0,499$. Результаты вычислений в программе ASPIRRIN показаны на рис. 5.

Можно видеть, что даже при энергии $E = 175$ ГэВ время деполаризации в таком кольце превышает 100 с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование сибирских змеек для ускорения поляризованных пучков в синхротроне представляется очевидным инструментом для решения поставленной сложной задачи.

Три змейки (нечетное число в общем подходе) гарантированно сохраняют поляризацию в бустерном синхротроне комплекса TLEP вплоть до 80 ГэВ. Для ускорения поляризованных пучков до 100–175 ГэВ более подходящим является подход с использованием двух змеек. При четном числе змеек радиационная деполаризация подавляется из-за существенно меньшей спин-орбитальной связи.

Спиновый трекинг должен подтвердить это и дать твердое основание для выбора числа змеек, необходимых для решения всех обсуждавшихся выше задач.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Machine Parameters for TLEP/FCC-ee. <http://tlep.web.cern.ch/content/machine-parameters>.
2. Mane S.R. Polarization at TLEP/FCC-ee: Ideas and Estimates. 2014. 1406.0561.

3. *Derbenev Ya. S., Kondratenko A. M., Skrinsky A. N.* Radiative Polarization at Ultrahigh Energies // *Part. Accel.* 1979. V. 9. P. 247–266.
4. *Derbenev Ya. S.* Bending Siberian Snakes for Suppression of Quantum Depolarization. 1995.
5. *Koop I. A. et al.* Spin Transparent Siberian Snake and Spin Rotator with Solenoids // *AIP Conf. Proc.* 2007. V. 915. P. 948–954.
6. *Derbenev Ya. S., Kondratenko A. M.* Polarization Kinematics of Particles in Storage Rings // *Sov. Phys. JETP.* 1973. V. 37. P. 968–973 (*ЖЭТФ.* 1973. Т. 64. С. 1918).
7. *Ptitsyn V. I., Shatunov Yu. M., Mane S. R.* Spin Response Formalism in Circular Accelerators // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2009. V. 608. P. 225–233.