

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Коллайдеры частиц высоких энергий: прошедшие 20 лет, предстоящие 20 лет и отдалённое будущее

В.Д. Шильцев

Исследования по физике высоких энергий, проводимые с помощью коллайдеров заряженных частиц, находятся в авангарде научных открытий уже более полувека. Используемые при этом ускорительные технологии непрерывно развивались, в результате чего и энергии пучков, и светимости коллайдеров выросли на несколько порядков. Но вместе с тем значительно выросли размеры установок и их стоимость. Метод встречных пучков ещё не исчерпал своего потенциала, но темпы его прогресса существенно замедлились. Мы кратко рассматриваем метод встречных пучков и историю коллайдеров и подробно обсуждаем развитие этого метода в течение последних двух десятилетий и проекты коллайдеров ближайшего будущего, разрабатываемые в настоящее время. Мы также делаем попытку выйти за рамки традиционных подходов и наметить изменения в парадигме, необходимые для следующего прорыва в этой области.

PACS numbers: 29.20.-c, 29.20.Ej, 29.27.-a, 41.75.Jv, 52.27.Lw, 52.38.Kd

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201210d.1033

Содержание

1. Введение: коллайдеры сегодня (1033).
 - 1.1. Метод встречных пучков. 1.2. Краткая история коллайдеров, физика пучков и ключевые технологии. 1.3. Последние 20 лет: достижения и решённые проблемы.
 2. Следующие 20 лет: физика, технологии и установки (1038).
 - 2.1. Модернизация LHC и коллайдеры низких энергий. 2.2. Лептонные коллайдеры после LHC: ILC, CLIC и мюонный коллайдер.
 3. После 2030-х годов: новые методы и смена парадигмы (1041).
 - 3.1. Возможное развитие коллайдеров в мире с ограниченными ресурсами. 3.2. Будущие технологии: ускорение в микроструктурах, в плазме и в кристаллах. 3.3. Пределы светимости коллайдеров.
 4. Заключение (1045).
- Список литературы (1046).

1. Введение: коллайдеры сегодня

1.1. Метод встречных пучков

Ускорители заряженных частиц широко использовались в физических исследованиях с начала XX века, и с тех пор существенно совершенствовались в научном и тех-

нологическом отношении. Для изучения физики высоких энергий частицы нужно ускорить до очень высоких кинетических энергий, затем столкнуть их с другими частицами и зарегистрировать результаты произошедших при этом реакций, в которых одни частицы преобразуются в другие. Анализ показывает, что после 1938 г. ускорители оказали влияние на почти треть всех физиков и физических исследований, способствуя получению Нобелевских премий по физике собственно ускорителей, физике элементарных частиц и физике высоких энергий в среднем каждые 2,9 года [1]. Начиная с 1960-х годов наиболее важные результаты получались при взаимодействиях частиц высоких энергий друг с другом в установках со встречными пучками — коллайдерах.

Энергия E_{cm} лобового столкновения двух частиц с массами m_1, m_2 и энергиями E_1, E_2 в системе центра масс равна

$$E_{\text{cm}} = \left[2E_1E_2 + (m_1^2 + m_2^2)c^4 + 2\sqrt{E_1^2 - m_1^2c^4}\sqrt{E_2^2 - m_2^2c^4} \right]^{1/2}. \quad (1)$$

На протяжении многих десятилетий в ускорительных экспериментах использовался подход с неподвижной мишенью, когда частицы, набравшие энергию в ускорителе, сталкивались с неподвижными частицами вещества мишени, расположенной на пути ускоренного пучка. Как следует из равенства (1), в этом случае в ускорителях высоких энергий при $E_2 \gg m_2c^2$ и $E_1 = m_1c^2$ энергия в системе центра масс оказывается равной $E_{\text{cm}} \approx \sqrt{2E_2m_1c^2}$. Например, протоны с энергией $E_2 \approx 1000$ ГэВ, сталкиваясь с неподвижными протонами неподвижной мишени,

В.Д. Шильцев. Accelerator Physics Center, Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab), FNAL,
PO Box 500, MS221, Batavia, IL, 60510, USA
Тел. +1 (630) 840-52-41
Факс +1 (630) 840-60-39

Статья поступила 11 апреля 2012 г.

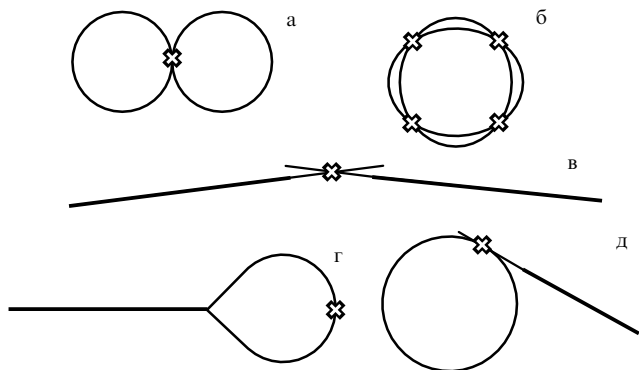


Рис. 1. Схемы различных типов коллайдеров.

для которых $E_1 \approx 1$ ГэВ, вызывают реакции, характеризуемые энергией ≈ 45 ГэВ. Более эффективно сталкивать непосредственно друг с другом два ускоренных пучка, тогда в системе центра масс энергия столкновения достигает значения $E_{cm} \approx 2\sqrt{E_1 E_2}$. В случае столкновения одинаковых по массе частиц (например, протонов с протонами или протонов с антипротонами) с одинаковой энергией $E_1 = E_2 \approx 1000$ ГэВ энергия столкновения составляет много большую величину $E_{cm} = 2000$ ГэВ.

Столь очевидное преимущество привело к тому, что первые практические предложения по созданию накопителей со встречными пучками появились уже в конце 1950-х годов [2, 3]. С тех пор было построено почти три десятка коллайдеров. На рисунке 1 схематично показаны возможные типы коллайдеров. В конфигурации с накопительными кольцами (рис. 1а и 1б) частицы каждого из пучков циркулируют в отдельном кольце и многократно сталкиваются друг с другом в одном или нескольких местах встречи. Если пучки состоят из частиц и античастиц с одинаковыми энергиями, то подобные столкновения можно реализовать в одном кольце, где частицы и античастицы циркулируют в противоположных направлениях. В линейных коллайдерах, впервые предложенных в [4], пучки сначала ускоряются в линейных ускорителях (линаках), а затем доставляются к месту встречи. В подходе, изображённом на рис. 1в, используются два линака, а в подходе, изображённом на рис. 1г, — один и тот же линак и две "арки" для транспортировки пучков. Наконец, конфигурация "линак + кольцо" показана на рис. 1д.

1.2. Краткая история коллайдеров, физика пучков и ключевые технологии

Первые установки со встречными лептонными пучками были построены в начале 1960-х годов почти одновременно в трёх лабораториях: это были электрон-позитронный коллайдер AdA в лаборатории Фраскати недалеко от Рима в Италии и электрон-электронные коллайдеры ВЭП-1 в Новосибирском институте ядерной физики (СССР) и "Принстон-Стэнфордский эксперимент со встречными пучками" в Стэнфорде (США). В этих установках энергия эксперимента в системе центра масс не превышала 1 ГэВ. Сооружение первого адронного (протон-протонного) коллайдера ISR (Intersecting Storage Rings) началось в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН, Швейцария) в 1966 г.; в 1971 г. этот коллайдер был введён в эксплуатацию, и энергия проводимых на нём экспериментов в конце концов достигла значения $E_{cm} = 63$ ГэВ. Первым линейным коллайдером стал SLAC Linear Collider (SLC) — элект-

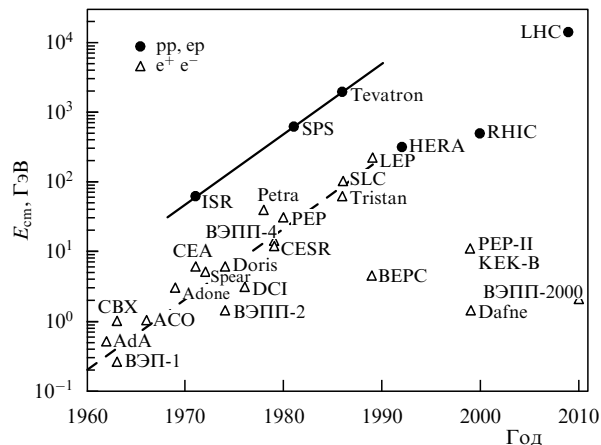


Рис. 2. Энергия коллайдеров на протяжении пяти десятилетий.

рон-позитронная установка, сооружённая в Стэнфорде в конце 1980-х годов. Подробное обсуждение истории коллайдеров читатель найдёт, например, в [5, 6]. Обзор установок со встречными пучками в Новосибирске приводится в [7–9]¹.

На рисунке 2 показано, как на протяжении нескольких десятилетий росла энергия коллайдеров. На рисунке представлены максимальная энергия в системе центра масс и год запуска установки. Лептонные коллайдеры (как правило, e^+e^-) показаны треугольниками, а адронные (накопители протонов, антипротонов, ионов, а также протон-электронные коллайдеры) — кружками. Видно, что вплоть до начала 1990-х годов энергия в системе центра масс увеличивалась в среднем в 10 раз каждые 10 лет и что адронные коллайдеры в среднем имели в 10–20 раз большие энергии. В ответ на требования физики высоких энергий направления развития лептонных и адронных коллайдеров разошлись. Большой адронный коллайдер (LHC) на рекордно высокую энергию в системе центра масс был построен в ЦЕРНе, в то время как для детальных исследований редких процессов при гораздо более низких энергиях были созданы новые e^+e^- коллайдеры, называемые "фабриками частиц".

Изучение редких событий в физике элементарных частиц требует не только достаточно высоких энергий, но и большого числа этих событий. Частота появления реакции в коллайдере dN_{exp}/dt пропорциональна сечению взаимодействия σ_{int} и коэффициенту пропорциональности L , называемому светимостью:

$$\frac{dN_{exp}}{dt} = L\sigma_{int}. \quad (2)$$

Если два пучка, содержащие N_1 и N_2 частиц, сталкиваются с частотой f , то светимость равна

$$L = f \frac{N_1 N_2}{A}, \quad (3)$$

где A — площадь эффективного перекрытия пучков. В простейшем случае двух пучков с одинаковыми гауссо-

¹ Мы не ставим своей основной целью дать подробный исторический обзор, а рассматриваем ближайшее и далёкое будущее коллайдеров, и поэтому приводим далее ссылки в основном на наиболее современные статьи по соответствующим проблемам.

выми поперечными профилями, характеризующимися среднеквадратичными ширинами распределений σ_x и σ_y , эффективная площадь перекрытия равна примерно $4\pi\sigma_x\sigma_y$ (мы игнорируем некоторые поправки из-за неоднородного продольного распределения области светимости). Размеры пучков, в свою очередь, можно выразить через среднеквадратичные нормированные поперечные эмиттансы $\varepsilon_{x,y}$ (являющиеся приближёнными адиабатическими инвариантами движения частиц при их ускорении) и амплитуды так называемых $\beta_{x,y}$ -функций (которые определяются свойствами поперечной фокусировки накопителя, чаще всего магнитной):

$$\sigma_{x,y}^2 = \frac{\varepsilon_{x,y}}{\gamma\beta_{x,y}}, \tag{4}$$

где $\gamma = E/mc^2$ — релятивистский лоренцевский фактор. Таким образом, основное выражение (3) для светимости можно переписать в терминах эмиттансов и амплитуд β -функций в точке взаимодействия (которые мы обозначим звёздочками) следующим образом:

$$L = f\gamma \frac{N_1 N_2}{4\pi \sqrt{\varepsilon_x \beta_x^* \varepsilon_y \beta_y^*}}. \tag{5}$$

Отсюда видно, что для достижения высокой светимости требуются сгустки с максимально возможным числом частиц и при этом с возможно меньшими эмиттансами, причём необходимо сталкивать их с высокой частотой в таком месте, где фокусирующая оптика накопителя обеспечивает наименьшие значения $\beta_{x,y}^*$. Увеличение энергии пучка, т.е. коэффициента γ в равенстве (5), также способствует увеличению светимости накопителя.

Рисунок 3 демонстрирует впечатляющий прогресс в росте светимости установок со встречными пучками начиная с момента их появления. На этом рисунке сохранены обозначения рис. 2 для различных типов коллайдеров. Видно, что за последние 50 лет производительность накопителей выросла более чем на 6 порядков и достигла рекордного значения более чем $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. При такой светимости можно ожидать появления, например, 100 событий за один год работы (около 10^7 с), если сечение реакции составляет 1 фемтобарн ($1 \text{ фб} = 10^{-39} \text{ см}^2$).

Излишне говорить, что столь значительные успехи в росте как энергии, так и светимости коллайдеров

обязаны многочисленным достижениям в области науки и техники ускорителей. Формат данной статьи не позволяет подробно описать все эти достижения, но заинтересованный читатель может обратиться ко всеобъемлющему руководству [6]. Тем не менее имеет смысл перечислить хотя бы основные моменты, так как они будут полезны в наших последующих обсуждениях коллайдеров будущего.

Максимальная энергия коллайдеров определяется практическими соображениями, первым из которых является размер установки. Для линейного коллайдера энергия пучка E определяется произведением среднего градиента G ускоряющего электрического поля и длины ускорителя l :

$$E = eGl. \tag{6}$$

В линейном коллайдере SLC средний градиент 3-километрового линейного ускорителя, работающего на частоте 2,856 ГГц ($\lambda_{RF} = 10,5 \text{ см}$ — длина волны в высокочастотной структуре из нормально проводящей меди), достигает 21 МВ м^{-1} . Примечательно, что при неизменной длине линака энергия ускоренного в нём пучка примерно утроилась за 30 лет работы благодаря учетверению мощности источников питания (импульсных клистронов) — увеличению их пиковой мощности от 35 МВт до 65 МВт с последующим увеличением мощности за счёт сжатия импульсов высокочастотного электромагнитного поля.

В циклических коллайдерах максимальные импульс p и энергия E ультрарелятивистской частицы определяются радиусом кольца R и средним магнитным полем B поворотных магнитов:

$$pc = eBR \text{ или } E [\text{ГэВ}] = 0,3 B [\text{Тл}] R [\text{м}]. \tag{7}$$

Изменение энергии частиц с течением времени было также вызвано практическими соображениями. Например, максимальное поле нормально проводящих электромагнитов обычно не превышает 2 Тл, и в определённый момент этого стало недостаточно для получения требуемой энергии частиц из-за необходимости использования более длинных туннелей (для размещения накопителей) и увеличения электрической мощности, потребляемой магнитными системами этих установок. Развитие сверхпроводящих магнитов (рис. 4), использующих сильноточные NbTi кабели, охлаждаемые жидким гелием при температуре ниже 5 К, открыло путь к более высоким магнитным полям и рекордно высокой энергии адронных коллайдеров [10]. В последнем из них, LHC в ЦЕРНе, с энергией 14 ТэВ в системе центра масс в туннеле длиной 26,7 км используются двухапертурные магниты с полем 8,3 Тл.

Чтобы оставаться сверхпроводящими, магниты должны работать при очень жёстких ограничениях на мощность, рассеиваемую в низкотемпературных компонентах (вакуумные трубы, холодное железо, сверхпроводящий кабель и т.д.). Эта мощность имеет, как правило, величину порядка 1 Вт м^{-1} или меньше, что фактически исключает использование сверхпроводимости в лептонных коллайдерах высоких энергий, так как релятивистские электроны и позитроны быстро теряют энергию за счёт синхротронного излучения:

$$\delta E = \frac{4\pi}{3} \frac{e^2 \gamma^4}{R} = 88,5 \left[\frac{\text{кэВ}}{\text{оборот}} \right] \frac{E^4 [\text{ГэВ}]}{R [\text{м}]} \tag{8}$$

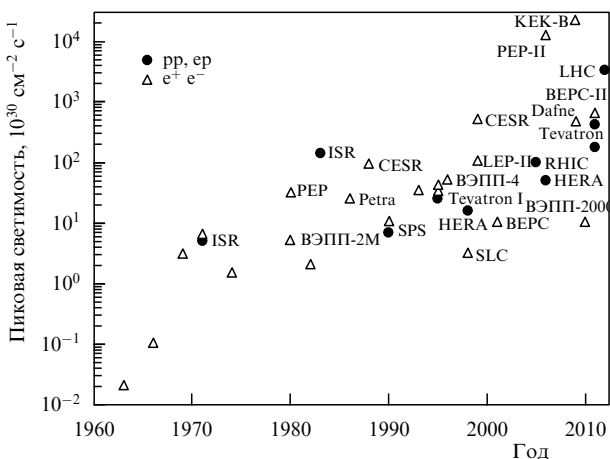


Рис. 3. Пиковая светимость коллайдеров.

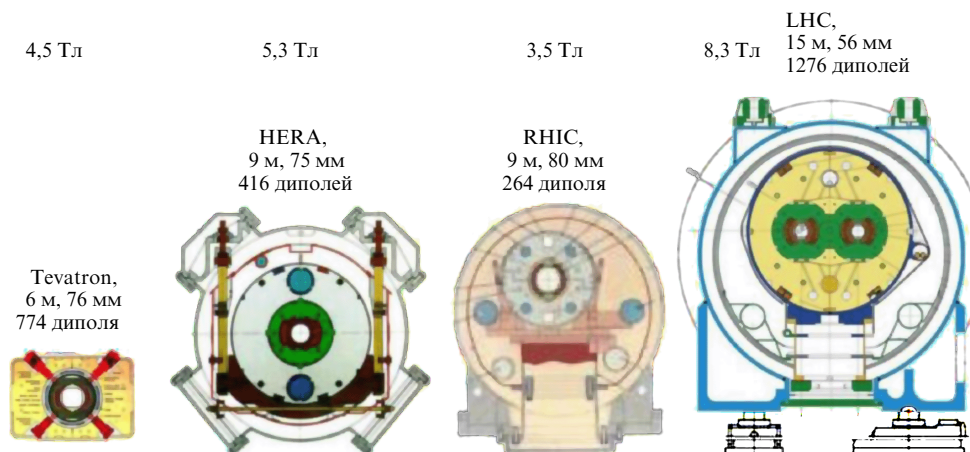


Рис. 4. Сверхпроводящие дипольные магниты адронных коллайдеров высоких энергий: Тэватрон (NbTi кабель, работающий при температуре 4,5 К, тёплое железное ядро, не требующее очень мощной криогенной установки для охлаждения), HERA (NbTi кабель, алюминиевый бандаж, холодное железное ядро), RHIC (простой и экономичный дизайн) и LHC (сверхтекучий гелий при 2 К, двухпертурный магнит). Рисунок любезно предоставлен А. Злобиным.

и общая мощность излучения пучков становится непомерно большой. Например, в самом большом по размеру e^+e^- коллайдере LEP (в том же туннеле, который сейчас занимает LHC) при энергии пучка 105 ГэВ и относительно низком среднем токе пучка 4 мА излучаемая мощность составляла примерно 22 МВт или около 800 Вт м^{-1} . Такие потери энергии пучков необходимо всё время восполнять до-ускорением в высокочастотных резонаторах. Кроме того, синхротронное излучение приводит к значительному нагреву и дегазации вакуумных камер накопителей, в то время как для достижения большого времени жизни непрерывно циркулирующих пучков давление остаточного газа в этих камерах должно составлять 1–10 нторр или меньше. Эта техническая проблема, тем не менее, была успешно решена в современных лептонных "фабриках частиц", работающих с многоамперными пучками. Радиационное излучение протонов (ионов) во много раз меньше (см. формулу (8)) благодаря множителю $(\gamma_p/\gamma_e)^4 = (m_e/m_p)^4$, но оно может создавать определённые проблемы для сильноточных сверхпроводящих коллайдеров на очень высокие энергии, таких как, например, LHC.

С момента появления коллайдеров было понятно, что для их эффективного функционирования требуется обеспечение устойчивого движения частиц на стационарных орбитах в накопительных кольцах. Известно, что в фокусирующих полях магнитов частицы совершают поперечные колебания, которые описываются решением уравнения Хилла

$$x(s) = A\sqrt{\beta(s)} \cos [\psi(s) + \delta], \quad (9)$$

где $\psi(s)$ — фаза колебаний, которая определяет так называемое число бетатронных колебаний на оборот

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \oint d\psi(s). \quad (10)$$

Неидеальности и ошибки ведущего магнитного поля коллайдера могут вызывать появление многооборотных неустойчивостей в движении частиц из-за линейных или нелинейных резонансов и приводить к потерям частиц. Чтобы этого избежать, во-первых, выбирают "рабочую точку" коллайдера, т.е. частоты вертикальных и гори-

зонтальных бетатронных колебаний $\nu_{x,y}$, так, чтобы они отличались от целых или рациональных значений n/m , а во-вторых, тщательно изготавливают магниты. Качество магнитного поля характеризуется мультипольными коэффициентами в его разложении по пространственным гармоникам:

$$B_x + iB_y = B_0 \sum_{n=0}^{\infty} (b_n + ia_n) \left(\frac{x + iy}{R_0} \right)^n, \quad (11)$$

где R_0 — радиус равновесной орбиты, номер полюса равен $2(n+1)$, a_n , b_n — нормированные мультипольные коэффициенты и $b_0 = 1$ для дипольного магнита. Разработчики магнитов совершенствовали их конструкцию на протяжении многих лет и добились точности порядка 10^{-4} для нежелательных мультиполей. Это было особенно сложным для сверхпроводящих магнитов, в которых для достижения такого результата требуются очень жёсткие допуски (менее нескольких десятков микрон) на размещение и устойчивое положение токонесущих кабелей, испытывающих действие огромных магнитных сил [10]. Ещё более высокими оказались требования к качеству поля в специальных сверхсильных магнитах, широко используемых в современных коллайдерах для предельного сжатия пучков в местах их взаимодействия и для достижения минимально возможных значений β -функций в этих местах ($\beta_{x,y}^*$ в формуле (5)). Создание подобных магнитов финальной фокусировки способствовало достижению существенно более высоких светимостей.

К сожалению, потребности во всё больших светимостях привели к росту на порядки величин нелинейностей, исходяно присущих самим коллайдерам и развивающихся за счёт нелинейности электрических и магнитных сил, создаваемых самими сталкивающимися пучками в местах встречи. Эта нелинейность характеризуется безразмерной величиной, называемой "параметром пучок-пучок" (beam-beam parameter) или "сдвигом бетатронной частоты из-за эффектов встречи":

$$\xi_{x,y} = \frac{Nr_c}{2\pi\gamma(\sigma_x^* + \sigma_y^*)} \frac{\beta_{x,y}^*}{\sigma_{x,y}^*}, \quad (12)$$

где интенсивность N и среднеквадратичные размеры $\sigma_{x,y}^*$ относятся к встречному пучку, а $r_c = e^2/mc^2$ — классический радиус частицы. Сдвиг частоты из-за эффектов

встречи может достигать значения от $\xi \sim 0,03$ в адронных коллайдерах до $\xi \sim 0,13$ в лептонных. Превышение этих значений обычно ведёт к неприемлемым условиям функционирования коллайдеров из-за повышенных потерь частиц, увеличения размеров пучков и т.д.

Из формул (3) и (5) видно, что добиться высокой светимости можно за счёт использования высокоинтенсивных пучков с малыми размерами, а это почти автоматически приводит к росту эффектов встречи. В течение десятилетий были реализованы различные методы, позволяющие нейтрализовать эти эффекты, в том числе: а) тщательный выбор рабочей точки вдали от наиболее опасных резонансов; б) работа с очень плоскими пучками (широкими в горизонтальном и узкими в вертикальном направлениях, см. формулу (12)); в) разделение пучков на значительное количество сгустков, не встречающихся друг с другом нигде, кроме нескольких точек взаимодействия (обычно — в детекторах; при этом число одновременно взаимодействующих частиц существенно уменьшается); и, в самое последнее время, г) компенсация эффектов встречи с помощью электронных линз [11]; д) уменьшение силы нелинейных резонансов из-за эффектов встречи в "круглых пучках" — схеме с сильно связанными вертикальным и горизонтальным движениями частиц [12]; и е) использование так называемой схемы столкновения пучков "крабовая перетяжка", при которой специальным образом изменяется геометрия поперечного профиля пучков, пересекающихся в месте встречи под небольшим углом, в то время как остальная оптика коллайдера остаётся неизменной [13]. Несмотря на все эти изобретения, проблемы эффектов встречи остаются не полностью решёнными и всё ещё ограничивают производительность большинства коллайдеров.

Существуют два пути достижения высокой светимости в пределах ограничений из-за эффектов встречи — или увеличение тока пучка $I = efN$, или уменьшение эмиттанса ε . Кроме полной мощности синхротронного излучения, которая растёт линейно с током I , основные ограничения на этот ток определяются так называемыми когерентными неустойчивостями пучка и требованиями к радиационной защите, связанными с неизбежными потерями частиц. Неустойчивости обусловлены взаимодействием пучка с электромагнитными полями, индуцированными самим пучком в вакуумных камерах и высокочастотных резонаторах, или же вызываются неустойчивостью облака вторичных частиц (гало из электронов или ионов), образующегося вокруг циркулирующих первичных пучков [14, 15]. Системы поперечных и продольных обратных связей и "чистка" электронов/ионов (или слабым магнитным или электрическим полем, или же модуляцией поперечного распределения тока первичного пучка, приводящей к неустойчивости вторичного) в настоящее время уже являются стандартными и используются для подавления когерентных неустойчивостей циркулирующего пучка. Некогерентные потери частиц могут вызываться различными причинами: неустойчивостью движения одиночной частицы, диффузией из-за рассеяния на молекулах остаточного газа или же на других частицах самого сгустка, высокочастотными шумами ведущего магнитного поля или электромагнитных полей высокочастотных резонаторов, сейсмическими колебаниями земли и техногенными вибрациями, и т.д. Для защиты от повреждений или чрезмерного радиационного облучения элементов ускорителя, распо-

ложенных в туннеле, применяются сложные системы коллимации. Они обеспечивают безопасный доступ к этим элементам и их обслуживание и представляют собой рассеиватели частиц гало и поглотители, которые в определённых местах перехватывают частицы гало [16]. Используются также и более сложные методы, например, коллимация изогнутыми кристаллами [17] или трубчатые электронные пучки [18].

В том, что касается достижения наименьших эмиттансов пучков (занимаемой ими области в фазовом пространстве), пути лептонных и адронных коллайдеров оказались разными. В электронных установках, где любое поперечное отклонение естественным образом затухает за счёт синхротронного излучения, эмиттанс определяется квантовыми флуктуациями излучения, которые возбуждаются главным образом за счёт горизонтальных колебаний. Таким образом, задача заключается в разработке фокусирующей оптики, которая минимизирует эффект для горизонтального движения частицы и предотвращает его связь с вертикальным движением, в идеале — до величины, не превышающей 1 % [19]. В адронных коллайдерах синхротронное излучение крайне слабо и его нельзя использовать для быстрого затухания и получения малых эмиттансов, по крайней мере при энергиях менее 10 ТэВ, так что для этих коллайдеров прогресс шёл или по пути создания низкоэмиттансных пучков в источниках (т.е. пучков с высокой яркостью), или же за счёт "охлаждения" ускоряемого пучка. Это охлаждение выражается в сокращении размера пучка в фазовом пространстве и осуществляется, как правило, при низких и средних энергиях ускорителей в цепи инжектора методами "стохастического" или "электронного охлаждения"; недавно также была экспериментально продемонстрирована возможность "электронного охлаждения" в релятивистском режиме [20].

Использование в коллайдерах пучков со всё меньшими размерами инициировало многие вопросы, связанные с механической выставкой магнитов, вибрациями и долговременной стабильностью туннелей [21]. Радиационный фон в детекторах, применяемых в физике высоких энергий, потребовал тщательной разработки интерфейса между ускорителем и детекторами для коллайдеров высокой светимости. Физика высоких энергий часто требует использования поляризованных в месте встречи пучков (с определённым направлением спина) и очень точной калибровки энергии в системе центра масс на уровне $(\delta E/E) \sim 10^{-5}$, что привело к развитию источников поляризованных частиц, разработке изощрённых методов сохранения поляризации пучка в процессе его ускорения [22], а также реализации нового метода "резонансной деполяризации" для определения энергии [19, 23].

В заключение данного раздела можно сказать, что за 50 лет коллайдеры не только использовались для совершения ряда важнейших открытий в физике высоких энергий и элементарных частиц, но и инициировали широкий спектр инноваций в области физики ускорителей и ускорительных технологий, в результате которых произошло более чем 100-кратное увеличение энергии частиц (и для адронных, и для лептонных коллайдеров) и $10^4 - 10^6$ -кратное увеличение светимости. Вместе с тем очевидно, что прогресс в достижении максимальной энергии в системе центра масс резко замедлился с начала 1990-х годов (а для лептонных коллайдеров даже пошёл в обратном направлении, см. рис. 2). Более того, число работающих установок

Таблица 1. Коллайдеры 1990-х годов, работающие в настоящее время, и возможные будущие коллайдеры; адронные коллайдеры выделены жирным шрифтом, лептонные коллайдеры — курсивом, а строящиеся комплексы или находящиеся в решающей фазе проектирования и на стадии планирования перечислены в скобках

	Начало 1990-х годов	Начало 2010-х годов	2030-е годы
Европа	HERA, (LHC) <i>LEP, (Dafne)</i>	LHC (Super-B, HL-LHC, LHeC, ENC)	HE-LHC <i>CLIC?</i>
Россия	<i>ВЭПП-2, ВЭПП-4</i> (УНК, ВЛЭПП)	<i>ВЭПП-2000, ВЭПП-4М</i> (NICA, $c-\tau$-фабрика)	NICA? <i>Фабрика хиггсов?</i>
США	Tevatron, (SSC) <i>SLC, CESR, (PEP-II)</i>	RHIC (eRHIC, ELIC)	<i>Мюонный коллайдер?</i> <i>PWLA/DLA?</i>
Азия	<i>Tristan, BEPC</i> (KEK-B)	<i>BEPC</i> (Super-KEKB)	<i>ILC?</i> <i>Фабрика хиггсов?</i>
Всего	9 (7)	5 (9)	1 + ?

сократилось с девяти до пяти, как указано в табл. 1, в которой перечислены все действующие коллайдеры с начала 1990-х годов по настоящее время, а также ряд проектов, как строящихся, так и находящихся в фазе серьёзного рассмотрения на данный момент.

1.3. Последние 20 лет: достижения и решённые проблемы

Исключительно важные "тектонические" изменения в физике элементарных частиц и ускорителей произошли в начале 1990-х годов, когда были закрыты два флагманских проекта: протон-протонный комплекс УНК на 6 ТэВ в системе центра масс в Протвино (Россия, 1991 г.) [24] и протон-протонный сверхпроводящий комплекс SSC на 40 ТэВ в системе центра масс (Superconducting Super Collider в Техасе, США; 1993 г.) [25]. Современное состояние этой области физики характеризуется окончанием эры Тэватрона (протон-антипротонный коллайдер с энергией 2 ТэВ в системе центра масс, успешно проработавший 28 лет с момента запуска в 1993 г. до его закрытия в сентябре 2011 г.) и доминированием в ней коллайдера LHC, начавшего работу в ЦЕРНе. Эксперименты на коллайдерах Тэватрон, LEP и HERA способствовали утверждению Стандартной модели физики элементарных частиц. Следующее поколение коллайдеров, как ожидается, позволит изучать природу на более глубоком уровне и в конечном счёте исследовать физику за пределами Стандартной модели в её сегодняшнем виде. В следующих разделах мы обсудим установки со встречными пучками, которые могут быть построены в течение последующих 20 лет, и взглянем на перспективы коллайдеров ещё более отдалённого будущего.

2. Следующие 20 лет: физика, технологии и установки

В конечном счёте будущее коллайдеров обусловлено требованиями физики частиц, но должно, тем не менее, оставаться в границах доступных технологий и финансовых ресурсов. Все проекты, находящиеся в настоящее время на стадии строительства или разработки (см. среднюю колонку в табл. 1), удовлетворяют этим трём требованиям и, таким образом, имеют хорошие перспективы стать действующими и начать давать результаты в течение ближайших 20 лет. Далее в этом разделе мы наметим перспективы в области физики высоких энергий на ускорителях.

2.1. Модернизация LHC и коллайдеры низких энергий

2.1.1. Рекордно высокие энергии. Увеличение светимости на модернизированном коллайдере LHC (проект HL-LHC) [26] планируется получить за счёт более жёсткой фокусировки пучков в местах встречи, для чего будут применены новые магнитные технологии с использованием сверхпроводимости на основе Nb₃Sn-сплавов. К 2020 г. ожидается пятикратное увеличение светимости установки до уровня $5 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при энергии 14 ТэВ в системе центра масс в протон-протонных соударениях, что позволит набирать примерно 250 фб^{-1} интегральной светимости в год и получить за длительный период интегральную светимость порядка 3000 фб^{-1} для экспериментов на детекторах ATLAS и CMS.

2.1.2. Адронные коллайдеры низких энергий. В последнее время значительно вырос интерес к исследованиям смешанной фазы кварк-глюонной плазмы и поляризационных явлений при относительно низких энергиях адронов. Эти исследования являются основной целью ионного накопителя NICA на основе недавно реконструированной установки Nuclotron в ОИЯИ (Дубна, Россия) [27]. NICA позволит проводить исследования с ион-ионными (Au⁺⁷⁹) и ион-протонными соударениями в области энергий 1–4,5 ГэВ/нуклон со средней светимостью $10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. В поляризованных протон-протонных соударениях с энергией 5–12,6 ГэВ/нуклон, а также в дейтрон-дейтронных соударениях с энергией 2–5,8 ГэВ/нуклон предполагается достичь светимостей вплоть до $10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Ожидается, что начало экспериментов и первые физические результаты последуют к концу этого десятилетия.

2.1.3. Электрон-адронные соударения. Эксперименты по глубоко неупругому электрон-нуклонному рассеянию будут основными на новом проектируемом электрон-адронном коллайдере LHeC [28], в котором предполагается, что поляризованные электроны с энергией от 60 ГэВ до, возможно, 140 ГэВ будут сталкиваться с 7-ТэВ-ными протонами ускорителя LHC с проектной светимостью около $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Интегральная светимость, набранная предыдущим электрон-протонным коллайдером HERA (в DESY, Гамбург, Германия), будет превзойдена в 100 раз с помощью в 20 раз более широкой кинематической области переданных импульсов Q^2 . Подобный же подход, в котором предполагается повторное использование существующей установки и

добавление к ней ускорителя другого типа частиц, предлагается использовать в двух проектах коллайдеров в США: eRHIC в Брукхейвенской национальной лаборатории [29] и электрон-ионном накопителе (ELIC) в Лаборатории Джефферсона [30]. В проекте eRHIC предполагается использовать одно из накопительных колец уже существующего Релятивистского коллайдера тяжёлых ионов RHIC, позволяющего ускорять пучки поляризованных ядер до энергии 100 ГэВ/нуклон или пучки поляризованных протонов до энергии 250 ГэВ. Эти пучки будут сталкиваться с поляризованными электронами, ускоренными до энергии 20–30 ГэВ в новом многооборотном ускорителе-рекуператоре (ERL). Светимость такого коллайдера составит от $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ до $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в зависимости от энергии и типа сталкивающихся частиц. В проекте ELIC предполагается использовать уже существующий ускоритель SEBAF поляризованных электронов с энергией 3–7 ГэВ и потребуются сооружение нового накопительного кольца для ионов (протонов, дейтронов, ионов He^3 и Li и неполяризованных лёгких и средней тяжести ионов) с энергией от 30 ГэВ до 150 ГэВ. Для достижения очень высоких светимостей в ELIC (от $5 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ до $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) предполагается использовать установку непрерывного электронного охлаждения, основанную на линейном ускорителе-рекуператоре, которая обеспечит низкий эмиттанс и одновременно очень короткие ионные сгустки. Несмотря на более низкую энергию в системе центра масс по сравнению с LHeC, преимущество американских проектов состоит в возможности соударений поляризованных электронов и ионов. Предполагается, что максимум один проект подобного типа может быть поддержан и реализован.

Дополнительные исследования в этой области физики могут быть проведены в предлагаемом электрон-нуклонном коллайдере ENC, входящем в состав установки для исследования антипротонов и ионов FAIR (GSI, Германия) путём использования антипротонного накопительного кольца с поляризованными протонными и дейтонными пучками высокой энергии (HESR) на 15 ГэВ и дополнительного накопительного кольца на энергию 3,3 ГэВ для поляризованных электронов [29] (комплекс находится в фазе строительства). ENC даст возможность сталкивать электроны с нуклонами вплоть до энергии 14 ГэВ в системе центра масс с пиковой светимостью от $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ до $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

2.1.4. Электрон-позитронные фабрики. В конце 1990-х и в начале 2000-х годов две антисимметричные электрон-позитронные В-фабрики — накопитель KEKB с детектором Belle в КЕК, Япония, и накопитель PEP-II с детектором BaBar в SLAC, США, — достигли больших успехов в подтверждении Стандартной модели в секторе кварковых ароматов. Эксперименты на этих установках показали, что механизм Кобаяши–Маскавы является основным источником наблюдаемого в природе нарушения CP-инвариантности. Несмотря на это, остаются без ответа два фундаментальных вопроса в секторе лептонов и ароматных кварков: а) почему Стандартная модель включает так много параметров? и б) как возникла асимметрия материи и антиматерии во Вселенной? Чтобы расширить границы физических экспериментов за пределы, достижимые на существующих В-фабриках, планируются и проектируются две новые супер-В-фаб-

рики с более высокой светимостью (примерно в 40 раз выше): одна в Италии [32] и другая в Японии [33]. Обе фабрики представляют собой асимметричные электрон-позитронные накопители с энергией пучков приблизительно 4 ГэВ и 7 ГэВ и с проектной светимостью, приближающейся к $10^{36} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, которой предстоит достичь за счёт более высоких накопленных токов и очень малой β_y^* -функции в месте встречи $\beta_y^* \approx 0,3 \text{ мм}$, что делается возможным благодаря упомянутой выше схеме "крабовой перетяжки". Начало физических экспериментов на фабрике супер-КЕКВ в Японии планируется в 2015 г., и тогда же ожидаются первые результаты. В конечном итоге детектор Belle-II должен регистрировать в 40 раз больше В–В мезонных пар, чем его предшественник (примерно 800 В–В пар в секунду) и к 2021 г. накопить интегральную светимость $50 \text{ аб}^{-1} = 50000 \text{ фб}^{-1}$.

Сходные технические решения будут также использованы в проекте s – τ фабрики в Новосибирске (Россия) [34], в которой планируется изменяемая от 3 ГэВ до 4,5 ГэВ энергия в системе центра масс (от J/ψ -резонансов до очарованных барионов) со светимостью, превосходящей $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, и продольной поляризацией по крайней мере одного (электронного) пучка.

Не так легко предсказать, какую физику частиц будут изучать на коллайдерах через 20 лет так как существует несколько направлений развития и выбор между различными возможностями будет основываться на результатах, получаемых на LHC. Существенные результаты (как, например, открытие бозона Хиггса) начнут появляться в 2012–2013 гг., но их получение вполне может затянуться и до 2020-х годов. Ниже мы рассмотрим пять возможностей для накопителей 2030-х годов, т.е. "эпохи после LHC".

2.1.5. LHC с более высокими энергиями. Модернизация LHC на более высокие энергии (проект HE-LHC) является одной из наиболее реальных возможностей достичь в протон-протонных соударениях энергии 33 ТэВ в системе центра масс [35]. Использование для HE-LHC существующего туннеля потребует применения дипольных магнитов с полем до 20 Тл, что представляется в настоящее время возможным благодаря комбинации технологий, основанных на NbTi и Nb₃Sn сплавах, и высокотемпературной сверхпроводимости. Такой коллайдер мог бы стать преемником HL-LHC и начать работать в начале 2030-х годов. Несмотря на предполагаемую реализуемость проекта, энергию LHC при этом вряд ли удастся увеличить более чем в 2,5 раза, и ещё не совсем ясно, оправдывает ли столь ограниченное увеличение энергии затраты на её достижение.

2.1.6. Хиггс-фабрика. Недавнее открытие на LHC бозона Хиггса с массой m_H около 125 ГэВ может потребовать детального изучения и прецизионных экспериментов с этой уникальной элементарной частицей спина нуль, оправдывающих строительство электрон-позитронного накопителя — специализированной "фабрики хиггсов". Энергия в системе центра масс в таком накопителе для изучения ряда свойств бозона Хиггса определяется максимальным сечением процесса, причём оптимум достигается при $E_{\text{cm}} \sim m_H + (110 \pm 10) \text{ ГэВ} \sim 240 \text{ ГэВ}$. В настоящее время обсуждается несколько возможностей для такой установки: одна с использованием технологии линейного коллайдера ILC (см. ниже) и несколько

версий кольцевых коллайдеров [36]. Самая большая проблема для кольцевых установок — восполнение потерь энергии электронов и позитронов на синхротронное излучение (около 10 ГэВ на оборот) в 20-километровом или даже более длинном туннеле (см. равенство (8)), что предполагает интенсивное использование высокоградиентных сверхпроводящих высокочастотных резонаторов. Для получения требуемой светимости порядка $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (эквивалентной получению 20000 частиц Хиггса в год в предположении, что поперечное сечение канала $e^+e^- \rightarrow HZ$ составляет около $200 \text{ фб} = 2 \times 10^{-37} \text{ см}^2$) необходимо решить ряд других проблем. Одна из них — существенное потребление энергии, превышающее 100 МВт, необходимое для непрерывного ускорения пучка малого эмиттанса с током около 10 мА; другая — получение очень большого акцептанса кольца (поперечной апертуры, пригодной для долговременной циркуляции частиц), чтобы приспособиться к потерям энергии частиц в месте встречи (см. ниже обсуждение эффекта тормозного излучения пучка в поле встречного сгустка). Особенно привлекательной в данном случае выглядит возможность уменьшения стоимости фабрики хиггсов за счёт размещения её в существующем туннеле ЛНС (26,7 км) или туннеле УНК (21 км).

Альтернативный способ получения бозонов Хиггса состоит в использовании реакции $\mu^+\mu^- \rightarrow H$ (реакция в так называемом s -канале), преимуществом которой является большое сечение для мюонов, превышающее сечение для электронов в $(m_\mu/m_e)^2 \approx 40000$ раз. Другое преимущество состоит в том, что для мюонного коллайдера требуется энергия в системе центра масс $E_{\text{см}} \sim m_H$, что приблизительно вдвое ниже, чем для электрон-позитронного коллайдера. Третьим преимуществом является существенно меньший энергетический разброс ($\delta E_{\text{см}}/E_{\text{см}} \sim 0,01 - 0,003 \%$) по сравнению с величиной $\approx 0,2 \%$ для электрон-позитронных фабрик. Это позволит более детально изучить чрезвычайно узкие каналы распада бозона Хиггса [37]. Получение около 4000 событий в год потребует светимости на уровне по крайней мере $10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, для достижения которой необходимы дополнительные исследования ввиду короткого времени жизни мюонов и сложностей с их производством (см. ниже обсуждение мюонного коллайдера высоких энергий).

2.2. Лептонные коллайдеры после ЛНС: ИЛС, СЛС и мюонный коллайдер

2.2.1. Лептонный коллайдер рекордно высоких энергий.

В настоящее время широко распространено представление, что в эпоху "после ЛНС" потребуются мульти-ТэВ-ный лептонный коллайдер. Физические исследования, которые могли бы осуществляться на таком коллайдере с достаточной светимостью, включали бы анализ механизмов, приводящих к генерации масс элементарных частиц и к нарушению симметрии электрослабого взаимодействия, поиск и, возможно, открытие новых суперсимметричных частиц, "охоту" на дополнительные измерения пространства-времени и квантовую гравитацию. Результаты, полученные на ЛНС к началу 2020-х годов, позволят более точно установить значения энергии, требуемые для такого лептонного коллайдера. Возможности, рассматриваемые в настоящее время, включают электрон-позитронный Международный линейный коллайдер ИЛС [38], Компактный линейный коллайдер СЛС [39] и мюонный коллайдер [40]. Каж-

дый из этих коллайдеров имеет свои преимущества и проблемы [39, 41].

2.2.2. ИЛС и СЛС.

Основная проблема для линейных электрон-позитронных коллайдеров состоит в ускорении в них частиц до требуемых энергий и в конструировании установок значительной длины с высоким коэффициентом передачи электрической мощности из сети в ускоряемые пучки. В ИЛС предполагается использовать сверхпроводящие резонаторы на частоте 1,3 ГГц со средним ускоряющим градиентом $33,5 \text{ МэВ м}^{-1}$. При конечной энергии 0,5 ТэВ в системе центра масс и длине 31 км проектируемая эффективность по мощности (отношение мощности в пучке к мощности, потребляемой из сети) составит около 8%. В схеме коллайдера СЛС используется двухпучковое ускорение в нормально проводящей высокочастотной (12 ГГц) структуре со средним градиентом 100 МэВ м^{-1} ; полная длина туннеля линаков с энергией 3 ТэВ в системе центра масс составит около 48 км, а эффективность по мощности — около 5%. Оба проекта продемонстрировали принципиальную возможность практической реализации ключевых ускорительных технологий. Оба проекта характеризуются жёсткими ограничениями на эмиттансы пучков, генерируемых в многокилометровых участках инжекции, и на сохранение эмиттансов в основном линейном ускорителе, где пучки подвергаются множеству слабых поперечных ударов из-за вибраций элементов и неточностей их выставки, так что для стабилизации орбит требуется прецизионное измерение положения пучков с помощью быстрых систем обратной связи на каждом цикле ускорения пучков. Стабильность элементов является критичной и даже определяющей для многокилометрового участка финального фокуса коллайдера, где пучки фокусируются до беспрецедентных размеров $\sigma_y^*/\sigma_x^* = 6 \text{ нм}/640 \text{ нм}$ в ИЛС и $\sigma_y^*/\sigma_x^* = 0,9 \text{ нм}/450 \text{ нм}$ в СЛС. Другая трудно решаемая проблема связана с достижением малого энергетического разброса в системе центра масс из-за тормозного излучения пучков в полях встречных сгустков. Это излучение происходит во время взаимодействия частиц пучка с электромагнитными полями движущихся навстречу коротких сгустков длиной $\sigma_z = (50 - 300) \text{ мкм}$. Возникающий при этом энергетический разброс оценивается как

$$\frac{\delta E}{E} \propto \frac{\gamma N_e^2 r_e^3}{\sigma_x^2 \sigma_z} \quad (13)$$

и достигает, как видно из табл. 2, нескольких или даже 10%. Тормозное излучение на встречных сгустках создаёт также нежелательный фон в детекторах, усложняя управление пучками после столкновения и, что ещё более важно, накладывает ограничение на энергетическое разрешение таких узких резонансов, как реакции распада ожидаемых Z' -бозонов и бозона Хиггса.

2.2.3. Мюонный коллайдер.

Мюоны, которые можно рассматривать как тяжёлые электроны, естественно, лишены эффектов синхротронного излучения, которое пропорционально четвёртой степени лоренцева фактора γ^4 , и, таким образом, в $(m_\mu/m_e)^4 = 207^4 \approx 2 \times 10^9$ раз меньше. Следовательно, мульти-ТэВ-ный мюонный коллайдер [41] может быть циклическим и поэтому достаточно компактным, что позволит разместить его на территории уже существующих ускорительных центров

Таблица 2. Сравнение возможных лептонных коллайдеров

Коллайдер	ILC	CLIC	Мюонный
Энергия в системе центра масс, ТэВ Энергетический разброс (среднеквадратичный) в системе центра масс Светимость, $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$	0,5 $\sim 2\%$ 2×10^{34}	3 $> 5\%$ $2 \times 10^{34*}$	1,5–4 $\sim 0,1\%$ $(1–4) \times 10^{34}$
Год представления проекта: физического технического	2007 2013	2012 2016	2014–2016 ~ 2020
Количество элементов ускорителя Длина высокотехнологичных секций, км Потребляемая от сети мощность, МВт	38000 36 230	260000 ~ 60 580	10000 14–20 120–200
* Пиковая светимость в пределах 1 % разброса по энергиям в системе центра масс.			

(на рис. 5 схематически показано возможное размещение мюонного коллайдера на площади $6 \times 7 \text{ км}^2$ в Фермилабе, США). Мюонный коллайдер (МК) с энергией, превышающей возможности электрон-позитронных установок, т.е. с энергией 1,5–4 ТэВ, будет иметь энергетический разброс менее 0,1 %, потребует меньшей электрической мощности, потребляемой от сети, и будет состоять из существенно меньшего числа элементов, требуемых для высокой надёжности и контроля при эффективном функционировании (см. табл. 2). Дополнительным достоинством МК является возможность его совмещения с концепцией нейтринной фабрики [42], для которой комплекс генерации и инъекции пучка является аналогичным (а возможно, и идентичным) используемому в МК [43]. Как указывалось выше, благодаря большей массе мюонов и сверхзуктому энергетическому разрешению представляет интерес также фабрика хиггсов на основе столкновений мюонов с низкой энергией.

Основные проблемы МК связаны с коротким временем жизни мюонов $\tau_0 = 2 \text{ мкс}$, из-за чего нужно успеть ускорить их до высокой энергии, прежде чем они распадутся на электрон, мюонное нейтрино и электронное антинейтрино ($\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$), а также с методами получения мюонов в качестве вторичных частиц в реакциях $pN \rightarrow \pi + \dots \rightarrow \mu + \dots$, в которых мюонные пучки производятся с очень большими эммитансами. Предполагается, что мюонный коллайдер с энергией 1–5 ТэВ в системе центра масс и со светимостью порядка $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ потребует уменьшения 6-мерного фазового объёма, занимаемого мюонным пучком, в примерно 10^6 раз с помощью так называемого "ионизационного охлаждения". Хотя в течение последнего десятилетия достигнут существенный прогресс в развитии концепций и технологий, необходимых для производства, захвата и ускорения мюонных пучков с высокими интенсивностями порядка 10^{21} мюонов в год, заключение о реализуемости мульти-ТэВ-ного мюонного коллайдера высокой светимости можно будет сделать только после демонстрации быстрого ионизационного охлаждения мюонов и решения проблем, относящихся к электрической прочности нормально проводящих резонаторов в сильных магнитных полях. Последнее ожидается в 2014–2016 годах, в то время как убедительная демонстрация 6-мерного охлаждения может дополнительно потребовать 4–6 лет [41].

3. После 2030-х годов: новые методы и смена парадигмы

Наш прогноз на будущее коллайдеров после 2030 г. требует нескольких предположений: об имеющихся

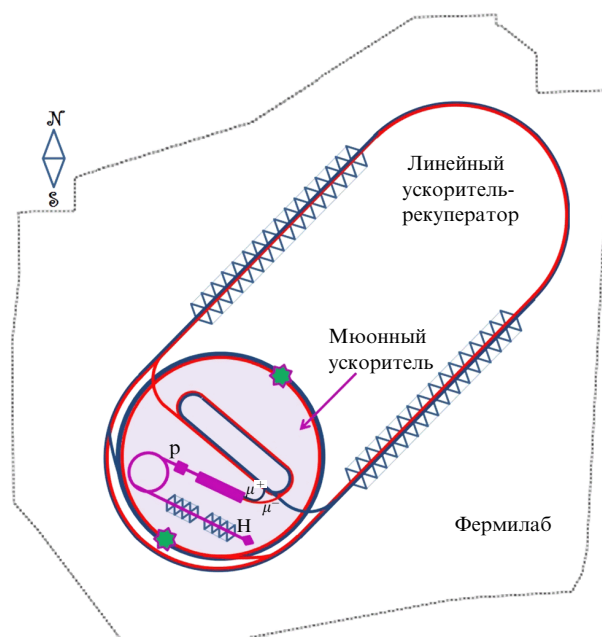


Рис. 5. Мюонный коллайдер с энергией 4 ТэВ на территории Фермилаба.

ресурсах, о степени развития науки и о возможных путях реализации этих целей. Начнём с денег.

3.1. Возможное развитие коллайдеров в мире с ограниченными ресурсами

На сегодняшний день мировой бюджет физики элементарных частиц составляет около 3 млрд долларов, т.е. приблизительно 1,2 % от общего мирового объёма расходов на фундаментальные научные исследования (около 250 млрд долларов). Для сравнения, на научно-технические разработки глобально расходуются около 1400 млрд долларов, что составляет около 2 % всего мирового ВВП, равного приблизительно 70000 млрд долларов (все данные взяты из [44]). Мы считаем, что эпоха экспоненциального роста для большинства из примерно 200 естественнонаучных направлений уже прошла (см., например, [45]) и что для физики элементарных частиц в 1990-е годы началась новая эпоха с гораздо более скромным ростом или даже с замедлением финансовой поддержки, как это можно заключить и из приведённого выше рис. 2. Большинство нынешних научных руководителей в научных сообществах, правительствах и университетах сформировались в течение предыдущей "золотой эры" и ещё не полностью адапти-

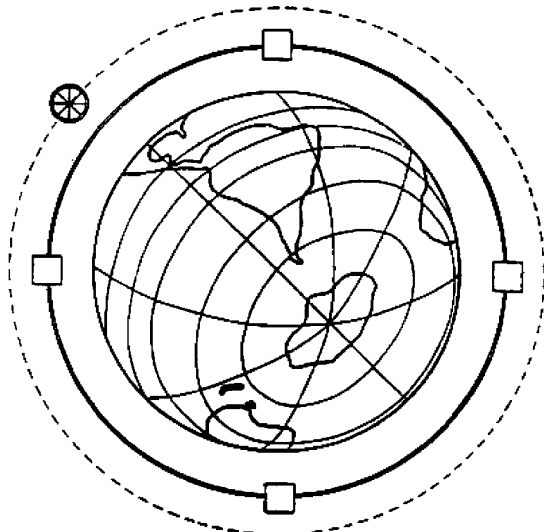


Рис. 6. "Предельный" ускоритель Энрико Ферми, охватывающий Землю.

ровались к новым реалиям. Мы же будем основывать наши прогнозы на предположении, что текущие финансовые ограничения в большинстве своём сохранятся, но в то же время наша область науки продолжит активно развиваться, открывая новые методы и направления. Такие предположения сразу отсекают ряд нереальных возможностей, таких как "предельный" ускоритель Энрико Ферми, или "глобалтрон" [46] (рис. 6), так как его стоимость превышает 20000 млрд долларов даже при скромной оценке 0,5 млрд долларов за километр высокотехнологичного современного ускорителя.

Установки со встречными пучками, упомянутые в разделе 2, можно распределить по нескольким широким категориям в логарифмической шкале стоимости их строительства (табл. 3).

Согласно имеющемуся опыту, коллайдеры категорий I и II могут быть построены силами одной страны при относительно небольшом международном участии; категория III требует развитого сотрудничества в рамках по крайней мере одного крупного региона (Европа, Азия, Америка); установки из категории IV будут нуждаться в тесном сотрудничестве двух или, быть может, всех трёх таких регионов, в то время как коллайдеры из категории V должны быть по-настоящему международными. В рамках нашего основного предположения (о том, что бюджет физики элементарных частиц не будет в дальнейшем превышать нескольких миллиардов долларов в текущих ценах), трудно представить, что какие бы то ни было проекты из категории V могут быть реализованы, поскольку ни один из альтернативных сценариев — "в

Таблица 3.

Категория	Стоимость, млрд долларов	Установка
I	$\leq 0,3$	NICA, ENC
II	0,3–1	Супер-В фабрика, с-т-фабрика, eRHIC, EIC
III	1–3	Кольцевая фабрика хиггсов, HL-LHC
IV	3–10	HE-LHC, LHeC, МК, фабрика хиггсов на основе ILC
V	10–30	ILC, CLIC

течение 3–10 лет не делать ничего другого, кроме строительства суперускорителя" или "выделять не более чем треть бюджета на строительство и соответственно завершить его в течение 10–30 лет или даже ещё более медленными темпами" — не представляется приемлемым, особенно если принять во внимание то, что достижимые энергии будут всего лишь сопоставимы с энергией LHC. Установки из категории III вполне доступны в финансовом плане, но их результаты будут лишь дополнять данные о явлениях, обнаруженных на LHC. Таким образом, всегда будет альтернатива: "Почему бы просто не продолжить работу коллайдера LHC?" Остаются коллайдеры категории IV, которые находятся на границе финансовых возможностей. Однако и с ними существует проблема: такие коллайдеры тоже имеют ограниченный диапазон достижимых энергий, до примерно 5 ТэВ в системе центра масс для партонных столкновений (это энергия мюонного коллайдера и энергия в системе центра масс для HE-LHC, делённая на эквивалентное количество партонов в протоне: $33/(6-10) \approx 3-5$ ТэВ). Нет никакой уверенности в том, что для такой энергии в системе центра масс найдутся веские физические аргументы, которые позволили бы оправдать столь значительные затраты.

3.2. Будущие технологии: ускорение в микроструктурах, в плазме и в кристаллах

Ниже предлагается несколько возможностей для коллайдеров далёкого будущего с бюджетом около 10 млрд долларов (в текущих ценах). Оценка стоимости современных коллайдеров достаточно сложна и выходит за рамки данной статьи. Но можно смело предположить, что будущие установки такой стоимости не должны превышать в длину десяти или пары десятков километров и одновременно должны использовать пучки с мощностью до десяти или нескольких десятков мегаватт (или, соответственно, требовать до 100 МВт потребляемой мощности переменного тока). Могут ли такие коллайдеры достичь энергий, существенно превышающих текущие значения, т.е. энергий 100–1000 ТэВ?

Чтобы достичь таких энергий на ограниченных длинах, требуется сверхбыстрое ускорение. В настоящее время для коллайдеров высоких энергий активно обсуждаются три основные возможности такого ускорения, которые можно схематически классифицировать по типу используемой для ускорения среды: твердотельные структуры, плазма и кристаллы².

3.2.1. Ускорение в диэлектрических структурах. В большинстве современных ускорителей используются высокочастотные поля ($f_{RF} < 10-30$ ГГц) в резонансных нормально проводящих или сверхпроводящих структурах на базе традиционных высокочастотных источников мощности. При этом ускоряющий градиент ограничен величиной около 100 МэВ м^{-1} из-за явлений поверхностного пробоя. Сочетание прямого возбуждения пучка (или кильватерного излучения ведущего короткого интенсивного электронного пучка, распространяющегося в высокоимпедансной среде) и жёстких диэлектрических материалов, из которых изготовлены структуры (кварц, алмаз, гранат и т.д., характеризующиеся меньшими, чем в

² Ниже приводятся ссылки лишь на самые последние обзоры.

металлах, потерями мощности и градиентами пробоя), позволит достичь ускоряющих градиентов более 100 МэВ м^{-1} и 1 ГэВ м^{-1} в микроволновых диэлектрических структурах на частотах порядка 100 ГГц и 1 ТГц соответственно [47]. Концептуально линейный коллайдер на основе диэлектрических кильватерных ускорителей (ДКУ) будет состоять из большого числа модулей с ускоряющим градиентом $\sim 0,3 \text{ ГэВ м}^{-1}$, каждый из которых возбуждается индивидуальным ведущим высокоинтенсивным пучком электронов с энергией около 1 ГэВ . Даже если не вдаваться в сложности, связанные с модульностью, соображениями стоимости и мощности, трудно представить, что ДКУ-установку с энергией более чем на 3 ТэВ в системе центра масс удастся разместить на длине менее десяти километров.

Дальнейшее увеличение градиента до $1\text{--}3 \text{ ГэВ м}^{-1}$ предположительно возможно в диэлектрических структурах микронного масштаба, возбуждаемых лазерами, работающими в оптическом или ближнем инфракрасном диапазоне [48]. В различных вариантах это могут быть или внешние волоконные лазеры, связанные с ускоряющими структурами, или полупроводниковые лазеры, интегрированные на одной платформе с микроячейками, в которые они передают мощность. Преимущество такого подхода состоит в том, что лазеры могут работать с очень высокой частотой повторения $10\text{--}100 \text{ МГц}$, что позволяет получать более высокую светимость (см. формулу (5)). Тем не менее достижение в коллайдере энергии около 10 ТэВ в системе центра масс потребует создания ускорителя длиной примерно 12 км [49]. Необходимо заметить, что для выставки модулей ускоряющих структур столь малых размеров (микроны вместо миллиметров) потребуются системы пропорционально более точной синхронизации, а также очень жёсткие допуски механической выставки элементов для обеспечения стабильности траекторий пучков и их эмиттансов.

3.2.2. Ускорение в плазме. В последнее десятилетие в связи с перспективами получения очень больших ускоряющих градиентов большой интерес вызывает метод ускорения плазменной кильватерной волной (ПКВ). Электрические поля, создаваемые за счёт разделения зарядов в плотной плазме, примерно равны

$$E_0 = \frac{m_e c \omega_p}{e} \approx 100 \left[\frac{\text{ГэВ}}{\text{м}} \right] \sqrt{n_0 [10^{18} \text{ см}^{-3}]}, \quad (14)$$

где $\omega_p = (4\pi e^2 n_0 / m_e)^{1/2} = 2\pi c / \lambda_p$ — плазменная частота электронов, n_0 — плотность электронов в плазме, а $\lambda_p \approx 30 \text{ [мкм]} (n_0 [10^{18} \text{ см}^{-3}])^{1/2}$ — плазменная длина ленгмюровской волны, которая задаёт характерный пространственный масштаб кильватерной волны. В небольших масштабах (от нескольких сантиметров до метра) уже было экспериментально продемонстрировано достижение в ПКВ градиентов $30\text{--}100 \text{ ГэВ м}^{-1}$ при плотности плазмы $n_0 = 10^{17}\text{--}10^{18} \text{ см}^{-3}$ [49].

Есть два способа разделения электронов и ионов в плазме: лазерами и внешними пучками. В лазерно-плазменном методе продольное ускоряющее электрическое поле создаётся пондеромоторными силами, вызываемыми сверхмощными лазерными импульсами с длительностью порядка периода плазменных колебаний. Эти силы, пропорциональные градиенту интенсивности лазерного излучения, расталкивают электроны плазмы на пути лазерного луча, отделяя их от менее подвижных

ионов. Тем самым создаётся продольное электрическое поле, распространяющееся вслед за лазерным импульсом с фазовой скоростью, близкой к скорости света, что требуется для ускорения релятивистских частиц. Структура кильватерной волны такова, что отрицательно заряженные частицы могут быть и ускорены, и сфокусированы одновременно. Уменьшение энергии лазерного излучения определяет прирост энергии и длину одной ячейки плазменного ускорения, после которой в плазму необходимо послать новый лазерный импульс для дальнейшего ускорения. Практические соображения указывают на то, что при таком пошаговом ускорении с характерной длиной секции около 1 м для минимизации общей длины ускорителя при относительно низкой плотности плазмы $n_0 \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ набор энергии составит около 10 ГэВ на секцию, а средний ускоряющий градиент — около 5 ТэВ км^{-1} [50].

В альтернативной концепции пучково-плазменного кильватерного ускорения короткий ультрарелятивистский ступок электронного пучка проходит через стационарную плазму (газ, предварительно ионизированный или лазерным лучом, или кулоновским полем самого релятивистского электронного ступка), и плазменные электроны при этом расталкиваются пучком. Создание кильватерных волн большой амплитуды требует коротких электронных ступков высокой плотности, сжатых во всех трёх пространственных измерениях до размеров, меньших λ_p , — например, ступков с плотностью порядка 10^{10} электронов в каждом, размером несколько микрон в поперечном направлении и длиной порядка десятка микрон. Кильватерная волна создаёт высокоградиентное ускоряющее поле в соответствии с формулой (14) и поперечную фокусировку для отрицательно заряженных ступков, движущихся позади ведущего пучка [51].

Добротность ускорителей с использованием кильватерных волн (в плазме или диэлектриках) характеризуется коэффициентом передачи R_T , равным отношению максимального ускоряющего поля позади ведущего пучка к максимальному тормозящему полю внутри него. Это отношение не превышает 2 для продольно симметричных ведущих пучков конечной длины и может достигать более высоких значений только для специально приготовленных пучков с треугольным распределением импульса тока. Проект коллайдера, основанного на пучково-плазменной технологии [52], включает обычный линейный ускоритель на 25 ГэВ , который производит ступки ведущего мощного пучка электронов, распространяющиеся во многих (от десятков до сотен, в зависимости от конечной энергии) однометровых плазменных модулях, образующих электронный и позитронный линиак коллайдера. Каждый модуль обеспечивает набор энергии 25 ГэВ ($R_T \approx 1$), но средний ускоряющий градиент достигает лишь $0,25 \text{ ТэВ км}^{-1}$, из-за того что между модулями требуются примерно 100-метровые промежутки, чтобы подвести "свежий" электронный ступок с энергией 25 ГэВ для его использования в следующем ускоряющем модуле. Для обеих рассмотренных схем необходимо решить серьёзные задачи, связанные со взаимной выставкой модулей и переходами между ними (допуски, синхронизация и т.п.). Количество модулей можно значительно уменьшить, если повысить энергию ведущего пучка. Например, в одном 400-метровом плазменном модуле можно добиться

увеличения энергии на 0,6 ТэВ с помощью протонного ведущего пучка с энергией 1 ТэВ, если пучки протонов таких высоких энергий удастся сжать в продольном направлении до 1 мм, при этом сохраняя их хорошую фокусировку в поперечном направлении [53]. Не вдаваясь в практическое рассмотрение и непосредственное проектирование подобных ускорителей, можно просто оценить их максимально достижимую энергию на 10-километровой длине величиной около 10 ТэВ.

3.2.3. Кристаллические ускорители. Плотность носителей заряда (электронов проводимости) в твёрдых телах $n_0 \approx 10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$ значительно выше, чем в рассмотренной выше плазме, и, соответственно, в них возможны продольные электрические поля (см. формулу (14)) с напряжённостью до 100 ГэВ см^{-1} или 10 ТэВ м^{-1} . При столь высоких плотностях возникают новые эффекты, связанные с интенсивным излучением в сильных полях и возрастанием рассеяния. Эти эффекты приводят к быстрой угловой диффузии частиц в ускоряемом пучке на расстояниях $l_d [\text{м}] \sim E [\text{ТэВ}]$, из-за чего частицы уходят из ускорительного тракта. Поэтому было предложено ускорять частицы в кристаллическом твёрдом теле вдоль основных кристаллографических направлений, что обеспечивает эффект каналирования в сочетании с низким эммитансом, определяемым ангстремным масштабом атомных каналов. Обсуждается также использование каналирования в нанотрубках. Для положительно заряженных частиц каналирование несколько более эффективно, так как они отталкиваются от ионов кристаллической решётки и, следовательно, испытывают более слабое рассеяние. Излучение, вызванное бетатронными колебаниями при движении частиц между атомными плоскостями, является основным источником их энергетических потерь, и максимальная энергия ускоряемых пучков ограничена значением 0,3 ТэВ для позитронов, 10^4 ТэВ для мюонов и 10^6 ТэВ для протонов [54]. Рентгеновские лазеры могут эффективно возбуждать плотную плазму, и их можно использовать в кристаллических ускорителях, хотя для достижения ускоряющих градиентов до 10 ТэВ м^{-1} могут потребоваться интенсивности, превышающие значения интенсивностей для рентгеновских лазеров, существующих на сегодняшний день [55]. Более того, при таких ускоряющих градиентах можно проектировать только одноразовые кристаллические ускорители, например волоконные или плёночные, так как возбуждаемые поля будут превышать порог ионизации и разрушать периодическую атомную структуру кристаллов (так что ускорение будет осуществляться только в течение короткого времени до полного разрушения решётки). При напряжённости лазерных и плазменных полей меньше $1 \text{ ГВ см}^{-1} = 0,1 \text{ ТВ м}^{-1}$ возможны многоразовые кристаллические ускорители, которые смогут выдерживать большое количество импульсов [56]. Боковая инжекция мощных рентгеновских импульсов в непрерывное волокно длиной 0,1–10 км позволит избежать множества проблем механической выставки, присутствующих другим методам, и достичь энергий 10–1000 ТэВ. Для этого необходимо, чтобы такие дефекты, как дислокации, должным образом минимизировались, а искривление длинных кристаллических структур не превышало обратного "критического" радиуса $R_c [\text{м}] \sim 2E [\text{ТэВ}]$, чтобы не нарушались условия каналирования [17].

Следует отметить, что из-за предполагаемых ограничений на размеры коллайдеров и на предельные поля отклоняющих магнитов, а также из-за проблем с поте-

рями на синхротронное излучение циклические коллайдеры с энергией в системе центра масс, в 10–100 раз превышающей энергию ЛНС, не представляются возможными в принципе, и мы с необходимостью приходим к конфигурации коллайдера, показанной на рис. 1в. Если исходить из соображений только увеличения энергии, то более тяжёлые частицы предпочтительнее во всех новых методах ускорения, потому что они меньше излучают (мы вновь имеем в виду синхротронные потери в соответствии с выражением (8)), в силу чего можно утверждать, что ускорение электронов и позитронов до энергий выше 1–3 ТэВ нецелесообразно. Наконец, даже если не говорить об энергии, её разброс в системе центра масс из-за тормозного излучения электронов на встречном пучке (см. формулу (13)) становится непомерно большим при практически любых параметрах пучков, и требуются специальные меры, например, конверсия электронов и позитронов в высокоэнергетические γ -кванты и γ - γ рассеяние [57]. Из оставшихся вариантов с использованием более тяжёлых частиц в качестве ведущего пучка протоны, кажется, представляются единственным выбором для достижения энергий, превышающих $10^4 \text{ ТэВ} = 10 \text{ ПэВ}$ в системе центра масс. В то же время в рамках ближайших двух-трёх десятилетий, в течение которых не видно практического использования энергий выше 1 ПэВ, мюоны представляют гораздо более привлекательным вариантом из-за того, что они а) являются точечными частицами и, в отличие от протонов, не несут внутреннего энергетического разброса элементарных составляющих частей и б) не вызывают проблем из-за ядерного взаимодействия с ускоряющей средой плазмы или твёрдого тела. Тот факт, что мюоны не являются стабильными частицами, а распадаются по закону $dN/dt = -N/\tau_0$, становится несущественным в схемах быстрого ускорения, для которых доля "выживающего" пучка с конечной энергией E равна

$$\frac{N}{N_0} \approx \left(\frac{m_\mu c^2}{E} \right)^\kappa \quad (15)$$

и очень близка к 1, коль скоро показатель степени κ становится таким, что $\kappa = (m_\mu c/\tau_0 G) \ll 1/\ln(E/m_\mu c^2)$, т.е. при среднем ускоряющем градиенте $G \gg 3 \text{ МэВ м}^{-1}$ (условие, которое легко выполняется для любой из схем, рассмотренных выше, см. табл. 4). Отметим, что при ускоряющем градиенте $G \gg 3 \text{ ТэВ м}^{-1}$ можно уже думать и об ускорении тау-лептонов, хотя производство необходимого их количества вызывает сомнения.

3.3. Пределы светимости коллайдеров

Следуя работе [56], рассмотрим светимости, достижимые в коллайдерах с конечной энергией $E_{\text{cm}} > 100 \text{ ТэВ}$. Учитывая, что наиболее привлекательным методом достижения таких энергий является ускорение тяжёлых частиц в твёрдых телах/кристаллах, минимальная площадь перекрытия встречных пучков равна по порядку размеру ячейки кристаллической решётки $A \sim 1 \text{ \AA}^2 = 10^{-16} \text{ см}^2$ в предположении, что кристаллы в каждой половине коллайдера взаимно выставлены "канал-в-канал". Другим фактором в формуле (3) для светимости является число частиц N , которое невозможно сделать сколь угодно большим из-за эффекта подгрузки пучком. Эффективное ускорение с коэффициентом передачи $R_T \sim 1$ возможно, только если число частиц в пучке не превышает числа частиц в объёме плазмы, возбуждаемой внешним источником. Такой объём составляет около $100\lambda_p$ в продольном направлении (до возбужде-

Таблица 4. Коллайдеры, реализуемые в будущем

Ускорители	Диэлектрические	Плазменные	Кристаллические
Ускоряющая среда	Микроструктуры	Ионизированная плазма	Твердотельные кристаллы
Источник энергии для ведущего пучка	Оптический лазер Электронный пучок	Электронный пучок Оптический лазер	Рентгеновский лазер
Предпочитаемые ускоряемые частицы	Любые стабильные	Электроны, отрицательные мюоны	Мюоны, протоны
Максимальный ускоряющий градиент, ГэВ м ⁻¹	1–3	30–100	100–10 ⁴
Достижимая энергия в системе центра масс в ускорителе длиной в 10 км, ТэВ	3–10	3–50	10 ³ –10 ⁵
Число ускоряющих модулей в ускорителе длиной 10 км	10 ⁵ –10 ⁶ 10 ⁴ –10 ⁵	~ 100 10 ³ –10 ⁴	~ 1

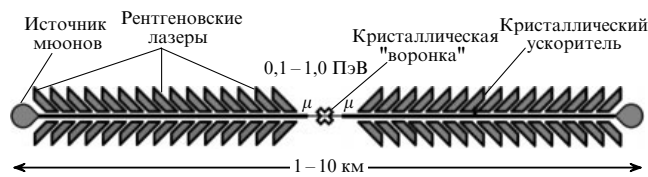


Рис. 7. Концепция линейного мюонного кристаллического коллайдера.

ния распада) $\times \lambda_p^2$, что приводит к числу частиц $N_0 \sim 10^3$ в каждом сгустке. Конечно, использование одновременно многих параллельных атомных каналов n_{ch} будет пропорционально увеличивать светимость, $L = fN^2/A = f \times 10^{16} \times 10^6 n_{ch} [\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}]$, которая, например, может достигать значения $10^{30} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ при $f = 10^6$ Гц и $n_{ch} \sim 100$. Дальнейшее увеличение произведения fn_{ch} выше 10^8 Гц может оказаться очень дорогостоящим, поскольку в этом случае полная мощность пучка $P = fn_{ch}NE$ будет превышать величину 16 МВт на пучок, которая рассматривалась в качестве практического предела для "экономного" коллайдера (см. выше). Более выгодными представляются попытки сфокусировать все проканализованные пучки в один, используя нечто вроде кристаллической "воронки" (рис. 7), и таким образом увеличить светимость в n_{ch} раз. В целом для сценария с ограничением потребляемой мощности масштаб светимости при очень высоких энергиях имеет вид

$$L [\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}] \approx 4 \times 10^{33-35} \frac{P^2 [\text{МВт}]}{E^2 [\text{ТэВ}] fn_{ch} [10^8 \text{ Гц}]} \quad (16)$$

Производительность коллайдеров наивысших энергий не может расти с энергией — она или не зависит от неё (если полная мощность пучка мала), или убывает как $1/E^2$ (формула (16)). Этот факт, если только его не опровергнут какие-либо будущие изобретения, указывает на необходимость смены парадигмы в физике частиц высоких энергий. В самом деле, до сих пор светимость новых коллайдеров росла квадратично с энергией $L \propto E^2$, отражая тот факт, что многие важные сечения убывают как $\sigma_{int} \propto 1/E_{cm}^2$. Как представляется сегодня, физика элементарных частиц на будущих коллайдерах сверхвысоких энергий будет ограничена изучением или резонансов (явлений, необычайно сильно проявляющихся только при определённых энергиях и указывающих на новые частицы), или других реакций с большими сечениями рассеяния. Тем не менее даже просто величина светимости и её зависимость от энергии в соответствии с (16) открывают гораздо большие перспективы, чем любые

другие альтернативные источники частиц сверхвысоких энергий. Например, число событий в космических лучах убывает с ростом энергии в системе центра масс (равной $E_{cm} \approx (2Emc^2)^{1/2}$) намного быстрее, примерно как $1/E_{cm}^7$, и при самых высоких энергиях $E_{cm} \sim 500$ ТэВ (что соответствует $E \sim 10^8$ ТэВ) число событий очень мало — лишь несколько в неделю даже для детекторов с очень большой площадью.

4. Заключение

За последние полвека было построено около трёх десятков установок со встречными пучками, на них было проведено множество выдающихся исследований по физике элементарных частиц и была достигнута энергия около 10 ТэВ в системе центра масс. В то же время темпы увеличения энергии пучков значительно снизились в связи с увеличением размера, сложности и стоимости установок. Поэтому количество коллайдеров, находящихся в настоящее время в эксплуатации, составляет лишь около половины того, что было 20 лет назад. Сегодня перспективы коллайдеров на ближайшие 20 лет не очень ясны, и они будут зависеть от открытий, сделанных на существующих установках, прежде всего на ЛНС.

Уже сейчас видно, что экономические реалии будут накладывать очень жёсткие ограничения на строительство новых установок, так что любой коллайдер далёкого будущего (после 2030 г.), скорее всего, придётся строить в пределах стоимости в 10 млрд долларов в текущих ценах, его длина не должна будет превышать ~ 10 км, а общая потребляемая электрическая мощность должна быть в пределах от 10 до 100 МВт. Как уже говорилось в разделе 3, существует по крайней мере одна возможность, позволяющая в принципе достичь сверхвысоких энергий порядка 100–1000 ТэВ при этих ограничениях. Движение в сторону столь высоких энергий может произойти только за счёт светимости установок и потребует смены существующей парадигмы по крайней мере в трёх пунктах: 1) разработка новых технологий, основанных на получении сверхвысоких ускоряющих градиентов $\sim 0,1–10$ ТэВ м⁻¹ в кристаллах, 2) ускорение тяжёлых частиц, предпочтительно мюонов, и 3) новые подходы к исследованию физики при ограниченной светимости $\sim 10^{30-32} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

Как и при любом изменении в основной тенденции развития ускорительной техники, переход на ускорение мюонов в линейных кристаллических структурах потребует несколько десятилетий научно-технических разработок для решения ряда ключевых вопросов. К ним

относятся, в первую очередь, следующие:

1. Развитие экономически доступных когерентных рентгеновских источников высокой интенсивности, например, на основе настольных ускорителей электронов с энергией масштаба нескольких ГэВ [58, 59].

2. Понимание наиболее эффективных механизмов возбуждения полей в кристаллах рентгеновскими источниками. К этому могут привести исследования на уже существующих мощных рентгеновских лазерах LCLS в США или Spring-8 в Японии.

3. Эффективное производство мюонов, их инжекция в кристаллы и манипулирование мюонными пучками субнанометрового размера (эта программа может эффективно развиваться на основе уже проводимых исследований в рамках программы разработки и проектирования мюонного коллайдера).

4. Поиск методов слияния многих пучков из кристаллических ускорителей в один (эксперименты на уже существующих установках с протонами высокой энергии могут внести в это весомый вклад).

Как и в прошлом, после разрешения основных технологических вопросов мощный импульс дальнейшему развитию передовых методов ускорения могут придать соответствующие стендовые установки для изучения интересной физики "низких энергий", например, ω -, ψ -, τ -фабрики или даже Z-, W-фабрики и фабрики хиггсов с приемлемой светимостью и относительно низкой стоимостью.

Автор выражает искреннюю признательность К. Хиллу, А. Валишеву, Э. Эйхтену, С. Хендерсону и В. Пархомчуку за многочисленные обсуждения и полезные замечания, а также Ю. Эйдельману за огромный вклад в перевод статьи на русский язык.

Список литературы

- Haussecker E F, Chao A W *Phys. Perspective* **13** 146 (2011)
- Kerst D W et al *Phys. Rev.* **102** 590 (1956)
- O'Neill G K *Phys. Rev.* **102** 1418 (1956)
- Tigner M *Nuovo Cimento* **37** 1228 (1965)
- Edwards D A, Edwards H T *Rev. Accel. Sci. Tech.* **1** 99 (2008)
- Chao A W, Tigner M (Eds) *Handbook of Accelerator Physics and Engineering* (River Edge, N.J.: World Scientific, 1999)
- Skrinsky A, in *Proc. of the 1995 IEEE Particle Accelerator Conf. 1–5 May 1995, Dallas, Texas. 16th IEEE Particle Accelerator Conf. and Intern. Conf. on High-Energy Accelerators*, p. 14
- Скринский А Н *УФН* **138** 3 (1982) [Skrinskii A N *Sov. Phys. Usp.* **25** 639 (1982)]
- Будкер Г И *УФН* **89** 533 (1966) [Budker G I *Sov. Phys. Usp.* **9** 534 (1966)]
- Tollestrup A, Todesco E *Rev. Accel. Sci. Tech.* **1** 185 (2008)
- Shiltsev V et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 244801 (2007)
- Danilov V et al., in *Proc. 1996 European Particle Accelerator Conf., 10–14 June 1996, Barcelona, Spain*, p. 1149
- Raimondi P, Shatilov D, Zobov M, *SIS Publ. LNF-07/003 (IR)* (Roma: INFN Laboratori Nazionale di Frascati, 2007); physics/0702033
- Ohmi K *Phys. Rev. Lett.* **75** 1526 (1995)
- Raubenheimer T O, Zimmermann F *Phys. Rev. E* **52** 5487 (1995)
- Mokhov N et al. *JINST* **6** T08005 (2011)
- Biryukov V M, Chesnokov Yu A, Kotov V I *Crystal Channeling and Its Application at High-Energy Accelerators* (Berlin: Springer-Verlag, 1997)
- Stancari G et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 084802 (2011)
- Brandt D et al. *Rep. Prog. Phys.* **63** 939 (2000)
- Nagaitsev S et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 044801 (2006)
- Shiltsev V *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 094801 (2010)
- Alekseev I et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **499** 392 (2003)
- Shatunov Yu, Skrinsky A *Particle World* **1** 35 (1989)
- Yarba V, in *Proc. of the 1991 IEEE Particle Accelerator Conf., APS Beam Physics. 6–9 May 1991, San Francisco, CA., USA*, p. 2913
- Wojcicki S *Rev. Accel. Sci. Tech.* **2** 265 (2009)
- Rossi L, in *Proc. 2nd Intern. Particle Accelerator Conf., IPAC 2011, 4–9 September 2011, Spain*, p. 908
- Trubnikov G et al., in *12th Russian Particle Accelerator Conf. RuPAC-2010, 27 September–1 October 2010*, p. 14
- Klein M, in *Proc. 2nd Intern. Particle Accelerator Conf., IPAC 2011, 4–9 September 2011, Spain*, p. 1948
- Ptitsyn V et al., in *Proc. 2nd Intern. Particle Accelerator Conf., IPAC 2011, 4–9 September 2011, Spain*, p. 3726
- Ahmed S et al., in *Proc. 2011 IEEE Particle Accelerator Conf., March 28–April 1, 2011, New York, USA*, p. 2306
- Lehrach A et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **295** 012156 (2011)
- Biagini M E et al. (SuperB Collab.), arxiv:1009.6178
- Abe T et al., KEK Report 2010-1 (Eds Z Doležal, S Uno) (Tsukuba: KEK, 2010); arxiv:1011.0352
- Levichev E *Phys. Part. Nucl. Lett.* **5** 554 (2008)
- "The High Energy Large Hadron Collider", Preprint CERN-2011-003 (Geneva: CERN, 2011)
- Blondel A, Zimmermann F, arxiv:1112.2518
- Ankenbrandt C M et al. (Muon Collider Collab.) *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **2** 081001 (1999)
- "ILC Reference Design Report", ILC-Report-2007-001; <http://www.linearcollider.org>
- Delahaye J P *Mod. Phys. Lett. A* **26** 2997 (2011)
- Geer S *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **59** 347 (2009)
- Shiltsev V *Mod. Phys. Lett. A* **25** 567 (2010)
- Apollonio M et al. (The ISS Accelerator Working Group) *JINST* **4** P07001 (2009)
- Poklonskiy A A, Neuffer D *Int. J. Mod. Phys. A* **24** 959 (2009)
- "2012 Global R&D Funding Forecast" *Batelle R&D Magazine* 16 December (2011); <http://www.rdmag.com/Featured-Articles/2011/12/2012-Global-RD-Funding-Forecast/>
- Shiltsev V *Mod. Phys. Lett. A* **26** 761 (2011)
- Cronin J W (Ed.) *Fermi Remembered* (Chicago: Univ. of Chicago Press, 2004)
- Gai W *AIP Conf. Proc.* **1086** 3 (2009)
- Bermel P et al. *ICFA Beam Dynamics Newsletter* (56) 91 (2011)
- Leemans W *ICFA Beam Dynamics Newsletter* (56) 10 (2011)
- Schroeder C B et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 1013014 (2010)
- Muggli P *AIP Conf. Proc.* **1299** 52 (2010)
- Seryi A *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **623** 23 (2010)
- Caldwell A, Lotov K, Pukhov A, Simon F *Nature Phys.* **5** 363 (2009)
- Dodin I Y, Fisch N J *Phys. Plasmas* **15** 103105 (2008)
- Tajima T, Cavenago M *Phys. Rev. Lett.* **59** 1440 (1987)
- Chen P, Noble R J *AIP Conf. Proc.* **398** 273 (1997)
- Telnov V I, arxiv:0908.3136
- Schlenvoigt H-P et al. *Nature Phys.* **4** 130 (2008)
- Kneip S et al. *Nature Phys.* **6** 980 (2010)

High energy particle colliders: past 20 years, next 20 years and beyond

V.D. Shiltsev. *Accelerator Physics Center, Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab), FNAL, PO Box 500, MS221, Batavia, IL, 60510, USA. Tel. +1 (630) 840 52 41. Fax +1 (630) 840 60 39*

Particle colliders for high energy physics have been in the forefront of scientific discoveries for more than half a century. The accelerator technology of the colliders has progressed immensely, while the beam energy, luminosity, facility size and the cost have grown by several orders of magnitude. The method of colliding beams has not fully exhausted its potential but has slowed down considerably in its progress. This paper briefly reviews the colliding beam method and the history of colliders, discusses in detail the development of the method over the last two decades, and examines near-term collider projects which are currently being explored under development. The paper concludes with an attempt to look beyond the current horizon and to find what paradigm changes are necessary for breakthroughs in the field.

PACS numbers: 29.20.-c, 29.20.Ej, 29.27.-a, 41.75. Jv, 52.27.Lw, 52.38.Kd

Bibliography — 59 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **182** (10) 1033–1046 (2012)

DOI: 10.3367/UFN.0182.201210d.1033

Received 11 April 2012

Physics – Uspekhi **55** (10) (2012)