

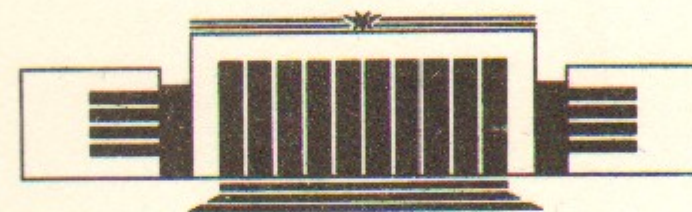


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Е.А. Кушниренко

ПРОЕКТ УНИВЕРСАЛЬНОГО
МАГНИТНОГО ДЕТЕКТОРА ДЛЯ ВЛЭПП

ПРЕПРИНТ 88-166



НОВОСИБИРСК

Проект универсального
магнитного детектора для ВЛЭПП

Е.А. Кушниренко

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Приведено краткое обоснование необходимости перехода от циклических установок со встречными электрон-позитронными пучками к установкам со встречными линейными электрон-позитронными пучками для достижения величины $\sqrt{S} = 2$ ТэВ. Перечислены некоторые классы экспериментов, выполнимых на установке ВЛЭПП. Указаны эксперименты, которые в настоящее время считаются наиболее интересными при изучении взаимодействия электронов и позитронов с энергией 1 ТэВ каждый. Приведены характерные сечения процессов при этих энергиях. Проведен краткий анализ фоновых электромагнитных процессов, происходящих при взаимодействии пучков на ВЛЭПП. Рассмотрен один из возможных вариантов универсального магнитного детектора для проведения экспериментов на установке ВЛЭПП. Обсуждены особенности элементов детектора, предназначенного для работы в условиях большой фоновой загрузки, в том числе уровень фрагментации элементов детектора, энергетическое разрешение электромагнитного и адронного калориметров. Рассмотрен возможный вариант монитора для настройки ускорителя и оперативного измерения светимости ВЛЭПП.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

1. ВВЕДЕНИЕ

Метод встречных пучков в настоящее время занял главенствующее положение в физике элементарных частиц и в большинстве стран является основой национальных программ по физике высоких энергий. Стремление к созданию универсальной теории, объясняющей с единых позиций наблюдаемые экспериментальные результаты, обуславливает непрерывный рост энергии ускорителей, позволяющих осуществить эксперименты, необходимые для проверки такой теории.

До сих пор для создания установок со встречными электрон-позитронными пучками использовались циклические ускорители. Однако для ускорения электронов до энергии, значительно превышающей 100 ГэВ, пригодность циклических ускорителей вызывает серьезные сомнения в силу весьма быстрого роста потерь ускоряемых электронов на излучение: мощность потерь на синхротронное излучение пропорциональна четвертой степени энергии электрона и обратно пропорциональна квадрату радиуса циклического ускорителя. В этой связи можно ожидать, что создаваемый в настоящее время накопитель LEP является, вероятно, последней установкой циклического типа для ускорения электронов до энергии более 100 ГэВ.

Дальнейший прогресс в достижении высоких энергий следует связывать с созданием линейных ускорителей со встречными пучками. Обоснование принципов, лежащих в основе создания ускорительных установок такого типа, проведено в ИЯФ СО АН СССР

лет десять назад [1—4] и сейчас общепризнано. Планируется строительство ускорительного комплекса со встречными линейными электрон-позитронными пучками (УК ВЛЭПП) с энергией до 1 ТэВ в каждом пучке. Следует отметить, что интерес к установкам этого типа значительно возрос и в настоящее время обсуждаются проекты создания ускорительных комплексов, аналогичных ВЛЭПП, в Америке, Японии, Италии и в CERN'e.

Проект ускорительного комплекса ВЛЭПП предусматривает в первую очередь создание установки со встречными электрон-позитронными пучками для проведения экспериментов по изучению взаимодействия электронов и позитронов при энергии до 2×1 ТэВ и светимости установки $L \sim 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Принципиальные и конструктивные особенности элементов комплекса позволяют, не ограничиваясь указанной первоочередной задачей, осуществлять ряд других весьма интересных исследований. Назовем некоторые из них. Возможно получение сгустков ускоренных частиц с удвоенной энергией, если оба линейных ускорителя использовать для ускорения частиц в одном направлении. Рассеивая короткие интенсивные световые вспышки на электронных и позитронных сгустках высокой энергии, можно получить сгустки фотонов с интенсивностью и энергией, близкими к соответствующим характеристикам пучков ускоренных заряженных частиц и реализовать таким образом встречные фотонные, электрон- и позитрон-фотонные пучки. Большой интерес представляет также изучение взаимодействия электронов, позитронов и фотонов с неподвижной мишенью при энергии падающих частиц до 2 ТэВ и использование сгустков образующихся при этом вторичных частиц. Следует отметить, что генерируемые пучки вторичных частиц имеют малую угловую расходимость, так как энергия рождающих их частиц весьма высока. Электронные, позитронные и фотонные пучки после взаимодействия в области встречи имеют также малую угловую расходимость и вполне пригодны для дальнейшего использования в экспериментах.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗАДАЧИ

Вопрос о том, какие экспериментальные исследования следует выполнить на установке со встречными электрон-позитронными пучками при $\sqrt{S} \sim 1$ ТэВ, подробно рассмотрен в ряде превосход-

ных теоретических работ, обзоров и сборников (см., например, [5, 6]). Не останавливаясь подробно на этом вопросе, лишь перечислим те эксперименты, которые в настоящее время считаются наиболее интересными.

1. Для полного торжества стандартной модели необходимо зарегистрировать хиггсовский бозон или хиггсовские бозоны, обеспечивающие спонтанное нарушение локальной калибровочной симметрии в стандартной модели. В этой связи представляет интерес поиск бозонов Хиггса в реакциях

$$e^+ + e^- \rightarrow H^0 + \gamma, \quad (1)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow H^0 + Z^0, \quad (2)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow H^+ + H^-. \quad (3)$$

Зависимости сечений реакций (2) и (3) от \sqrt{S} , рассчитанные по стандартной модели при разных предполагаемых значениях масс хиггсовских бозонов m_H , приведены на рис. 1 и 2.

2. Поиск t -кварка, если он не будет обнаружен к тому времени на установках SLC или LEP.

3. Поиск кварков более тяжелых, чем t -кварк, если точные измерения ширины Z^0 -бозона на установках SLC или LEP покажут, что в рамках стандартной модели число поколений лептонов четыре или более.

4. Поиск нейтральных промежуточных бозонов, отличных от Z^0 , так как единственный Z^0 — минимальный вариант теории.

5. Изучение зависимости сечений рождения Z^0 и W^\pm от энергии в различных реакциях, в том числе при парном рождении Z^0 , W^\pm и электророждении пар W^\pm :

$$e^+ + e^- \rightarrow Z^0 + Z^0, \quad (4)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-, \quad (5)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow Z^0 + \gamma, \quad (6)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^- + e^+ + e^-. \quad (7)$$

Зависимость сечения этих реакций от \sqrt{S} , рассчитанная по стандартной модели, приведена на рис. 3 и 4. Представление о масштабе величин сечений процессов (1) — (7) дает сечение рождения пары мюонов в канале $e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, указанное на рис. 1—4:

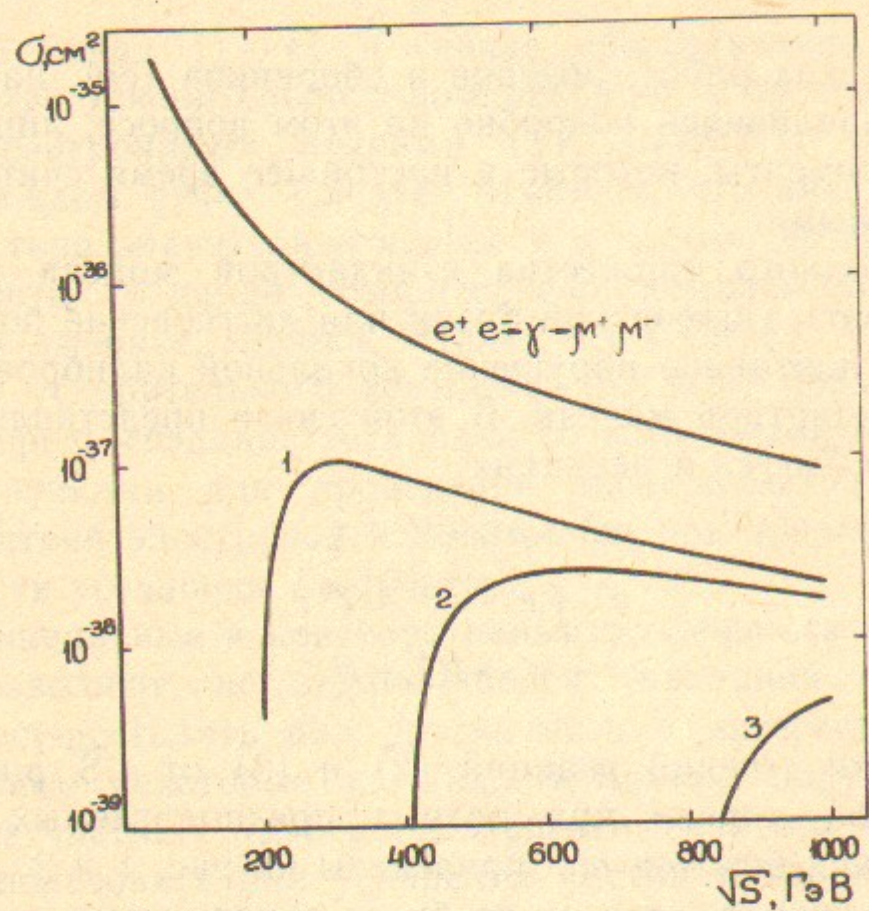


Рис. 1. Сечение реакции $e^+e^- \rightarrow H^+H^-$:
 1) $m_H=100$ ГэВ; 2) $m_H=200$ ГэВ; 3) $m_H=400$ ГэВ.

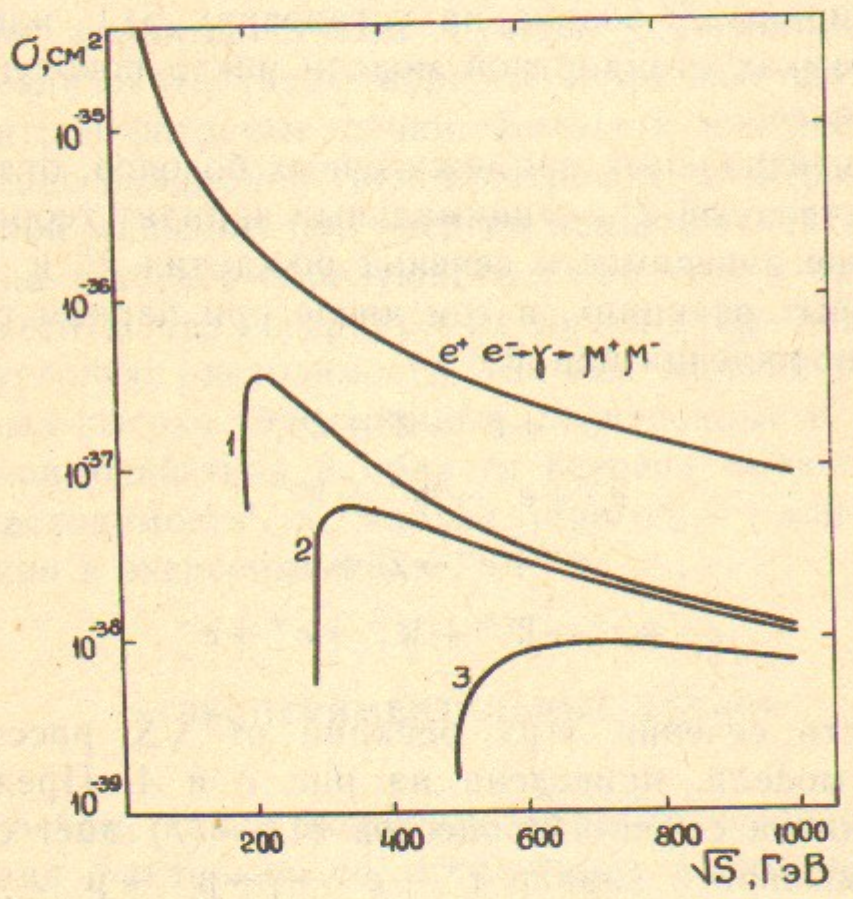


Рис. 2. Сечение реакции $e^+e^- \rightarrow Z^0 H^0$:
 1) $m_H=100$ ГэВ; 2) $m_H=200$ ГэВ; 3) $m_H=400$ ГэВ.

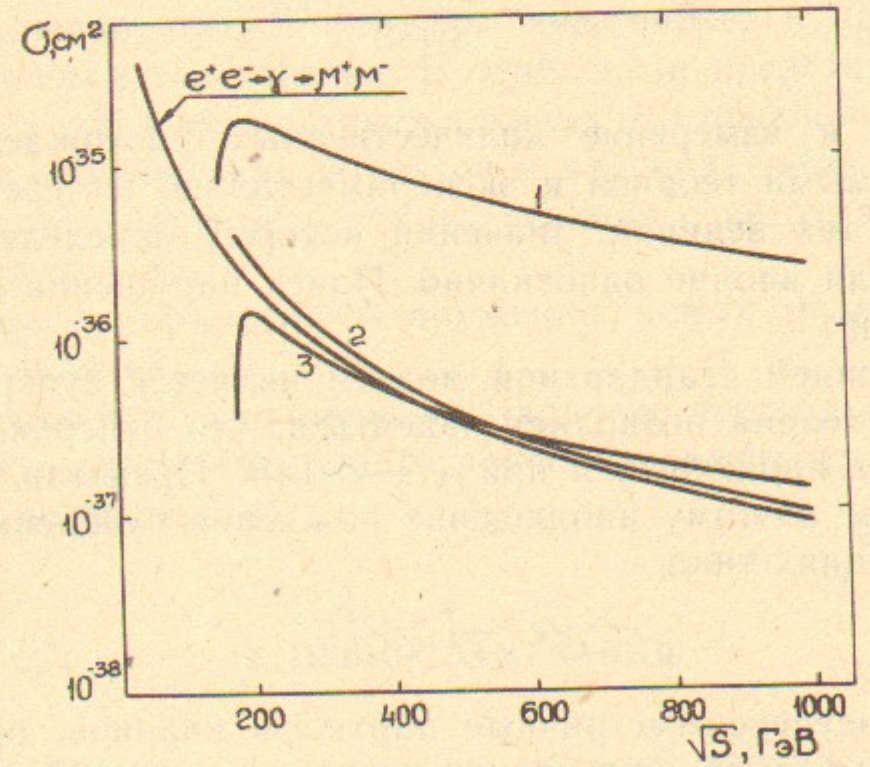


Рис. 3. Сечение основных процессов с участием W^\pm - и Z^0 -бозонов:
 1) $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$; 2) $e^+e^- \rightarrow Z^0\gamma$; 3) $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0$.

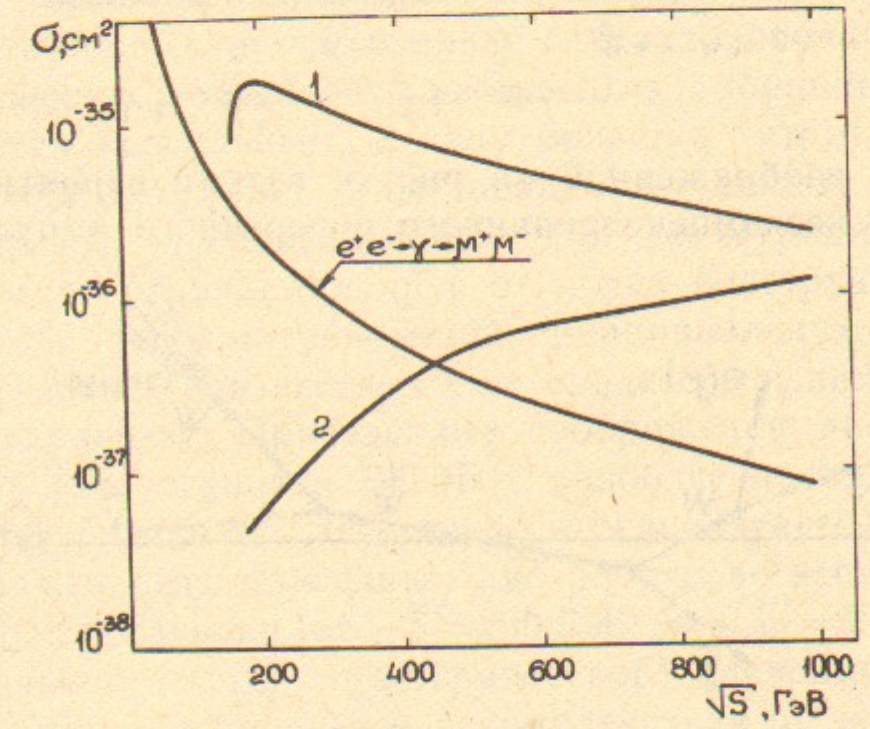


Рис. 4. Сечение рождения W^\pm -бозонов в реакциях:
 1) $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$; 2) $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + W^+W^-$.

$$\sigma_{(ee \rightarrow \gamma \rightarrow \mu\mu)} = \frac{87 \cdot 10^{-39}}{S(\text{ТэВ}^2)} [\text{см}^2]. \quad (8)$$

6. Поиск и измерение количественных расхождений между предсказываемыми теорией и экспериментально измеренными значениями для тех величин, значения которых определены в стандартной модели вполне однозначно. Поиск нарушений электрослабой симметрии.

7. Обобщением стандартной модели является суперсимметрия. Современная теория позволяет надеяться, что суперсимметричные частицы могут наблюдаться при $\sqrt{S} \sim 1$ ТэВ. Представляется весьма интересным поэтому наблюдение рождения суперсимметричных частиц в реакциях типа

$$e^+ + e^- \rightarrow \tilde{f}^+ + \tilde{f}^-, \quad (9)$$

где \tilde{f}^+ и \tilde{f}^- - суперсимметричные партнеры кварков, промежуточных бозонов, фотона, электрона, мюона и т. д. [7]. Интересно отметить, что, ввиду малости сечения взаимодействия фотино с веществом, события с рождением фотино будут иметь ярко выраженную сигнатуру: очень вероятны события с большим, явно некомпенсированным импульсом. Например, в реакции

$$e^+ + e^- \rightarrow \tilde{W}^+ + \tilde{W}^-,$$

$$\begin{array}{ccc} \downarrow & & \downarrow \\ W^+ + \tilde{\gamma} & & W^- + \tilde{\gamma} \end{array}$$

схематически изображенной на рис. 5, весьма вероятно наблюдение очевидно некомпенсированного поперечного импульса, неком-

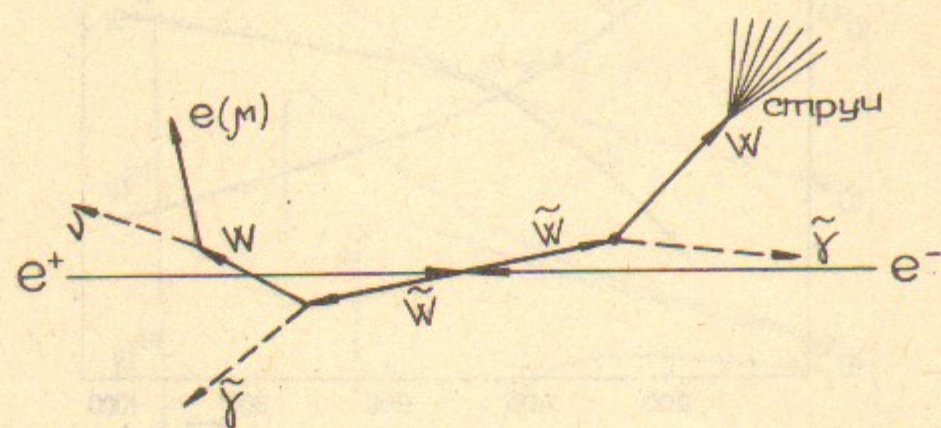


Рис. 5. Сигнатура реакции с рождением \tilde{W} -пар, распадающихся на лептоны и адроны.

планарности импульсов W^\pm -бозонов; кроме того, суммарная энергия наблюдаемых продуктов реакции должна быть меньше \sqrt{S} для сталкивающихся частиц.

8. Существует вариант теории, в соответствии с которым все частицы, включая кварки, лептоны, хиггсовские и промежуточные бозоны, являются составными. В этой связи представляется интересным поиск событий, подтверждающих это предположение.

9. Поиск экзотических объектов и явлений, таких, как возбужденные лептоны, цветные частицы, реакции с несохранением барионного числа и т. д.

10. Попытки прямого обнаружения новых фундаментальных объектов и явлений.

Естественно, что этот перечень задач не претендует на полноту и содержит перечисление лишь наиболее очевидных направлений возможных исследований.

3. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Любая из рассмотренных выше реакций характеризуется определенной средней множественностью, спектром энергии и угловым распределением частиц в конечном состоянии. При проектировании детектора, предназначенного для изучения выбранного процесса, именно эти параметры и должны определять конструкцию и особенности детектора. Однако создание специализированных детекторов, учитывающих особенности каждого из выбранных процессов, представляется нереальным, в силу больших затрат на создание каждого такого детектора. Опыт показывает также, что довольно часто детекторы, предназначенные для регистрации различных процессов, мало отличаются друг от друга конструктивно. Кроме того, детектор, предусматривающий принципиальную возможность регистрации новых, неизвестных еще процессов и явлений, должен быть универсальным. Приведенные соображения дают основание считать, что для установки ВЛЭПП наиболее целесообразна разработка универсального детектора. Предполагается также, что детектор должен быть пригодным для работы во всем энергетическом диапазоне установки, от $\sqrt{S} = 200$ ГэВ до $\sqrt{S} = 2$ ТэВ ввиду не слишком сильной (почти логарифмической) зависимости наиболее вероятного импульса продуктов взаимодействия от энергии сталкивающихся частиц.

Естественно, что при этом, как правило, утрачивается возможность реализации изящных решений, обусловленных особенностями конкретного изучаемого процесса; однако универсальный детектор

способен регистрировать любой из указанного набора процессов с приемлемой точностью, если характеристики его регистрирующих устройств учитывают основные особенности изучаемых процессов.

В соответствии с приведенными соображениями рассмотрим усредненные характеристики — множественность и спектр энергии частиц, рождающихся при взаимодействии электронов с позитронами при $\sqrt{S} \approx 2$ ТэВ.

В соответствии с работами [8, 9] средняя множественность заряженных частиц, рождающихся в электрон-позитронных взаимодействиях при $\sqrt{S} = 2$ ТэВ достигает 80 (60 пионов, 15 каонов, и 5—8 протонов). Наиболее вероятный импульс рождающихся адронов составляет $P_m \sim (2.5 - 3.3)$ ГэВ/с. Примерно такой же результат — $P_m \sim 3.2$ ГэВ/с — дают оценки, проведенные в соответствии с подходом, развитым в работах [10, 11].

Интересно отметить, что характерный импульс \bar{P} адрона составляет

$$\bar{P} \sim \frac{\sqrt{S}}{n} \sim 20 \text{ ГэВ/с},$$

где n — среднее число частиц (заряженных и нейтральных), рождающихся при $\sqrt{S} = 2$ ТэВ. Разница между P_m и \bar{P} свидетельствует о наличии лидирующих частиц с весьма высокой энергией.

Распределение событий по множественности в предположении выполнения [12] KNO-скейлинга должно быть близко к кривой, приведенной на рис. 6. Ожидаемое распределение событий по множественности, полученное [13] для ускорителя CLIC при $\sqrt{S} = 2$ ТэВ, практически совпадает с этой кривой.

Распределение струй [13], рождающихся в электрон-позитронных взаимодействиях при $\sqrt{S} = 2$ ТэВ, в первом приближении может быть описано распределением Пуассона со средним числом струй $N_j = 5$.

Очевидно, что приведенные выше характеристики процесса множественного рождения адронов отличаются от аналогичных характеристик какой-либо конкретной реакции, но позволяют определить основные требования, предъявляемые к универсальному детектору. Для более полного представления об условиях, в которых должен работать детектор, рассмотрим фоновые условия в области места встречи на установке ВЛЭПП.

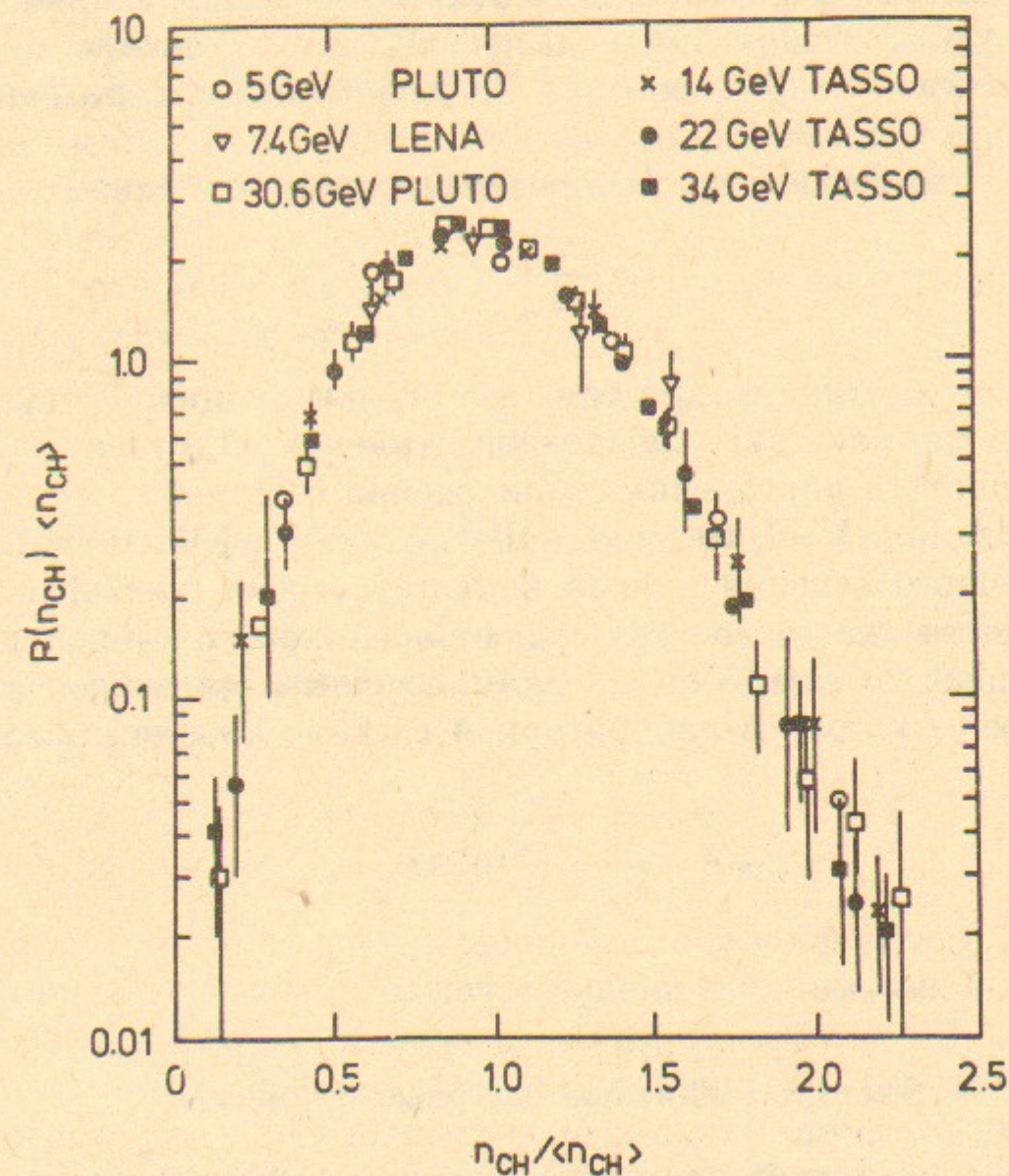


Рис. 6. Распределение вероятности рождения n_{ch} заряженных частиц $P(n_{ch})$, умноженной на среднее число заряженных частиц $\langle n_{ch} \rangle$, в зависимости от отношения $n_{ch} / \langle n_{ch} \rangle$ для различных экспериментов.

4. ФОНОВЫЕ УСЛОВИЯ

Физические процессы, которые предполагается изучать на установке ВЛЭПП, обуславливают как ее светимость, так и энергетическое разрешение. Оценки сечений этих процессов и ширин предполагаемых узких резонансов показывают, что установка должна иметь светимость $L \sim 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и энергетическое разрешение $\Delta E/E \sim 5\%$.

Известно, что светимость L определяется соотношением

$$L = \frac{N^2}{S} f, \quad (11)$$

где N — число частиц в каждом из сталкивающихся сгустков, S — эффективная площадь поперечного сечения сгустков в месте встречи, f — частота повторения столкновений сгустков.

При $f \sim 100$ Гц, $N \sim 2 \cdot 10^{11}$ и $L \sim 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ эффективная площадь поперечного сечения пучков в месте встречи $S \sim 5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2$. На поверхности каждого из сталкивающихся цилиндрических сгустков длиной $2\sigma_z \approx 0.15$ см с таким сечением магнитное (B) и электрическое (E) поля в лабораторной системе координат составляют

$$E \sim B \sim \frac{Ne}{\sigma_z r} \sim 5 \cdot 10^7 \text{ Гс}, \quad (12)$$

где e — заряд электрона, r — радиус сгустка.

А. Электромагнитные фоновые процессы

Аналитический расчет движения частиц в сгустках, сталкивающихся в месте встречи, весьма сложен, ибо в процессе соударения необходимо учитывать изменение полей сгустков, обусловленное деформацией сгустков, вызванной их взаимодействием. Поэтому в работе [14] было проведено численное моделирование столкновения пучков. Показано, что многие характеристики этого взаимодействия, вычисленные в предположении, что один из пучков «слабый» и не оказывает практически никакого влияния на встречный «сильный» пучок, оказываются справедливыми и при рассмотрении встречи одинаково плотных сгустков. Это дает возможность проводить аналитические оценки некоторых характеристик фона, обусловленного взаимодействием пучков.

Налетающая частица, попадая в указанные выше поля движущегося навстречу ей сгустка, генерирует синхротронное излучение, испуская за время пролета сгустка несколько фотонов, энергия которых может быть сравнима с энергией излучающей частицы. Эти фотоны сосредоточены в конусе углов $\theta \sim 1/\gamma$ относительно начального направления излучающей частицы. Поэтому при столкновении пучков фотоны, излучаемые частицами каждого сгустка, могут взаимодействовать как с частицами налетающего пучка, так и со встречными фотонами. Эти электрон-фотонные и фотон-фотонные взаимодействия и являются одним из основных источников фоновой загрузки детектора.

Синхротронное излучение частиц определяет также и степень монохроматичности установки

$$\eta = \frac{\Delta E}{E}, \quad (13)$$

где E и ΔE — энергия и разброс энергии сталкивающихся пучков, соответственно.

Интересно отметить, что относительная скорость фотона и электрона с энергией $E \sim 100$ ГэВ, движущихся в одном направлении, составляет

$$\Delta v \sim \frac{c}{2\gamma^2} \sim 1 \text{ мм/с}$$

для наблюдателя в лабораторной системе координат.

Анализируя возможность уменьшения фона и улучшения монохроматичности установки, авторы работы [3] предложили использовать ленточные сгустки, такие, что поперечное сечение каждого из них представляет собой эллипс, площадь которого равна S , а полуоси σ_x и σ_y , причем $\sigma_x \gg \sigma_y$. Поля ленточного сгустка примерно в $\sqrt{\sigma_x/\sigma_y}$ раз меньше, чем поля цилиндрического. За счет этого поля E и B могут быть уменьшены на порядок, что существенно улучшает монохроматичность установки и снижает фоновую загрузку детектора.

С этой же целью в работах [15, 16] была предложена компенсация полей каждого из сталкивающихся пучков, достигаемая путем добавления в основной сгусток частиц противоположного знака, энергия которых может быть ниже энергии основного пучка. Однако, как показано в работах [17, 18], реализовать устойчивую систему компенсированных сгустков в месте встречи весьма

сложно. К тому же выигрыш светимости для компенсированных сгустков может быть получен лишь при сравнительно «слабых» сгустках [18], когда светимость небольшая; при больших плотностях пучков в месте встречи выигрыш пропадает.

Оценка фоновых условий в месте встречи выполнена в работе [19] для ленточных сгустков при $\sigma_x \sim 15$ мкм, $\sigma_x/\sigma_y \sim 10^2$, $\sigma_z \sim 0.5$ см, $N \sim 10^{12}$. На рис. 7 и 8 приведены числа фоновых электронов и фотонов, образующихся за одно соударение e^+e^- -сгустков, когда конечные частицы l летят в интервал углов $\theta_0 \leq \theta_l \leq \pi - \theta_0$ (для определенности угол θ отсчитывается от направления электронного пучка) с энергией \mathcal{E}_l , большей чем некоторая пороговая энергия \mathcal{E}_0 . При оценках предполагалось, что \mathcal{E}_0 много больше массы конечной частицы, а угол $\theta_0 \sim (10 \div 60)^\circ$. На рис. 7 и 8 приведены результаты для $\theta_0 = 10^\circ$ и $\theta_0 = 45^\circ$, соответственно. Номера кривых на этих рисунках соответствуют процессам

- | | |
|---|--|
| 1) $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^- (\mu^+\mu^-)$, | регистрируется e^\pm или μ^\pm ; |
| 2) $\gamma e^\pm \rightarrow \gamma e^\pm$, | регистрируется e^\pm ; |
| 3) $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$, | регистрируется e^\pm ; |
| 4) $\gamma e^\pm \rightarrow e^\pm e^+e^- (e^\pm \mu^+\mu^-)$, | регистрируется e^\pm или μ^\pm ; |
| 5) $e^+e^- \rightarrow e^+e^- e^+e^- (e^+e^- \mu^+\mu^-)$, | регистрируется e^\pm или μ^\pm ; |
| 6) $e^+e^- \rightarrow e^+e^- e^+e^- \gamma (e^+e^- \mu^+\mu^- \gamma)$, | регистрируется γ ; |
| 7) $\gamma e^\pm \rightarrow e^\pm e^+e^- \gamma (e^\pm \mu^+\mu^- \gamma)$, | регистрируется γ ; |
| 8) $\gamma e^\pm \rightarrow \gamma e^\pm$, | регистрируется γ . |

Приведенные в работе [19] аналитические выражения для оценок фона, обусловленного различными процессами, позволяют внести поправки, связанные с конкретными значениями энергии и размеров взаимодействующих пучков.

Перечислим другие, менее существенные источники фона.

Б. Рассеяние ускоренных частиц на элементах системы финальной фокусировки сгустков

Апертура этой системы должна иметь достаточно малые размеры для обеспечения фокусировки пучка частиц с энергией в несколько сотен ГэВ. При падении ускоренной частицы на стенку в веществе развиваются электромагнитно-ядерные каскады, в которых рождаются фотоны, заряженные частицы и нейтроны, попадающие затем в детектор. Измеренный экспериментально в работе

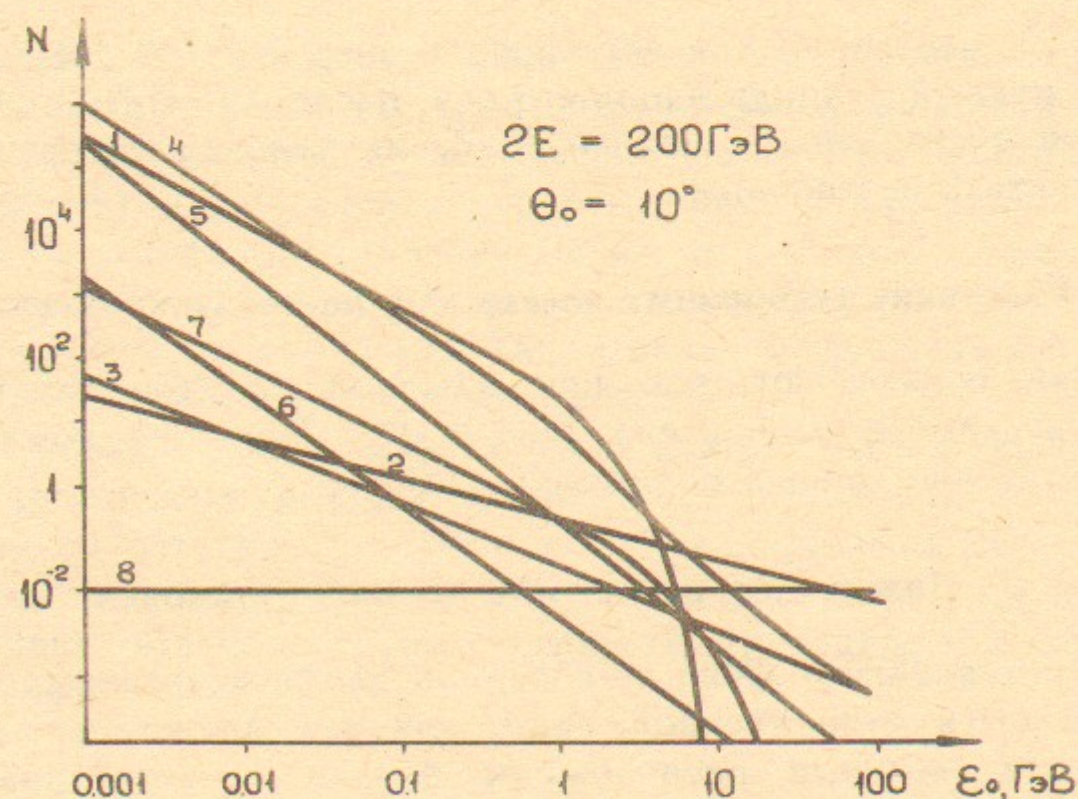


Рис. 7. Количество электронов и фотонов с энергией больше \mathcal{E}_0 и $\theta_0 = 10^\circ$, обусловленных фоновыми процессами при однократном соударении сгустков. Пояснения в тексте.

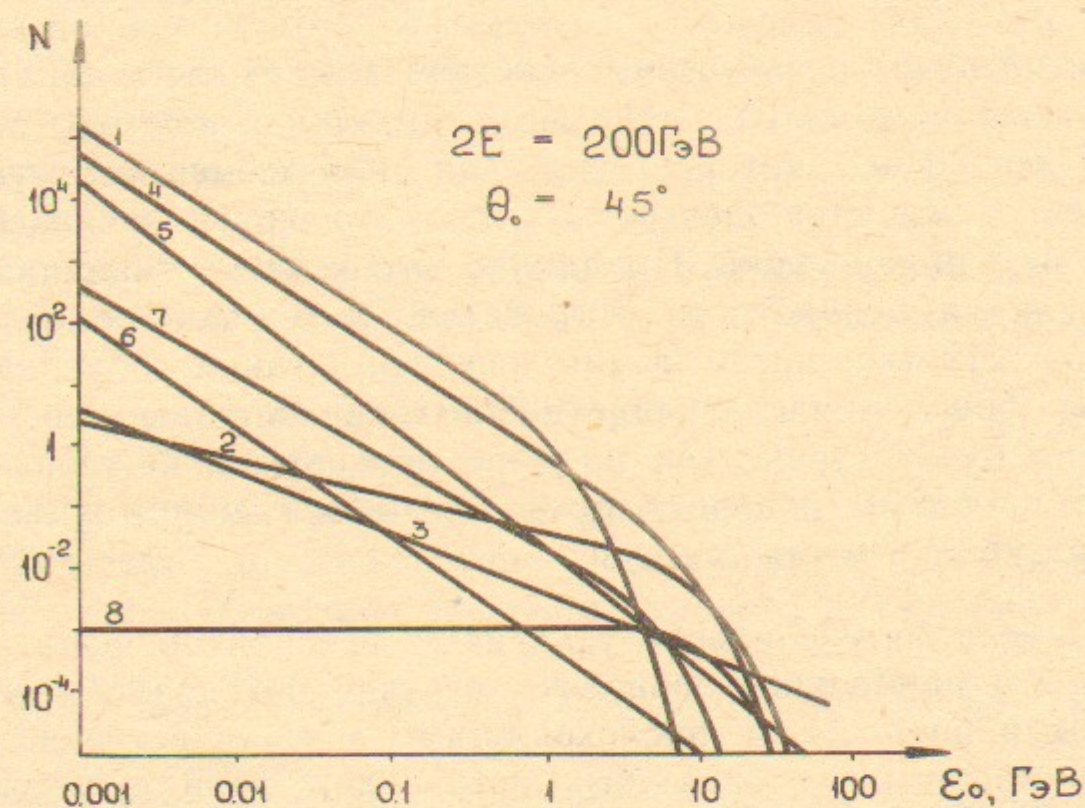


Рис. 8. Количество электронов и фотонов с энергией больше \mathcal{E}_0 и $\theta_0 = 45^\circ$, обусловленных фоновыми процессами при однократном соударении сгустков. Пояснения в тексте.

[20] выход нейтронов для электрона с энергией 100 ГэВ, падающего на медный цилиндр вдоль его оси, около 0.15 ГэВ^{-1} . Энергия нейтронов составляет несколько МэВ, их угловое распределение можно считать изотропным.

В. Рассеяние ускоренных электронов на остаточном газе

Оценки показывают, что при давлении остаточного газа в вакуумной камере ускорителя $P_0 < 3 \cdot 10^{-10}$ Торр эта компонента фона достаточно хорошо подавлена.

Г. Наведенная активность деталей установки

Эта составляющая фона не содержит высокоэнергичных частиц и может быть существенной лишь для тех элементов системы регистрации, которые расположены близко к активированным деталям установки.

Д. Фон, обусловленный необходимостью вывода провзаимодействовавших пучков в поглотители

Каждый пучок после взаимодействия должен быть направлен в специальный поглотитель. При этом возникает жесткое синхротронное излучение, которое, попадая на элементы установки, порождает в веществе электромагнитные и ядерные каскады и становится источником фона. Попадание высокоэнергичных частиц на стенки канала поворотного устройства, вызванное некогерентностью сгустка после взаимодействия, также обуславливает рождение фоновых частиц. Оценка интенсивности этих составляющих фона будет уточняться по мере конкретизации технического решения проблемы поворота пучка и выбора систем управления сгустками вблизи места встречи.

Сравнивая интенсивность указанных источников фона, можно сказать, что наибольшие фоновые загрузки обусловлены электромагнитными процессами, происходящими в месте встречи. Интенсивность каждого из остальных источников фона существенным образом зависит от конкретных технических решений, определяющих размеры апертуры вакуумной камеры в месте встречи, вакуум, гало пучка, параметры системы вывода провзаимодействовавших пучков в поглотители и т. д.

Необходимо отметить, что на установке SSC при планируемой

светимости $L \sim 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ожидается 10^8 событий неупругого взаимодействия в секунду (при энергии сталкивающихся протонов по 20 ТэВ в каждом пучке сечение неупругого взаимодействия $\sigma_{pp} \sim 100 \text{ mb}$). Если считать, что регистрирующая аппаратура должна быть «открыта» в течение 100 нс, то с учетом множественности количество фоновых частиц, приходящихся на одно полезное событие, составит около 10^3 . Таким образом, фоновая ситуация на ВЛЭПП не является аномально сложной.

Не вполне строго можно утверждать, что высокий уровень фона практически неизбежен при работе установок сверхвысокой энергии со встречными пучками, так как падение сечений большинства процессов с ростом энергии должно быть скомпенсировано соответствующим ростом светимости, приводящим к повышению уровня фона.

5. ДЕТЕКТОР

Универсальный детектор, предназначенный для проведения экспериментов на ВЛЭПП, с учетом сформулированных выше требований должен состоять из элементов, которые могут обеспечить:

1. Телесный угол регистрации, весьма близкий к 4π .
2. Реконструкцию таких характеристик частицы, распавшейся на струи или на струи и лептоны (адроны), как масса, заряд, энергия и т. д.
3. Одновременную регистрацию нескольких струй, родившихся в результате взаимодействия электрона и позитрона с энергией около 1 ТэВ.
4. Идентификацию зарегистрированных частиц и, в частности, разделение W^\pm - и Z^0 -бозонов.
5. Измерение импульса заряженных частиц.
6. Измерение энергии фотонов, электронов и адронов в диапазоне до 1 ТэВ с помощью электромагнитного и адронного калориметров.
7. Измерение характеристик вторичных вершин для регистрации долгоживущих состояний.
8. Высокую пространственную однородность эффективности регистрации отдельных частиц, струй и событий с высокой множественностью.
9. Определение знака заряда и импульса мюонов с энергией порядка 1 ТэВ.

10. Способность идентификации двух или нескольких одновременно зарегистрированных событий, наблюдение которых весьма вероятно при высокой светимости установки.

11. Высокую точность реконструкции геометрии событий.

12. Высокий уровень фрагментации каждой системы детектора для регистрации событий с высокой множественностью в условиях больших фоновых загрузок.

13. Быструю предварительную обработку и запись интересных событий, необходимую для эффективного использования высокой светимости установки.

14. Некоторую чувствительность к детектированию новых экзотических частиц и процессов.

Иными словами; в идеале детектор должен обеспечить возможность решать проблемы, выдвигаемые теорией, и позволить измерять такие параметры, как электрический заряд, массу, ширину, спин, четность состояний, различать цвета и т. д. Естественно, что в погоне за высоким качеством измерения каждого параметра можно создать проект системы регистрации, которую невозможно реализовать за время, сравнимое с продолжительностью жизни экспериментатора, даже если в строительстве ее участвует несколько сотен физиков. Поэтому при создании больших детекторов необходимо правильно соотнести пожелания и возможности и выбрать реалистичное координатное, импульсное и энергетическое разрешение, размеры, вес, потребляемую мощность, стоимость и другие характеристики детектора. Необходимо учитывать также неллинейное, весьма резкое возрастание всевозможных затрат при повышении требований к пространственному, импульсному и энергетическому разрешению систем детектора.

Ниже рассмотрен один из возможных вариантов универсального магнитного детектора, изображенного на рис. 9, для установки ВЛЭПП. Существуют другие варианты создания как отдельных элементов детектора, так и их компоновки. Выбор наилучшего — предмет дальнейшей работы.

Вакуумная камера

Отвод провзаимодействовавших сгустков в поглотители пучков весьма затруднен, если линия их встречи совпадает с осями линейных ускорителей электронов и позитронов. Возможен вариант встречи, при котором траектории сталкивающихся сгустков образуют угол $\theta \ll 1$. Фотоны синхротронного излучения, возникающие

при повороте пучков, попадая на стенки вакуумной камеры, становятся источником фона. Вопросы, связанные с поворотом сгустков, их финальной фокусировкой, отводом провзаимодействовавших сгустков в поглотители и подавлением фона, обусловленного синхротронным излучением, являются предметом специальной разработки. Поперечные размеры вакуумной камеры внутри детектора определяются необходимостью создания высоких градиентов полей фокусирующих систем, фоновыми условиями, способом вывода провзаимодействовавших пучков и т. д. При радиусе $r < 1$ см вакуумной камеры, изготовленной из титана, толщина ее стенки, определяемая условиями устойчивости, составит менее 200 мкм, что обусловит угол многократного рассеяния частиц с импульсом $P_m \sim 3$ ГэВ/с около $3 \cdot 10^{-4}$ рад. Обусловленная этим эффектом погрешность восстановления продольной координаты события в месте встречи составит ~ 10 мкм. Эффекты, связанные с многократным рассеянием, заметно уменьшаются при использовании берилля вместо титана.

Вершинный детектор

Детектор представляет собой три вложенных друг в друга соосно шести- (восьми- или двенадцати-) гранных призмы, оси продольной симметрии которых совпадают с линией встречи пучков. Расстояние от линии встречи до боковой грани средней призмы 5 см, а расстояние между соседними гранями 1 см. Грани представляют собой кремниевые пластины толщиной 300 мкм, разделенные на полоски шириной 30 мкм. Для захвата необходимого телесного угла призмы должны быть либо достаточно длинными, либо иметь торцевые плоскости регистрации. В этом случае длина средней призмы может быть 10 см, а расстояние между соседними торцами, перпендикулярными оси, около 1 см. Расстояние от вакуумной камеры до краев торцов определяется фоновой загрузкой под малыми углами.

Радиационная стойкость такого детектора из кремния высокой чистоты, изготавливаемого современной промышленностью, достигает 10^6 рентген [37], что соответствует условиям работы этого детектора.

Погрешность восстановления продольной координаты точки вылета частицы из места встречи, вследствие многократного рассеяния в кремнии, для частиц с импульсом $P_m \sim 3$ ГэВ/с составит около 20 мкм при углах вылета частицы $\theta \sim 1$. Это позволит обес-

печить высокий коэффициент подавления фоновых треков при продольном размере области встречи $\sigma_z \sim 1$ мм. Количество каналов электроники около 80 тыс.

В настоящее время рассматривается [21] также возможность использования сцинтилляционных нитей в качестве вершинного детектора, однако пока нет удовлетворительной технологии создания нитей, обеспечивающей высокую радиационную стойкость и достаточно большую длину поглощения света.

Дрейфовая камера с высоким пространственным разрешением

Эта камера предназначена для «сшивания» треков в центральной дрейфовой камере и в вершинном детекторе. Точность определения координаты в ней $\sim 30 \div 40$ мкм; ее внутренний диаметр 12 см, наружный 20 см, длина 150 см. Повышенная точность определения координаты может быть достигнута за счет улучшения характеристик электрического поля в камере, уменьшения скорости дрейфа электронов примерно на порядок по сравнению с обычной и повышения давления в камере. Проволочки натянуты так, чтобы уменьшить влияние магнитного поля на работу камеры. Продольная координата определяется методом деления заряда, обеспечивающим точность около 1 см. Для более точного определения продольной координаты предполагается ввести катодные полосы вблизи наружного и внутреннего диаметров камеры. Погрешность измерения продольной координаты трека при этом ~ 150 мкм. Общее число каналов электроники для дрейфовой камеры повышенной точности составит ~ 10 тыс.

В работах [22, 23] обсуждается возможность использования тонкостенных дрейфовых трубок [24] для создания вершинного детектора, который способен заменить и полупроводниковый вершинный детектор, и дрейфовую камеру повышенной точности.

Дрейфовая камера

Центральная дрейфовая камера предназначена для восстановления геометрической картины события, измерения импульсов зарегистрированных частиц, определения координат промежуточных вершин и т. д. Часть объема дрейфовой камеры занята детекторами переходного излучения (ДПИ), дающими весьма малый вклад в многократное рассеяние вследствие малой толщины элементов ДПИ.

Внутренний диаметр объема, занятого дрейфовой камерой и

ДПИ, составляет 20 см, наружный 4 м, длина 6 м. Относительное расположение и размеры находящихся в нем дрейфовых камер и ДПИ схематически изображены на рис. 9.

Основой дрейфовой камеры может являться модифицированная [23] ячейка SLD [25] с расстоянием между анодными проволочками 5 мм и расстоянием дрейфа 30 мм. (При частоте соударений сгустков 100 Гц время дрейфа и мертвое время приборов могут измеряться миллисекундами.) Разрешение по поперечному импульсу σ_P/P описывается выражением

$$\left(\frac{\sigma_P}{P}\right)^2 = (CP)^2 + (D)^2, \quad (14)$$

где P — импульс, измеряемый в ГэВ/с; C и D — константы, определенные ниже. Первый член этого выражения учитывает точность измерения стрелки прогиба трека, второй — многократное рассеяние частицы. В соответствии с [26],

$$C = \frac{A_N \sigma_z}{0.03 BL^2 \sqrt{N}}, \quad (15)$$

$$A_N^2 = \frac{720}{1 + 4/N} \quad (16)$$

при $N \gg 1$,

$$D \approx \frac{0.57}{LB} \sqrt{\frac{L}{X_0}} \left(1 + \frac{1}{9} \log_{10} \frac{L}{X_0}\right), \quad (17)$$

где N — количество расположенных на равных расстояниях друг от друга камер, в которых измеряются координаты трека частицы; L — длина трека в метрах; B — магнитное поле в килогауссах; X_0 — радиационная длина в метрах; σ_z — пространственное разрешение камеры в метрах. Погрешность σ_z следует считать 200 мкм, так как при радиусе камеры 2 м трудно рассчитывать на более высокую точность [34]. Если продольное поле $B \sim 10$ кГс, $X_0 \sim 100$ м, то константа $C \approx 10^{-3}$, а $D = 3 \cdot 10^{-3}$. При $P \sim 10$ ГэВ/с $\sigma_P/P \sim 10^{-2}$. Использование данных вершинного детектора и дрейфовой камеры с высоким пространственным разрешением позволит улучшить значение σ_P/P . Предполагается также проводить измерение ионизационных потерь в камере для идентификации частиц. Общее число каналов центральной дрейфовой камеры ~ 15 тыс.

Желательно улучшить разрешение центральной трековой систе-

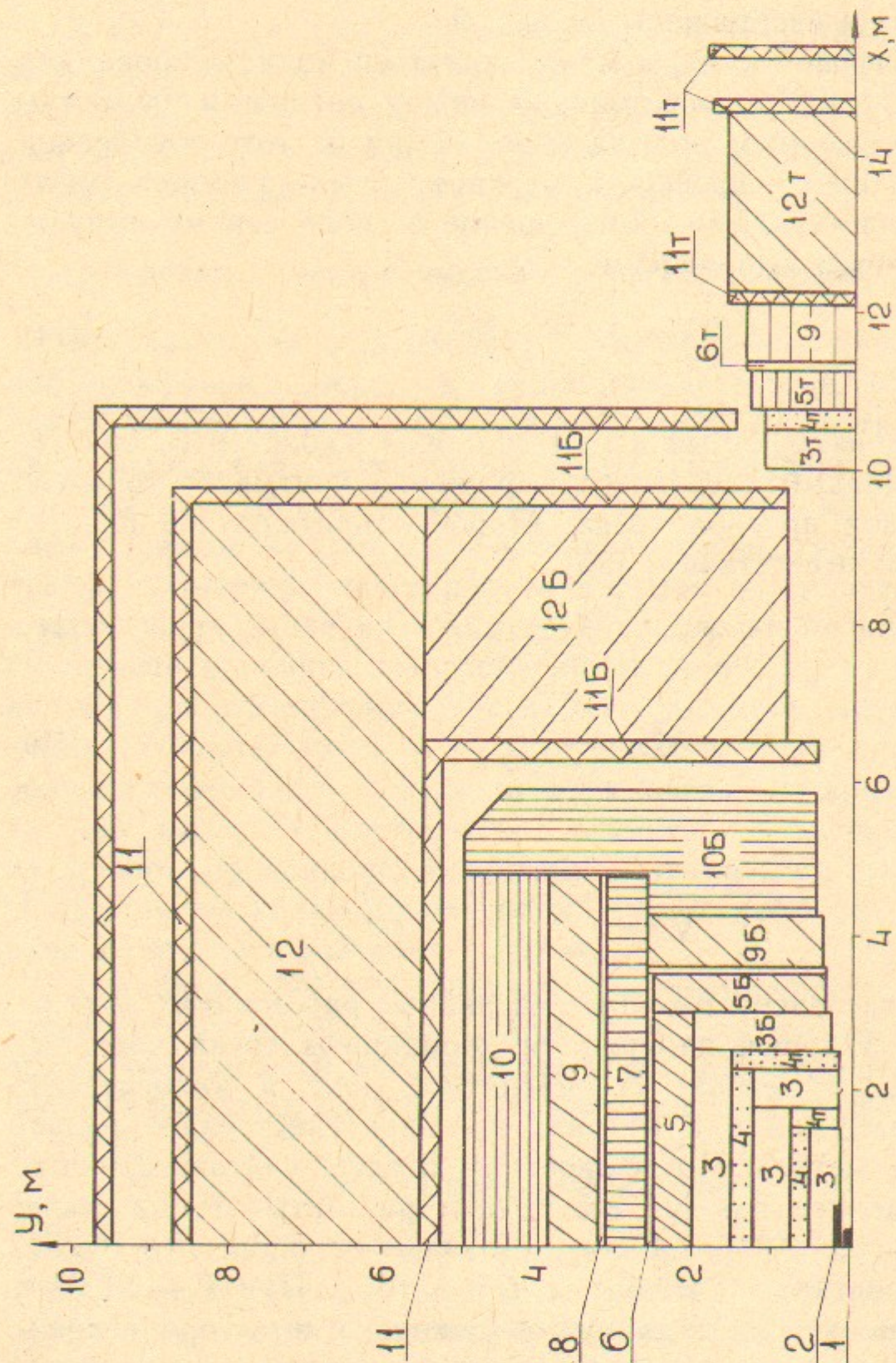


Рис. 9. Универсальный магнитный детектор для установки ВЛЭПП:

1 — вершинный детектор; 2 — камера с высоким пространственным разрешением; 3 — дрейфовая камера; 4 — детектор переходного излучения; 5 — электромагнитный калориметр; 6 — система измерения времени пролета; 7 — сверхпроводящая катушка; 8 — координатная камера; 9 — адронный калориметр; 10 — железо магнита с зазорами для адронного калориметра; 11 — дрейфовые трубки; 12 — намагниченное железо с дрейфовыми трубками.

(Блоки с индексом Б — боковые, с индексом Т — торцевые устройства, аналогичные указанным.)

мы для того, чтобы иметь возможность определить знак лептона с энергией более 500 ГэВ.

В работе [27] для создания всей центральной трековой системы предложено использовать только тонкостенные дрейфовые трубки.

Детектор переходного излучения (ДПИ)

Детектор предназначен для улучшения коэффициента разделения электронов и адронов почти в 100 раз [28]. Расположение и размеры элементов ДПИ указаны на рис. 9. ДПИ состоит из слоев радиатор — детектор. Радиатор — тонкая (~ 20 мкм) полиэтиленовая или полипропиленовая пленка, детектор — пропорциональная камера. Общее количество каналов электроники 50 тыс. Рассматривается вариант замены ДПИ детектором черенковских колец.

Система измерения времени пролета

Основным элементом этой системы, предназначенной для идентификации частиц, являются искровые счетчики с локализованным разрядом, обеспечивающие временное разрешение $\sigma \sim 25$ пс [29]. Корпус счетчика — алюминиевая труба $\varnothing 50$ мм и толщиной стенки 0.5 мм. Толщина электрода счетчика 2 мм. Координатное разрешение вдоль оси 1 мм, поперек 2 см. Эффективная толщина счетчика $0.1 X_0$. Счетчик будет размещен до электромагнитного калориметра. Дополнительным, кроме высокого разрешающего времени, преимуществом такого счетчика по сравнению со сцинтилляционным является возможность работы искрового счетчика в сильном магнитном поле. Общее число каналов электроники 500.

Электромагнитный калориметр

Калориметр должен охватывать телесный угол, близкий к 4π , обеспечить высокое энергетическое разрешение и высокий уровень разделения электронов и адронов. Так как толщина обмотки катушки для создания продольного магнитного поля в детекторе составит 1.5—2 радиационных единицы, калориметр во избежание резкого ухудшения энергетического разрешения помещен внутрь катушки.

Расчеты, проведенные в работе [30], показывают, что при энергии электрона 500 ГэВ продольная утечка энергии ливня из калориметра толщиной $25 X_0$ составляет около 1%, а отражается

менее 0.1% энергии; таким образом, ясно, что толщина калориметра $25 X_0$ в принципе достаточна для достижения энергетического разрешения $\sim 1\%$. Практически весьма трудно обеспечить стабильность калибровки по энергии всех модулей калориметра на уровне 1%. Поэтому толщина электромагнитного калориметра более $25 X_0$ представляется избыточной. Для сцинтиллятора CsI такая толщина соответствует 46 см. Оценки показывают, что стоимость только кристаллов CsI для создания калориметра составит около 100 млн. руб. Поэтому предполагается использование ураново- или свинцово-жидкоаргонового калориметра, стоимость которого гораздо ниже; кроме того, некоторые характеристики таких калориметров — радиационная стойкость, пространственное разрешение, удобство продольной фрагментации — лучше, чем у кристаллических.

Объем для размещения центральной части электромагнитного калориметра имеет внутренний радиус 2 м, наружный 2.5 м, длину 6 м. Фрагментация калориметра определяется необходимостью идентификации электронов и отделения их от адронов, фоновыми условиями и возможностью создания необходимого объема электроники. Основной модуль калориметра — «башенка» — представляет собой усеченную 4-гранную пирамиду, которая видна из области встречи под углом 0.025×0.025 , что соответствует размеру малого основания пирамиды 5×5 см. Этот размер несколько больше удвоенного мольеровского радиуса R_M для свинца ($R_M^{Pb} \approx 3.5$ см).

Полное количество модулей во всем электромагнитном калориметре ~ 20 тыс. Общее количество каналов электроники 60—80 тыс., так как для идентификации электронов и адронов необходимо разбить башенки по высоте на 3-4 части.

Энергетическое разрешение калориметра обычно записывается в виде

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{A}{\sqrt{E}} + B, \quad (18)$$

где первый член обусловлен флуктуациями энерговыделения, второй — систематическими погрешностями, связанными с калибровкой, стабильностью и т. д. Величина $A \sim (12 \div 15)\%$, если E выражена в ГэВ; B весьма трудно сделать менее $(2 \div 3)\%$ [31, 32].

В калориметре чередуются слои вещества в следующей последовательности: радиатор (U, Pb) 2 мм, жидкий аргон 2 мм, фольгированный стеклотекстолит 1.5 мм, жидкий аргон 2 мм. Сложность

работы с ураном при обработке пластин и сборке, возможно, приведет к использованию свинца, а не урана. Однако, более короткая радиационная и ядерная длина и возможность постоянной калибровки калориметра за счет естественной радиоактивности делают уран предпочтительным. Для спектрометрирования фотонов малой энергии возможно размещение тонкого (несколько X_0) кристаллического слоя перед входом в основную калориметрическую систему, однако такое решение представляется сложным.

Адронный калориметр

Разделение калориметров на электромагнитный и адронный в известной мере условно. И электромагнитный, и адронный калориметры можно считать частью единого калориметра, охватывающего почти полный телесный угол и предназначенного для измерения энергии частиц и разделения их на электроны и адроны.

При фиксированной доле энергии, выделяемой высокоэнергетичным адроном в калориметре, необходимая толщина калориметра практически линейно зависит от логарифма начальной энергии адрона и весьма резко меняется с изменением доли потерянной энергии [31, 33]. Для того, чтобы адрон с энергией $E_0 \sim 100$ ГэВ потерял $0.98 E_0$, необходим поглотитель толщиной 8 ядерных длин Λ_0 , и лишь $4 \Lambda_0$ потребуется, чтобы он потерял $0.85 E_0$. Имея в виду высокую стоимость калориметра большого объема, можно разделить калориметр на 2 части: прецизионную, с высоким энергетическим разрешением, толщиной $4 \Lambda_0$, и «хвостовую» с такой же толщиной и ухудшенным разрешением. Прецизионная часть естественным образом включает электромагнитный калориметр, имеющий толщину $\sim 1 \Lambda_0$. Остальная часть, имеющая толщину $\sim 3 \Lambda_0$ и называемая в дальнейшем прецизионным адронным калориметром, расположена за обмоткой магнита.

Энергия «хвоста» ливня, содержащего $\sim 0.15 E_0$ измеряется с помощью калориметра, поглотитель которого — железное ярмо магнита детектора. Слои железа толщиной 5 см, разделенные зазорами 15 мм, в каждый из которых вставлены газовые детекторы (например, стримерные трубки), образуют структуру хвостовой части адронного калориметра.

Толщина прецизионного адронного калориметра 60 см. Относительное расположение его частей в детекторе и их размеры изображены на рис. 9. Фрагментация калориметра определяется требованием малости телесного угла модуля по сравнению с телесным

углом струи и возможностью создания необходимого объема электроники. Основной модуль калориметра подобен «башенке» электромагнитного калориметра и имеет угловые размеры 0.06×0.06 .

Последовательность чередования слоев вещества в прецизионном адронном калориметре та же, что и в электромагнитном, только толщина уранового радиатора 6 мм; энергетическое разрешение калориметра имеет вид (18), причем $A \sim 35\%$.

Полное количество модулей прецизионного калориметра около 3 тыс. Общее количество блоков электроники около 12 тыс. «Башенки» калориметра для измерения хвоста ливня имеют угловой размер 0.06×0.06 . Энергетическое разрешение его описывается формулой (18), причем константа $A \sim (60 \div 80)\%$. Полная толщина железа $6 \Lambda_0$.

Мюонный спектрометр

Прецизионное измерение лептонных каналов распада частиц, рождающихся как в электронных, так и в протонных взаимодействиях, по мнению С. Тинга [34] было основным фактором, обусловившим открытие новых частиц и семейств частиц. Это убеждение практически определило конструкцию детектора L3, основная часть которого является прецизионным спектрометром мюонов. Заложить такую же идею в основу создания детектора на установке ВЛЭПП и, главное, реализовать ее весьма затруднительно, так как энергия сталкивающихся частиц на ВЛЭПП в 10—20 раз выше, чем на LEP. Вдобавок энергия взаимодействия 1 ТэВ обещает много неожиданного, так что в этом случае представляется более правильным разрабатывать именно универсальный детектор; спектрометрия лептона в нем должна быть заложена.

Для идентификации и измерения импульса мюонов предполагается использовать намагниченное железо и дрейфовые трубки [23, 35]. Ожидаемая погрешность измерения импульса, обусловленная многократным рассеянием мюонов $\sigma_p/P \sim (15 \div 20)\%$ [32, 36] при энергии мюонов 1 ТэВ, толщине железа 3 м и поле в железе $B \sim 20$ кГс. Размеры трубок: диаметр 40 мм, длина секции из соединенных последовательно трубок 20 м; общее количество секций для создания 5 слоев трубок около 12 тыс. Количество каналов электроники около 25 тыс.

При энергии мюонов около 1 ТэВ начинают реально проявляться радиационные эффекты взаимодействия мюонов с веществом.

Критическая энергия мюона в железе составляет 300 ГэВ.

Вес детектора ~ 40 тыс. тонн обусловлен именно весом железа мюонного спектрометра.

Сверхпроводящий соленоид

Продольное магнитное поле в детекторе создается сверхпроводящим соленоидом с внутренним радиусом 2.5 м и длиной 9 м. Выбор сверхпроводящей, а не теплой обмотки связан со стремлением уменьшить толщину обмотки без затрат слишком большой мощности на питание теплого магнита. Толщина t (г/см²) обмотки радиуса R (м), длины L (м), создающей поле B (кГс) и потребляющей от генератора мощность W (МВт), может быть оценена по формуле

$$t_{[\text{г/см}^2]} = 2 \cdot 10^4 \pi \rho_{[\text{Ом} \cdot \text{см}]} d_{[\text{г/см}^3]} \frac{R_{[\text{м}]} L_{[\text{м}]} B_{[\text{кГс}]}^2}{W_{[\text{МВт}]}} \quad (19)$$

где $\rho_{[\text{Ом} \cdot \text{см}]}$ и $d_{[\text{г/см}^3]}$ — удельное сопротивление и плотность материала обмотки, соответственно; предполагается, что геометрическая толщина обмотки мала по сравнению с радиусом и что материал полюсов и магнитопровода имеет магнитную проницаемость $\mu \gg 1$.

Оценка полного веса P (в тоннах) обмотки дается следующим из (19) выражением

$$P_{[\text{Т}]} = 4 \cdot 10^2 \pi^2 \rho_{[\text{Ом} \cdot \text{см}]} d_{[\text{г/см}^3]} \frac{R_{[\text{м}]}^2 L_{[\text{м}]} B_{[\text{кГс}]}^2}{W_{[\text{МВт}]}} \quad (20)$$

где все входящие в правую часть величины определены в предыдущей формуле. Оценки показывают, что алюминиевая катушка необходимых для детектора размеров с полем $B \sim (10 \div 12)$ кГс будет иметь толщину $\sim 1.5 X_0$, если она будет потреблять от генератора мощность (35—50) МВт. Очевидно, что использование такой мощности для питания связано с определенными сложностями.

При токе в сверхпроводящей обмотке ~ 5000 А и общем числе витков в основной обмотке 2.5 тыс. будет достигнуто поле $B \sim 10^4$ Гс; полная радиационная толщина конструктивных элементов обмотки при этом составит [37] $(1.5 \div 2) X_0$. Оценка теплопритока по методике, указанной в [37], показывает, что снимаемая жидким гелием мощность при температуре 4.5К составит ~ 700 Вт. Размеры ядра магнита указаны на рис. 9.

Система настройки и измерения светимости ВЛЭПП

Настройку и мониторинг светимости ВЛЭПП наиболее просто осуществить при фиксированных параметрах сталкивающихся сгустков. В этом случае настройка условий встречи может проводиться путем измерения загрузки счетчиков, обусловленной фоновыми процессами.

При высокой энергии ($\sqrt{S} \sim 1$ ТэВ) удобным для измерения светимости может оказаться фоновый процесс $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$, измеряемый под малыми углами: сечение его достаточно велико (рис. 7) и, кроме того, мюоны достаточно просто выделить из потока фоновых электронов и фотонов. Если стабильны не только параметры сгустков, но и условия встречи, мюонный монитор может обеспечить измерение интеграла светимости, для этого необходимо провести его калибровку по какому-либо процессу с известным сечением, измеряемому на больших углах.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше описаны отдельные элементы магнитного детектора и общая схема его компоновки. Специального рассмотрения и разработки требуют необходимая электроника, вычислительные устройства, размещение оборудования в экспериментальном зале, программы обработки полученных экспериментальных данных, оценки стоимости и целый ряд других вопросов, даже не упомянутых в данной работе.

Необходимо подчеркнуть, что предложенный вариант универсального детектора для ВЛЭПП отнюдь не претендует на завершенность; он определяет лишь характерные размеры, вес, магнитное поле, пространственное и энергетическое разрешение детектора и возможный вариант компоновки его элементов.

При создании детектора с большими размерами и весом принципиальное значение приобретают конструктивные и технические решения, становятся весьма сложными ответы на вопросы типа «а на чем это будет держаться?». В гораздо большей степени, чем в малых детекторах, становятся практически неустраняемыми «мертвые зоны», обусловленные вынужденно принятыми техническими решениями; особое значение приобретают проблемы устойчивости конструкции и т. д.

Создание такой трудоемкой и дорогой системы регистрации

становится задачей, для решения которой потребуются усилия многих лабораторий. Представляется уместной постановка вопроса о возможности разработки некоторых стандартных элементов регистрирующих систем, из которых можно собирать большие системы регистрации подобно тому, как этот вопрос решается в настоящее время в электронике. Действительно, если стоимость только материалов, из которых состоит калориметр, исчисляется десятками (а то и сотней) миллионов, требуются достаточно веские основания для того, чтобы создавать калориметр нового детектора из новых элементов, не используя имеющиеся.

Рассмотренный выше вариант детектора для ВЛЭПП показывает, что желательно сокращение размеров, веса и количества каналов электроники, однако это сокращение по возможности не должно ухудшить основные его свойства.

В настоящее время разрабатываются весьма разнообразные предложения по созданию детекторов для установок LEP, SSC. Существуют ортодоксальные варианты создания детектора для SSC, целиком состоящие из кремния [38], детектора с весьма широким использованием сцинтилляционных нитей [39] и т. д.

Сравнение основных параметров таких детекторов как L3, SLD, УКД, 4π Magnetic Detector для SSC и рассмотренного магнитного детектора показывает, что характеристики последнего примерно соответствуют изучаемой области энергий. При таком сравнении можно руководствоваться эмпирической формулой, устанавливающей приближенное соотношение [40] между энергиями «эквивалентных» электронных и протонных коллайдеров:

$$E_{\text{цм}}(ee) \approx \sqrt{E_{\text{цм}}(pp)/3}, \quad (21)$$

где $E_{\text{цм}}(ee)$ и $E_{\text{цм}}(pp)$ — энергия в ТэВ в системе центра масс электрон-позитронного и протон-протонного коллайдеров, соответственно. В соответствии с этой формулой протон-протонный «эквивалент» ВЛЭПП должен иметь энергию $E_{\text{цм}}(pp) \sim 12$ ТэВ, а электрон-позитронный «эквивалент» УНК — 2×700 ГэВ. Разумеется, эти соотношения весьма условны.

Считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность В.Е. Балакину, Л.М. Баркову, А.П. Онучину, В.А. Сидорову, В.Р. Грошеву, С.И. Середнякову, Б.А. Шварцу, С.И. Эйдельману и другим физикам, принимавшим участие в обсуждении проекта, В.И. Тельнову за весьма полезные дискуссии и замечания.

Литература

1. *Balakin V.E., Budker G.I., Skrinsky A.N.* Preprint INP 78-101. Novosibirsk, 1978.
2. Балакин В.Е. Отчет о рабочем совещании по программе экспериментов на встречных e^+e^- -пучках (19—23 ноября 1979 г.). Новосибирск, 1979, с.60.
3. Балакин В.Е., Будкер Г.И., Скринский А.Н. Труды VI Всесоюзной конференции по ускорителям. Дубна, 1978.
4. *Balakin V.E., Skrinsky A.N.* A Superhigh Energy Colliding Electron-Positron Beam Facility (VLEPP).—Proceedings of II ICFA Workshop, 1979.
5. Данилов Г.С. и др. Материалы XXI Зимней школы ЛИЯФ, Физика высоких энергий. Ленинград, 1986, с.66.
6. Physics at LEP, CERN 86-02, 1986, v.1, 2.
7. *Grivaz J.F. et al.* Preprint CERN-EP/87-24, 1987;
Dionisi C. and Dittmar M. Preprint CERN-EP/87-155, 1987.
8. Докшицер Ю.Л., Троян С.И., Хозе В.А. Материалы XXII Зимней школы ЛИЯФ, Физика высоких энергий. Ленинград, 1987, с.3.
9. Докшицер Ю.Л., Троян С.И. Материалы XIX Зимней школы ЛИЯФ, Физика высоких энергий. т.1. Ленинград, 1984, с.144.
10. Азимов Я.И., Докшицер Ю.Л., Хозе В.А. Ядерная физика, 1983, т.37, с.703.
11. Докшицер Ю.Л., Троян С.И., Хозе В.А. Ядерная физика, 1988, т.47, с.238.
12. *Althoff M. et al.* TASSO Collaboration.—Preprint DESY 83-130, 1983.
13. *Amaldi U.* Preprint CERN-EP/87-95, 25 May 1987.
14. Балакин В.Е., Соляк Н.А. Препринт ИЯФ СО АН СССР 82-123. Новосибирск, 1982.
15. *Balakin V.E., Skrinsky A.N.* Proc. of XIII Intern. Conf. on High Energy Accelerators, 1986.
16. *Skrinsky A.N.* Proc. of XII Intern. Conf. on High Energy Accelerators. Fermilab, 1983.
17. Балакин В.Е., Соляк Н.А. Proc. of XII Intern. Conf. on High Energy Accelerators. Fermilab, 1983, p.124.
18. Соляк Н.А. Препринт ИЯФ СО АН СССР 88-44. Новосибирск, 1988.
19. Золоторев М.С., Кураев Э.А., Сербо В.Г. Препринт ИЯФ СО АН СССР 81-63. Новосибирск, 1981.
20. *Stevenson G.R. et al.* NIM, 1983, v.216, p.99.
21. SSC Central Design Group, LBL. Preprint SSC-SR-1021, June 1986, p.61.
22. *Cassel D.G.* Proceedings of the 1986 Summer Study on the Physics of the SSC, Snowmass, 1986, p.377.
23. Анашин В.В. и др. Труды международного симпозиума по координатным детекторам в физике высоких энергий. Дубна, 1988, с.58.
24. *Aulchenko V.M. et al.* Preprint INP 84-166. Novosibirsk, 1984.
25. SLD Design Report. SLAC-Report 273, 1984.
26. *Gluckstern R.L.* NIM, 1963, v.24, p.381.
27. *De Saivo R.* Proceedings of the 1986 Summer Study on the Physics of the SSC, Snowmass, 1986, p.391.
28. Казарян С.П. и др. Препринт ЕФИ-1060(23)-88, 1988.
29. *Pestov Yu. N.* Intern. Conf. on Advances in Exper. Meth. for Col. Beam Physics, SLAC, 1987.
30. *Kondo T., Niwa K.* Proceedings of the 1984 Summer Study on the Design and Utilization of the SSC, Snowmass, 1984, p.559.
31. *Baltay C. et al.* Proceedings of the 1986 Summer Study on the Physics of the SSC, 1986, p.355.
32. *Williams H.H.* Ibid, p.327.
33. *Gordon H., Grannis P.* Proceedings of the 1984 Summer Study on the Design and Utilization of the SSC, Snowmass, 1984, p.541.
34. Тунг С. Препринт ЛИЯФ № 1с. Ленинград, 1987.
35. Аулченко В.М. и др. Труды международного симпозиума по координатным детекторам в физике высоких энергий. Дубна, 1988, с.132.
36. *Carlsmith et al.* Proceedings of the 1986 Summer Study on the Physics of the SSC, 1986, p.405.
37. Адам Д. и др. УКД—установка для экспериментов на встречных пучках УНК (предложение эксперимента), ИФВЭ, Протвино, 1986.
38. *Kondo T. et al.* Proceedings of the 1986 Summer Study on the Physics of the SSC, Snowmass, 1986, p.399.
39. *Feldman G.J.* Proceedings of the 1984 Summer Study on the Design and Utilization of the SSC, Snowmass, 1984, p.623.
40. *Ahn C. et al.* Preprint SLAC-329, 1988.

Е.А. Кушниренко

**Проект универсального
магнитного детектора для ВЛЭПП**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 6 октября 1988 г.
Подписано в печать 14.12.1988 г. МН 08670
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,8 печ.л., 2,3 уч.-изд.л.
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 166

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