РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
им.П.Н.ЛЕБЕДЕВА

На правах рукописи
УДК 539.122.17:548

Поташов Сергей Юрьевич

МОНИТОР СВЕТИМОСТИ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ $NaBi(WO_4)_2$ НА УСТАНОВКЕ $HERMES$ В $DESY$

01.04.16-физика атомного ядра
и элементарных частиц

Диссертация
на соискание учёной степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель
кандидат физико-математических наук
КОЗЛОВ В.А.

Москва 2002

Оглавление

1. Введение

Измерение светимости является необходимым во всех экспериментах области высоких энергий, работающих на ускорителях. Эта величина требуется прежде всего для оптимизации параметров ускорителей для получения максимальной интенсивности исследуемых физических процессов, а также для измерения их абсолютных сечений и нормировки при вычислении относительных величин. Светимость обычно определяется с помощью измерения скорости счёта процесса, имеющего большое сечение и известное с очень хорошей точностью. В качестве детекторов часто применяются электромагнитные калориметры, которые, как правило, находятся в зоне малых углов взаимодействия относительно траектории частиц падающего пучка и, имея дело с повышенными загрузками, работают в тяжелых радиационных условиях. Особенно это характерно для измерений на мощных ускорителях элементарных частиц высокой интенсивности, таких, как SPS (CERN), HERA (DESY) и др., а также для ускорителей нового поколения с еще большей энергией и интенсивностью пучко. Например, на создаваемом $p-p$ ускорителе LHC (CERN) энергия достигнет 7 TeV в СЦМ, а светимость – 10^{34} $cm^{-2}s^{-1}$.

<u>Актуальность работы</u>

Создание электромагнитного калориметра с применением радиационно-стойких высокоплотных кристаллов в качестве радиатора особенно актуально в свете вышеизложенного.

<u>Целью работы</u>

являлось создание компактного электромагнитного калориметра, имеющего многоканальную годоскопическую структуру (24 канала) и обладающего высокой радиационной стойкостью, его испытания в тестовом пучке, установка в рабочее положение в экспериментальной установке HERMES [20] в DESY и разработка комплекса программ для выполнения монитором его основной задачи – измерения светимости эксперимента. В качестве дополнительной задачи измерение с помощью монитора спиновой асимметрии рассеяния продольно поляризованного позитрона пучка на продольно поляризованном электроне атома газовой мишени с целью уменьшения систематической погрешности измерения поляризации газовой мишени эксперимента стандартным способом с помощью аппаратуры системы мишени.

<u>Новизна работы</u>

Впервые в мире создан и успешно эксплуатируется с 1994 года в качестве монитора светимости калориметр на базе радиаторов из новых радиационно-стойких тяжёлых кристаллов $NaBi(WO_4)_2$ (NBW).

Научная и практическая значимость работы состоит в том, что:

- собран и исследован в электронном пучке прототип монитора светимости в виде матрицы 2×2 на основе новых кристаллов NBW, что показало возможность создания полномасштабного калориметра для измерения светимости в эксперименте HERMES;

- создан и исследован в электронном пучке полномасштабный калориметр на базе радиаторов из новых радиационно-стойких тяжёлых кристаллов NBW, имеющий многоканальную годоскопическую структуру (24 канала) и успешно функционирующий в качестве монитора светимости в эксперименте HERMES (DESY) уже в течение 6 лет;

- полученный опыт применения нового радиационно-стойкого тяжелого кристалла NBW в электромагнитном калориметре, работающим в тяжёлых радиационных условиях вблизи вакуумной трубы ускорителя HERA сделал возможным применение кристалла NBW в других детекторах (калориметр продольного поляриметра эксперимента HERMES, детектор мечения электронов монитора светимости эксперимента H1), а также рассмотрение его в качестве одной из возможностей для применения в мониторе светимости эксперимента проектируемого линейного лептонного коллайдера TESLA в DESY;

- созданное математическое обеспечение монитора позволило успешно проводить измерения светимости эксперимента HERMES с хорошей точностью, а измерение спиновой асимметрии рассеяния продольно поляризованного позитрона пучка на продольно поляризованном электроне атома газовой мишени позволит уменьшить систематическую погрешность измерения поляризации газовой мишени эксперимента стандартным способом с помощью аппаратуры системы мишени.

Содержание работы
Диссертация состоит из 8 глав, включая введение и заключение, а также приложения и списка литературы. Объем - 100 страниц, включая 34 рисунка и 9 таблиц.

В первой главе (введении) даны определение физического смысла понятия светимости, обзор мониторов светимости, работающих в экспериментах в области физики элементарных частиц.

Во второй главе приводятся описание эксперимента HERMES и задачи монитора светимости в рамках этого эксперимента.

Во третьей главе описано аппаратное устройство монитора светимости эксперимента HERMES.

В четвёртой главе освещены испытания монитора в тестовом электронном пучке DESY в диапазоне энергий 1-6 GeV.

Пятая глава посвящена программному обеспечению монитора.

В шестой главе описывается работа калориметра в качестве монитора светимости в эксперименте HERMES.

В седьмой главе рассматриваются результаты измерения асимметрии упруго рассеянных продольно поляризованных позитронов пучка на продольно поляризованных электронах атомов мишени.

Апробация работы
Материалы, изложенные в диссертации обсуждались на научных семинарах международной коллаборации HERMES (в DESY), доложены на международных конференциях: 2nd ELFE Workshop (St. Malo, France, Sep 23 - 27 1996), 5-th International Conference on Inorganic Scintillators and Their Applications, SCINT99 (г.Москва, август 1999), научная конференция Отделения ядерной физики Российской академии наук (г.Москва, ноябрь 2000), 9-th Vienna Conference on Instrumentation, VCI2001 (Vienna, February 2001).

На защиту выносятся следующие положения и результаты работы:

1. результаты компьютерного моделирования методом Монте-Карло оптимальной длины кристаллического радиатора монитора и длины волны оптического фильтра для улучшения энергетического разрешения монитора;

2. результаты тестовых испытаний, в ходе которых впервые было измерено энергетическое разрешение, а также пространственные характеристики электромагнитных ливней двух калориметров на базе новых кристаллов NBW и произведена их предварительная калибровка для работы в эксперименте HERMES в качестве монитора светимости;

3. часть комплекса программного обеспечения для работы монитора в составе эксперимента HERMES (клиенты верхнего и нижнего уровня, серверы и мониторирующие программы медленного контроля, а также декодер формата EPIO-ADAMO амплитудной информации, загрузчик калибровочной информации, анализирующие процедуры для пакетов PAW и HEP, автоматизированная процедура введения поправки к скорости счёта на геометрический аксептанс в программу фитирования скорости счёта);

4. полученные впервые в области высоких энергий результаты измерения поляризации электронов атомов водорода газовой мишени с использованием асимметрии рассеяния поляризованных позитронов на этих электронах с целью уменьшения систематической погрешности измерения поляризации мишени в эксперименте HERMES.

Ускоритель	e^-e^+ LEP (CERN)	e^-p HERA (DESY)	$p\bar{p}$ TEVATRON (Fermilab)	pp LHC [1] (CERN)	e^-e^+ TESLA[2] (DESY)
Светимость, $10^{30} cm^{-2}s^{-1}$	50	14	210	10000	32000
Энергия, GeV	100	30×820	1000	7000	500

Таблица 1.1.: Параметры современных ускорителей [2]

1.1. Понятие светимости

Основным инструментом познания микромира в последние десятилетия являются ускорители элементарных частиц. Размеры этих устройств постоянно увеличиваются, так как для все более глубокого проникновения в глубь материи требуются все более высокие энергии и интенсивности и, следовательно, светимость ускорителей. Характерные примеры величин этих параметров приведены в таблице 1.1 [2]:

Светимость L является мерой скорости измерений как на ускорителях в экспериментах с фиксированной мишенью, так и на ускорителях со встречными пучками, и выражает количество событий в единицу времени R для процесса с сечением σ по формуле:

$$R = L\sigma \tag{1.1}$$

Светимость измеряется в $[L] = cm^{-2}s^{-1}$ и является совместной характеристикой тока ускорителя (I) и плотности частиц мишени на cm^2 (ρ). В случае эксперимента с фиксированной мишенью:

$$L = \frac{I\rho}{e}, \tag{1.2}$$

e - элементарный заряд. В случае встречных пучков, имеющих в каждом из сгустков по n_1 и n_2 частиц, сталкивающихся с частотой f, светимость имеет вид:

$$L = f\frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}, \tag{1.3}$$

где σ_x и σ_y - это поперечные гауссовы профили пучка в горизонтальном и вертикальном направлениях [3].

На практике используется светимость проинтегрированная в пределах промежутка времени, в течение которого осуществлялся набор данных:

$$L = \int L dt, \tag{1.4}$$

Из (1.1) видно, что светимость можно измерить с помощью процесса с хорошо известным (малая систематическая погрешность) и достаточно большим

[1] пуск планируется в 2005 г.

[2] находится в стадии проектирования [28]

(малая статистическую погрешность) сечением:

$$L = R/\sigma, \tag{1.5}$$

при этом $\sigma = \sigma_0\epsilon$ - это сечение процесса поправленное на эффективность его регистрации ϵ (она включает в себя геометрический аксептанс, эффективность триггера, которая, например, связана с порогом дискриминатора и т.д.). Это обуславливает необходимость наиболее точного знания геометрии установки и кинематики регистрируемого процесса. Обычно вместо сложных, а иногда и невозможных аналитических вычислений этой эффективности используют компьютерное моделирование методом Монте-Карло.

Значение светимости необходимо для нормировки измеряемых данных с целью оценки абсолютных величин, например, сечений различных процессов, а также для относительного сравнения выборок величин измеряемых в различные периоды времени и имеющие неизбежно разные систематические отклонения. Величина светимости также часто помогает при юстировке пучка ускорителя в начале набора данных и его процессе для получения оптимальных условий измерений.

1.2. Мониторы светимости в экспериментах физики высоких энергий

Как сказано выше, для измерения светимости выбираются процессы с большими сечениями. Они обычно имеют малые углы рассеяния продуктов реакции и требуют расположение мониторов максимально близкое к вакуумной трубе ускорителя. Это обстоятельство обуславливает необходимость высокой радиационной стойкости компонентов детекторов, так как наряду с собственно загрузкой от измеряемого процесса они также подвергаются тяжёлым радиационным загрузкам от фоновых процессов (в частности, от таких, как тормозное и синхротронное излучение).

Например, на e^+e^--коллайдерах (таких как LEP) для измерения светимости наиболее часто используются реакции упругого рассеяния $e^+e^- \to e^+e^-$ (Bhabha-рассеяние) [4].

Обычно мониторами светимости являются калориметры, так как для идентификации нужных событий и отделения их от фоновых требуется точное измерение энергии продуктов реакции. Иногда калориметры дополняются трековыми приборами для более точного определения координат треков с целью уменьшения погрешности измерений. Калориметры бывают как кристаллические, так и слоистые. Кристаллические калориметры имеют более высокое энергетическое разрешение, но обычно дороже слоистых. По типу регистрируемого излучения бывают сцинтилляционные калориметры и детекторы черенковского излучения. При этом сцинтилляционные имеют более высокое разрешение, чем черенковские, но последние отсекают низкоэнергетический фон, так как черенковское излучение имеет нижний порог по энергии, существенно снижая

Таблица 1.2.: Характеристики кристаллов часто применяемых в калориметрии[3]

Кристалл[4]	PbF_2	KRS	NBW	PWO	BGO	BaF_2
Тип излучения[5]	Ч	Ч	Ч	С	С	С
Плотность $\rho(g/cm^3)$	7.76	7.65	7.57	8.28	7.1	4.80
Показатель преломления n	1.82	2.20	2.15	2.25	2.15	1.50
Радиационная длина X_0 (cm)	0.93	0.92	1.03	0.89	1.12	2.03
Радиус Мольера R_m (cm)	2.21	2.08	2.38	2.19	2.3	3.4
Оптическая прозрачность $(nm) \geq$	250	410	380	350	310	150
Радиационная стойкость $(MRad) \leq$	0.2	50	70	1	10^{-3}	1
Точка плавления (^oC)	855	450	920	1123		1280
Зависимость энергетич. разрешения от энергии $(a/\sqrt{E(GeV)})$ $a(\%)$	5	10	8	2.7	2.0	2.0

нагрузку на фотодетектор. Из этого разнообразия вариантов выбирают подходящий к конкретным условиям [19].

Ниже даётся обзор мониторов светимости используемых в экспериментах на самых мощных современных коллайдерах LEP (CERN), HERA (DESY), Tevatron (Fermilab), RHIC (BNL), а также на строящихся коллайдерах нового поколения: протонного LHC (CERN) и электронного TESLA (DESY).

Классическим примером кристаллического монитора светимости является монитор эксперимента L3 в CERNe [8], представляющий из себя электромагнитный калориметр на основе кристаллов BGO (энергетическое разрешение $\sim 1.3\%$ для $E = 45GeV$) в комбинации с кремниевым стрип-детектором, служащим для регистрации координаты попадания первичной частицы в монитор с точностью 1-2 μm. Характеристики кристалла BGO приведены в таблице 1.2.

Для измерения светимости используются события Bhabha-рассеяния на малые углы. Высокая точность (0.14%) достигнута за счёт хорошего знания геометрии, очень высокой и хорошо известной эффективности триггера, малого и хорошо оцененного фона и полного покрытия азимутального угла. Последнее обстоятельство устраняет влияние сдвигов пучка относительно монитора в поперечном направлении. Главный вклад в погрешность вносят экспериментальная ошибка (0.05%), статистическая погрешность моделирования методом

[3] значения несколько варьируются в зависимости от источника информации
[4] KRS–$TlCl(78\%)TlBr(22\%)$, NBW–$NaBi(WO_4)_2$, PWO–$PbWO_4$, BGO–$Bi_4Ge_3O_{12}$
[5] Ч–черенковское, С–сцинтилляционное

Монте-Карло (0.06%) и расчёта теоретического сечения (0.11%).

Для мониторирования изменений рабочих параметров кристаллов калориметра по причине радиационных повреждений служит светодиодная система. Периодическая калибровка калориметра осуществляется с помощью чистой выборки Bhabha-событий с использованием итерационного алгоритма.

Установка ALEPH в CERNе имеет монитор светимости, основанный на калориметрах из слоёв вольфрама и пластического сцинтиллятора и одного слоя из кремниевого координатного стрип-детектора [9] (похожее устройство имеют слоистые мониторы двух других экспериментов на LEP - OPAL [10] и DELPHI [11]). Светимость измеряется (в режиме off-line) с помощью основного детектора, регистрирующего Bhabha-рассеяние на малые углы (в пределах полярных углов 55-90 $mrad$) со скоростью счёта событий – около 0.3 Hz. Для измерений в режиме on-line имеется дополнительный детектор, регистрирующий очень малые углы (5-9 $mrad$) и, поэтому более высокую (~ 3 Hz) скорость счёта. Первый слой его из вольфрама имеет большую толщину (4 радиационные длины, X_0) для защиты от фотонов синхротронного излучения (СИ). Слой координатного детектора расположен в районе максимума электромагнитного ливня для энергии 45 GeV – на глубине $8X_0$. Энергетическое разрешение, в основном, определяется поперечными утечками ливней, т.к. большая часть событий попадает в край калориметра. Поправка на эту утечку делается с помощью координаты, измеренной стриповым слоем. Считывание сигнала происходит очень быстро ($\sim$ 4 ns) благодаря хорошему соответствию спектра высвечивания сцинтиллятора спектральной чувствительности фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) Hamamatsu, а также компактному размеру последнего. Энергетическое разрешение калориметра имеет следующую зависимость от энергии: $\sigma/E = 1.4\% + 15\%/\sqrt{E}$. Систематическая погрешность измерения светимости равна 0.7%, которая преимущественно слагается из экспериментальной (0.6%) и теоретической (0.3%) погрешностей.

На коллайдерных экспериментах ZEUS и H1 на ep ускорителе HERA в DESY светимость измеряется с помощью реакции тормозного излучения

$$ep \to ep\gamma. \tag{1.6}$$

Монитор при этом регистрирует рассеянный электрон и тормозной фотон.

Монитор эксперимента ZEUS [12] имеет две ветви. Фотонная – состоит из углеродного фильтра, снижающего уровень СИ, порогового черенковского счётчика с воздушным наполнением, служащего для исключения событий, в которых фотон конвертировал в e^+e^- пару, и слоистого (свинец-сцинтиллятор) калориметра, внутри которого на глубине $7X_0$ установлен координатный детектор из сцинтилляционных полосок. При общей длине калориметра в $22X_0$ энергия измеряется с разрешением $\sigma/E = 0.185/\sqrt{E}$, где E– это энергия фотона в GeV, а координата измеряется сцинтилляционным детектором с точностью около 2 mm.

Электронная ветвь состоит из аналогичного фотонному калориметра длинной в $21X_0$ с таким-же энергетическим разрешением и точностью сцинтилляционного координатного детектора. Оба калориметра установлены на движущиеся столы, которые их отодвигают в место парковки (0.7 m от вакуумной трубы ускорителя) на время тяжелых радиационных условий.

Высокая загрузка событиями тормозного излучения (10^{-6} s^{-1} для $E_\gamma >$ 1 GeV) требует обеспечения высокой радиационной стойкости всех компонентов детектора и постоянного мониторирования его калибровки, а также наличия эффективной системы сбора данных с малым мёртвым временем. Полная погрешность измерения светимости составляет 4.5%, в которую вносят вклад, в основном, погрешности на следующие компоненты: энергетическое разрешение и калибровку (2.5%), фотонный аксептанс (2.5%), фон от взаимодействий пучка на остаточном газе (2%), теоретическое сечение тормозного излучения (< 1%).

Ввиду модернизации ускорителя HERA недавно был предложен новый метод измерения светимости в эксперименте ZEUS [13]. Это обусловлено двумя причинами, возникшими в результате модернизации: во-первых, значительное увеличение СИ, во-вторых увеличение наложенных событий (pile-up эффект) для процесса ($ep \to ep\gamma$), используемого для измерения светимости (до 1.3-1.5 событий в одном пересечении банчей). При этом достигается требуемая точность измерения в 1-2%.

Измерение производится двумя независимыми способами. Первый из них – это старый монитор, уже описанный выше, только с дополнительной защитой от СИ в виде двух фильтров и двух аэрогельных черенковских счётчиков впереди фотонного калориметра. Черенковские счётчики позволяют сделать поправку на энергию, потерянную в фильтрах. Здесь pile-up проблема остаётся, и требуются вычисления некоторых дополнительных коррекций для снижения систематической погрешности. Второй метод – это новый спектрометр светимости, решающий сразу обе проблемы, и состоящий из двух уже существующих небольших калориметров из слоёв вольфрама и сцинтиллятора (бывший ZEUS BPC калориметр), выведенных из плоскости СИ. Скорость счёта фотонов измеряется косвенно через e^+e^- совпадения фотонов, конвертировавших в фотонном выходном окне пучковой трубы (около 10%). Спектрометр имеет малый аксептанс на совпадения (около 3%) и не имеет аксептанса к низкоэнергичным фотонам, так что вероятность pile-up фотонов совпадения мала. Основной вклад в систематику – это неопределенность в определении аксептанса. Для его измерения используется специальный новый маленький калориметр из вольфрама и сцинтилляционных волокон, так называемый 6-ти метровый детектор мечения, 6mt, (расположенный на расстоянии 5.3 m от точки взаимодействия). Он имеет 100%-ный аксептанс к тормозным электронам в энергетическом окне, в котором аксептанс спектрометра максимален. Сумма энергии фотона и электрона равна энергии электронного пучка (27.5 GeV). Детальные расчёты показывают, что погрешность измерения светимости спектрометром будет лучше, чем 1.4%.

Монитор светимости эксперимента H1 [14] подобно предыдущему состоит из фотонной и электронной ветвей, регистрирующих соответствующие продукты реакции (1.6) под очень малыми полярными углами – около 17 μrad. С начала работы эксперимента H1 и вплоть до 2000 года монитор имел следующую конфигурвцию. Калориметры обеих ветвей были основаны на кристаллах KRS (TlCl(78%)+TlBr(22%)), считываемых ФЭУ (ФЭУ-147) и имели энергетическое разрешение $\sigma/E = 1\% + 10\%/\sqrt{E}$. Кристаллы являются черенковскими, отсекая низко-энергетический фон тяжёлых заряженных частиц (протонов и заряженных пионов). Впереди калориметров также находятся фильтры защиты от СИ (свинцовые пластины толщиной $2X_0$). Перед калориметром фотонной ветви имеется пороговый водяной черенковский вето-счётчик для отбора только тех фотонов, которые прошли свинцовый фильтр без взаимодействий. Оба калориметра установлены на движущиеся столы для их вывода из рабочего положения в радиационно-опасные периоды инжекции пучка (точность установки – ~ 10 μm). Полезные события регистрируются с частотой около 1 MHz. Так как из-за высоких загрузок калибровочные коэффициенты калориметров изменяются в 3-10 раз в период одного заполнения ускорителя ($\sim 8-10$ часов), то перекалибровку приходится постоянно производить в режиме on-line с точностью менее 1%. Светимость измеряется с погрешностью $\sim 7\%$, при этом основной вклад вносят погрешности следующих величин: радиационных поправок к сечению тормозного излечения (0.3%), аксептанса (5.5%), вычитания фона (2%), эффективности и чистоты триггера (2.5%) и абсолютной калибровки (2%).

После модернизации ускорителя HERA в 2000-2001 годах с целью увеличения светимости коллайдерных экспериментов (в 4 раза) было необходимо модернизировать и монитор светимости эксперимента H1. Это вызвано значительным увеличением радиационных нагрузок на детекторы и изменением расположения ускорительных магнитов в районе H1. Был предложен следующий проект монитора [15]. Фотонный детектор выполнен по технологии кварцевых волокон, пронизывающих свинцовый поглотитель в продольном направлении. Энергетическое разрешение составляет порядка $20\%/\sqrt{E}$. При этом заметно возростёт радиационная стойкость детектора. Что касается детектора мечения электронов, то он также претерпел изменения и выполнен на основе сцинтилляционных волокон в вольфрамовом поглотителе, что позволило значительно увеличить компактность конструкции. Также серьёзно модернизирована электронная система сбора данных для надёжного измерения светимости на уровне одного банча ускорителя.

Мониторы светимости двух экспериментов CDF и D0 на $p\bar{p}$-коллайдере Tevatron, находящемся в Fermilab, не являются калориметрами. Они аналогичны по своему устройству и представляют из себя сцинтилляционные трековые детекторы, образующие время-пролётную систему [16], [17], которую мы рассмотрим на примере первого. Монитор состоит из двух наборов сцинтилляционных счётчиков, считываемых ФЭУ, по 16 штук в каждом, образующих прямоугольник вокруг вакуумной трубы ускорителя и перекрывающих диапазон углов

$0.32° - 4.47°$ (что соответствует псевдобыстроте 3.24-5.90). Учитываются только события (упругое + неупругое $p\bar{p}$ взаимодействие), попадающие во временной интервал 30 ns с центром в ожидаемом времени срабатывания после взаимодействия. Измеряемая светимость достигает 1.2×10^{31} $cm^{-2}s^{-1}$. Систематическая погрешность измерения (3.6%) имеет следующие основные источники: погрешность вычисления полного сечения процесса (3.1%), погрешность определения геометрического аксептанса (1.0%), случайных совпадений (1.0%) и фоновых событий, напр. взаимодействие на остаточном газе ускорителя (1.0%).

Измерение светимости в экспериментах на только что стартовавшем ускорителе тяжелых ионов RHIC будет основываться на регистрации нейтронов, испускаемых при развале ядерного остатка, имевшего большой прицельный параметр (так наз. 'спектаторный фрагмент') [18]. Для их регистрации предложено использовать калориметры, установленные под малыми углами (~ 2.5 mr) в передней области с обеих сторон от точек взаимодействия (калориметры нулевого угла, КНУ). Так как нейтроны имеют мягкий спектр и, следовательно, малые поперечные импульсы ($P_t \leq 250$ MeV), их энергия полностью поглощается КНУ. Калориметры предлагается сделать на основе вольфрамового радиатора с кварцево-волоконным считыванием. Расчётная доза облучения – около 100 Gy.

Вопрос измерения светимости на строящемся pp-коллайдере LHC в CERN еще находится в стадии проработки и ясен пока только в общих чертах. В эксперименте ATLAS он имеет три аспекта [27]: 1) получение окончательной интегральной светимости для использования в off-line анализе (при этом также потребуются измерения как для небольших промежутков времени, так и для отдельных банчей); 2) обеспечение быстрого on-line мониторинга светимости для эффективного управления пучками и оптимизации значения светимости, что требует статистической погрешности порядка 5% за несколько секунд и систематической погрешности не более 20%; 3) быстрый контроль за условиями работы ускорителя и фоновыми процессами связанными с пучками, такой, как мониторинг положения вершины взаимодействия (особенно продольной координаты), мониторинг временной структуры пучков (сателлитные банчи, де-банчировка), мониторинг уровня фона (с возможным использованием невзаимодействующих p банчей).

Для измерения абсолютной светимости рассматриваются следующие методы: 1) Использование оптической теоремы, где измеряемыми величинами являются полная скорость счёта pp взаимодействий, R_{tot}, и скорость счёта переднего упругого рассеяния,$dR_{el}/dt(t=0)$. Значение абсолютной светимости вычисляется исходя из следующей формулы:

$$L\frac{dR_{el}}{dt}\bigg|_{t=0} = R_{tot}^2(1+\rho^2)/(16\pi), \tag{1.7}$$

где ρ является отношением действительной части амплитуды переднего упругого рассеяния к мнимой части. Самым сложным здесь является регистрация протонов рассеянных упруго вперед. Для этого потребуются дополнительные специальные детекторы, а также специальные условия работы ускорителя на пониженной светимости порядка $10^{32}cm^{-2}s{-}1$ для устранения эффекта наложения событий (точность не лучше 5-10%). 2) Определение светимости по параметрам пучков (см. формулу (1.3)), где требуется хорошее измерение их поперечных размеров, а также тока банчей и β-функции (точность не лучше 10%). Другой (потенциально более точный, 5-10%) способ – это измерение ширин пучков в точке взаимодействия (метод Ван дер Меера), основанный на поперечном их сканировании. Передние детекторы при этом служат для регистрации относительной интенсивности pp-взаимодействий. Здесь требуются специальные сеансы работы ускорителя с высоким значением β и очень низкой светимостью ($< 10^{30}cm^{-2}s^{-1}$). 3) Измерение светимости по скорости счёта хорошо исследованного процесса с большим сечением (см. ур. (1.1)) предполагается осуществлять с помощью процесса рождения пары лептонов $pp \to ppll$. Здесь исследуются две возможности: рождение электронных пар с малой инвариантной массой и очень малым p_T (требует дополнительных детекторных элементов из-за очень малых углов рассеяния) и центральное (с центральными значениями псевдобыстроты) рождение мюонных пар с бóльшим p_T. Здесь достаточна стандартная конфигурация спектрометра, но скорость счёта будет ниже. В режиме off-line возможно получить точность порядка 2% для интегральной светимости 10 fb^{-1}.

Для относительных измерений светимости рассматриваются счётчики малой площади, помещённые на больших углах рассеяния (для снижения эффекта наложения событий). Возможным кандидатом являются сцинтилляторы tile-калориметра, имеющие мелкую сегментацию (128 делений по азимутальному углу и четыре – по η) и покрывающие $0.8 < |\eta| < 1.6$.

Другим нечувствительным к эффекту наложения событий методом является измерение высоковольтных токов в жидко-аргоновом и tile-калориметрах. Мониторирование тока будет производиться в $\eta - \phi$ областях соответствующих высоковольтной сегментации. Ожидаемый ток в одном канале жидко-аргонового калориметра варьируется от $10\mu A$ при $\eta = 0$ до $50\mu A$ при $\eta = 3.2$.

Наконец, измерению относительной светимости могут служить процессы с чистой сигнатурой и значительным сечением, регистрируемые детекторами всего спектрометра ATLAS. Основным таким кандидатом является рождение Z-бозонов со скоростью счёта распада по лептонному каналу более 10 Hz при номинальной светимости LHC (стат. погрешность 1% за 20 мин). Этот метод, однако, не годится для абсолютных измерений из-за больших погрешностей КХД-расчётов сечений.

Концепция измерения светимости на проектирующемся линейном электрон-позитронном коллайдере TESLA в DESY также как и в предыдущем случае находится в стадии разработки [28]. Здесь, как обычно, имеется два аспекта: качественное интегральное абсолютное измерение, получаемое в режиме off-line и быстрое относительное измерение для мониторирования и оптимизации параметров пучка ускорителя в режиме реального времени.

Точное измерение интегральной светимости будет необходимо для определения массы t-кварка из сечения $t\bar{t}$ у порога, а также для изучения взаимодействия W бозона по сечению W^+W^-. Детектор (LCAL), служащий одновременно и быстрым монитором светимости и малоугловым калориметром предполагается поместить на расстоянии 220 cm по обе стороны от точки взаимодействия. Он будет закрывать кольцевую область с радиусами от 1.2 до 6.2 cm с центром в оси пучка (т.е. угловой аксептанс – от 6 до 28 $mrad$). Для измерения светимости монитор будет регистрировать продукты фоновых реакций. Около $2 \cdot 10^4$ электрон-позитронных пар попадут в LCAL за каждое пересечение банчей, перенося энергию порядка 20 TeV и позволяя контролировать изменение светимости на уровне нескольких сгустков одного банча. Для этого потребуется точность порядка 1% за время 30-50 ns.

LCAL будет служить ещё и защитой для всего детектора от СИ и частиц, рассеянных от последнего фокусирующего квадруполя. Поэтому он будет помещён за 10 cm графита и иметь продольный размер не менее 30 радиационных длин.

В настоящем варианте проекта детектор представляет из себя слоистый калориметр (63 пластины вольфрамового поглотителя толщиной 2 mm, перемежающегося 63-мя активными кремниевыми или алмазными пластинами толщиной в 500 μm). Общая длина одного модуля – 20 cm – составляет 36 радиационных длин. Компоненты калориметра должны будут выдерживать ежегодную дозу в 1 MGy. Энергетическое разрешение LCAL будет определяться не столько внутренним разрешением детектора, сколько ошибкой при вычитании большого фона. Предполагаемое (по результатам Монте-Карло-расчётов) внутреннее разрешение монитора будет иметь следующую зависимость от угла вылета зарегистрированной частицы:

$$\Delta E[GeV] \sim \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus (34.0 - 1.3 \cdot \theta[mrad]). \tag{1.8}$$

2. Эксперимент HERMES

2.1. Физическая задача

Главной задачей монитора является измерение светимости в эксперименте HERMES. Дадим краткое его описание. Эксперимент HERMES (HERA MEasurement of Spin) – это эксперимент по изучению глубоко-неупругого рассеяния (ГНР) поляризованных позитронов (электронов) пучка на нуклонах поляризованной газовой мишени с целью извлечения спиновых структурных функций нуклона [20]. Он осуществляется на накопительном кольце HERA в DESY [1].

За последнее десятилетие несколько экспериментов получили точные данные по поляризационной асимметрии сечения инклюзивного рассеяния, в котором регистрируется только рассеянный лептон. Эти эксперименты показали, что только не более 30% спина нуклона объясняется спином составляющих его кварков. Дальнейшие знания об источнике спина нуклона могут быть получены из исследований полуинклюзивных процессов, в которых вместе с рассеянным лептоном регистрируются адроны. Это даёт способ мечения аромата взаимодействующего кварка, чтобы выделить вклады в спин нуклона отдельных ароматов, включая морские. Интерпретация полуинклюзивных данных упрощается, если возможно идентифицировать тип адрона. Это является центральной темой эксперимента HERMES, который может идентифицировать как пионы, так и каоны.

Физическая программа эксперимента очень обширна. Инклюзивные данные эксперимента имеют систематические погрешности качественно улучшающие мировые данные по x-зависимости и интегралу спиновой структурной функции $g_1(x)$ как для протона, так и для нейтрона (определение x будет дано ниже). Важно отметить, что HERMES получает новые точные данные по полуинклюзивному рассеянию, используя хороший аксептанс спектрометра в сочетании с адронной идентификацией и чистотой мишеней. Накопительное кольцо HERA может наполняться как электронами, так и позитронами с энергией 27.5 GeV.

В дополнение к изучению ГНР с использованием поляризованных газовых мишеней $\vec{H}$, $\vec{D}$ и $^3\vec{H}e$, данные набираются также и с неполяризованными газами $(H_2, D_2, ^3He, N_2, Kr, Ne)$. Последнее позволяет в сравнительно короткие промежутки времени (2-3 недели) набирать большие объемы статистики используемые для изучения важных свойств нуклона не связанных со спином,

[1] HERA – это e-p коллайдер, но HERMES использует только лептонный пучок

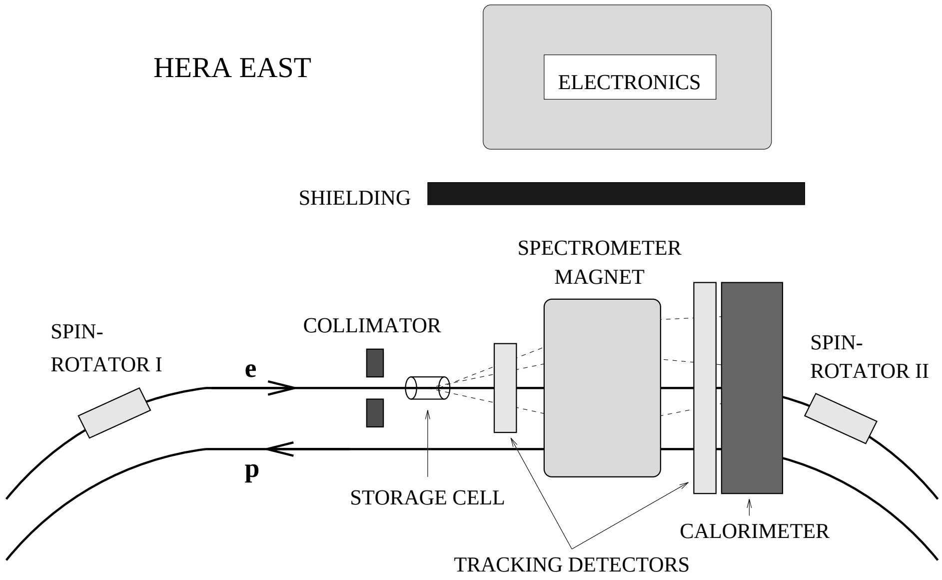


Рис. 2.1.: Схема фрагмента ускорителя HERA в районе зала HERA EAST эксперимента HERMES. Электронный (позитронный) (**e**) и протонный (**p**) пучки находятся в разных вакуумных трубах и разделены расстоянием 72 *cm*. Спин-ротаторы (SPIN ROTATOR) поворачивают поперечную поляризацию в продольную на прямом участке ускорителя перед детектором HERMES и обратно в поперечную на закруглении после неё. Электронный пучок взаимодействует с атомами газа в накопительной камере мишени (STORAGE CELL), которую защищает от СИ коллиматор (COLLIMATOR). Детектор HERMES в основном состоит из трековых камер (TRACKING DETECTORS), спектрометрического магнита (SPECTROMETER MAGNET) и калориметра (CALORIMETER). Считывающая электроника (ELECTRONICS) отделена защитной стеной (SHIELDING) и доступна для обслуживания во время сбора данных. Масштаб не соблюдён.

таких, как асимметрия морских ароматов, а также адронизация в ядрах.

2.2. Поляризованный пучок

Для измерения спиновых структурных функций требуется пучок поляризованных частиц высокой энергии. Чем выше поляризация, тем больше измеряемая асимметрия и тем ниже статистические и систематические ошибки. Для достижения высокой светимости требуется пучок с большим током. Этим требованиям удовлетворяет лептонное накопительное кольцо ускорителя HERA в DESY, которое и было выбрано для эксперимента HERMES. Оптимальнее было бы использовать режим не фиксированной мишени, а коллайдерный режим ускорителя HERA с поляризованным протонным пучком. Однако получение такого

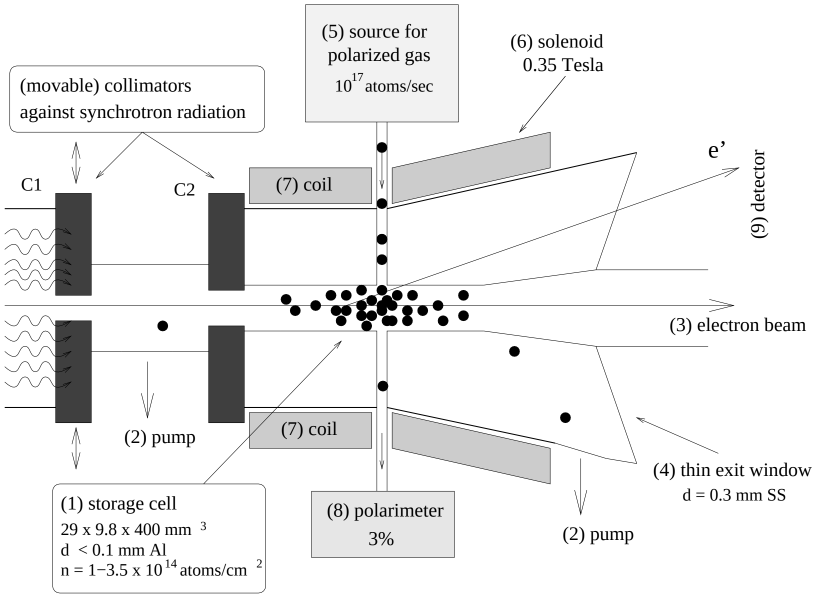


Рис. 2.2.: Схема газовой мишени: (1)-накопительная камера; (2)-насосы; (3)-пучок ускорителя; (4)-тонкая фольга; (5)-источник поляризованного газа; (6)-соленоид; (7)-обмотка магнита; (8)-поляриметр; (9)-детектор

пучка пока не возможно в обозримом будущем,

Электроны (либо позитроны) накапливаются в лептонном кольце HERA, имеющего окружность 6.3 km, банчами с расстоянием 96 ns друг от друга (см. рис.2.1). При этом типичные значения токов достигают $35 - 40$ mA при времени жизни около 10 часов. По причине асимметрии в испускании СИ в накопителе постепенно создается поперечная поляризация электронов пучка (эффект Соколова-Тернова [32]). Нужная для эксперимента продольная поляризация достигается с помощью спин-ротаторов, расположенных до и после спектрометра. При этом продольная поляризация достигает 60% [34]. Для измерения поляризации пучка служат поперечный [33] и продольный [35] поляриметры (на рисунке не показаны).

2.3. Область мишени

Мишень эксперимента HERMES состоит из газа, вдуваемого из источника поляризованных атомов в накопительную камеру с внутренним расположением относительно электронного кольца HERA. В 1995 году использовался поляризованный $^3\vec{H}e$ [29], в то время, как источник атомного пучка (ИАП) использовался в 1996-97 годах для работы $\vec{H}$-мишени [30], а в 1998-2000 годах – для $\vec{D}$-мишени [31]. Также возможно инжектировать неполяризованные газы в накопительную камеру. Следующие газы были использованы для работы в этом режиме: $H_2, D_2,^3He, N_2, Kr, Ne$.

Область мишени схематично показана на рис.2.2. Газ попадает в Т-образную трубку с открытыми концами (т.е. не имеющую окон), которая задерживает атомы газа в области окружающей электронный пучок. Накопительная камера (1) увеличивает газовую плотность мишени почти на два порядка по сравнению со свободным атомным пучком. Атомы газа вытекают из открытых концов накопительной камеры и откачиваются высоко-скоростной дифференциальной насосной системой (2). Таким образом число атомов мишени видимых пучком в районе мишени, достигает максимума при этом минимизируя влияние на накопленный пучок (3) ускорителя. Накопительная камера представляет собой эллиптическую трубку, сделанную из сверх-чистого алюминия толщиной 75 μm и имеющую размеры 9.8 mm в высоту, 29.0 mm в ширину и 400 mm в длину. Камера имеет специальное покрытие (Drifilm) для снижения вероятности рекомбинации атомов в молекулы и смонтирована на алюминиевых рельсах, охлаждаемых газообразным гелием. Переход камеры к пучковой трубе сделан плавным, для подавления спутных полей, которые могут вызвать её нагревание и увеличение эмиттанса пучка. Это было достигнута применением тонких перфорированных трубок. К центру камеры присоединены две трубки: одна – для инжекции атомарного пучка, другая – для возможности отбора некоторого количества газа на анализ в поляриметр и газовый анализатор.

Надо отметить, что количество СИ перед детектором HERMES значительно. Если бы всё оно попадало на камеру мишени, то повредило бы специальное покрытие мишени, и порядка $10^{13} - 10^{14}$ мягких синхротронных фотонов в секунду были бы Комптон-рассеяны в аксептанс спектрометра. Это предотвращается системой из двух коллиматоров (C1 и C2), установленных около мишени. C1 установлен в двух метрах вверх по пучку от мишени и защищает следующий коллиматор от прямой радиации. Он собственно состоит из двух движущихся коллиматоров – одного в горизонтальном и одного в вертикальном направлении. Эти коллиматоры раздвигаются в периоды инжекции пучка и вдвигаются внутрь на довольно близкое, но все же безопасное расстояние от пучка ($15\sigma+$ 0.5 mm) во время работы спектрометра. Типичные размеры пучка ускорителя $\sigma_x = 0.31$ mm и $\sigma_y = 0.07$ mm. C2 имеет фиксированную апертуру, которая несколько больше C1, и находится непосредственно перед накопительной камерой, защищая ее от фотонов рассеянных на C1. Он также защищает камеру от прямого облучения во время инжекции.

Частицы, рассеянные в аксептанс спектрометра покидают камеру мишени через тонкую (0.3 mm) фольгу (4) из нержавеющей стали. Фон от ливней (инициируемых в основном γ от распадов π^0) также снижается путем применения тонкой фольги в корпусе пучковой трубы вблизи мишени вниз по пучку.

В связи с измерениями асимметрии в разделе 7.1.1 будут описаны возможные состояния поляризации водородной мишени и более детальное устройство последней.

2.4. Спектрометр

Эксперимент HERMES находится в Восточном зале комплекса накопительных колец HERA в DESY. Детектор является передним спектрометром обычного типа. Он симметричен относительно центральной горизонтальной защитной пластины, расположенной в магните (см. рис. 2.3).

Полярный и азимутальный углы рассеяния, а также первоначальная траектория для определения импульса частиц измеряются передней трековой системой, состоящей из микростриповой газовой камеры (МСГК, обозначенная как вершинная камера (VC)) и дрейфовых камер (DVC, FC1/2). Измерение импульса производится двумя наборами дрейфовых камер за магнитом (BC1/2 и BC3/4). В дополнение есть три пропорциональные камеры внутри магнита (MC1/3) для улучшения сшивки треков перед и после магнита, а также для определения треков частиц малых импульсов, не достигающих задних частиц спектрометра.

Идентификация частиц призводится калориметром с радиатором из свинцового стекла. ливневым детектором (H2), состоящим из двух радиационных длин свинца и пластического сцинтилляционного годоскопа, детектором переходного излучения (TRD), состоящим из трёх идентичных модулей и пороговым черенковским детектором, который был впоследствии заменён на кольцевой черенковский детектор (RICH). Система идентификации частиц спроектирована с возможностью обеспечить коэффициент режекции адронов на уровне 10^4 для выделения максимально чистой выборки электронов (позитронов) ГНР. Идентификация пионов осуществлялась пороговым черенковским детектором, после замены которого на кольцевой стало возможным отделять пионы от каонов. Калориметр и H2 включены в триггер вместе со вторым годоскопом (H1), помещенным перед TRD. Дополнительный триггерный годоскоп (H0) был включён в 1996 перед FC1 для уменьшения триггерного счёта от фона протонного пучка.

Аксептанс ограничен при малых углах железной пластиной, которая защищает электронный и протонный пучки от магнитного поля спектрометрического магнита. Оба пучка пронизывают спектрометр на расстоянии 72 cm друг от друга. В аксептанс попадают частицы рассеянные на углы в диапазоне ±170 $mrad$ в горизонтальном направлении и между $+(-)40$ $mrad$ и $+(-)140$ $mrad$ в вертикальном направлении. Следовательно углы рассеяния заключены между 40 $mrad$ и 140 $mrad$. Спиновые структурные функции зависят от x ($x = Q^2/2M\nu$, где Q – это четыре-импульс передачи в реакции ГНР, ν – передача энергии от виртуального фотона к нуклону и M – масса нуклона). Переменную x можно интерпретировать, как часть импульса нуклона, несомую взаимодействующим кварком. Диапазон x покрываемый экспериментом HERMES заключён в пределах 0.02-1.0, хотя скорость счёта для $x \geq 0.8$ небольшая, если $W > 2$ GeV (W – инвариантная масса системы фотон-нуклон).

Эксперимент целиком смонтирован на большой платформе, которая может перемещаться по рельсам вместе с электронным трейлером (ЭТ), в котором находится электроника и газовая системы. Для защиты основной части зала

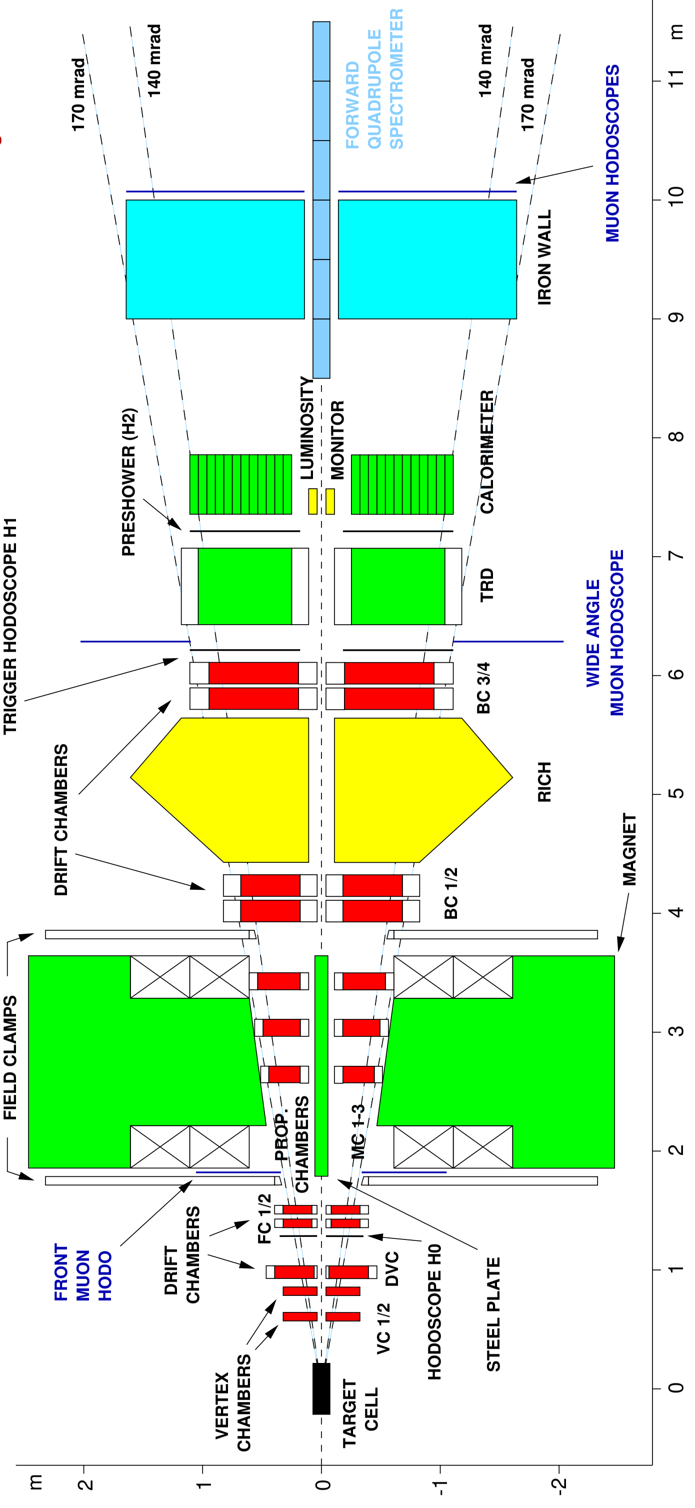


Рис. 2.3.: Схема спектрометра HERMES (вид сбоку)

от радиации между платформой и ЭТ выложена съемная бетонная стена, дающая возможность доступа к электронике во время работы ускорителя. В случае нужды эксперимент может быть полностью выдвинут в укрытие защиты для быстрого (в течение 24-х часов) предоставления возможности доступа трамваю ускорителя HERA для проведения ремонтных работ.

2.5. Задачи монитора светимости

Точное измерение относительной светимости необходимо для измерения асимметрии сечений рассеяния в глубоко-неупругих взаимодействиях с различными состояниями спина, а также для on-line-мониторинга рабочих параметров пучка, мишени (особенно ее плотности) и всего спектрометра. Абсолютное значение светимости необходимо для измерения абсолютных структурных функций и изучения неполяризованного полуинклюзивного рождения адронов.

Измерение светимости (см. подробнее в подразделе 6.2) основано на наблюдении упругого рассеяния позитронов пучка на электронах атомов газовой мишени $e^+e^- \to e^+e^-$ (Bhabha-рассеяние) [4] и их аннигиляции на фотонные пары $e^+e^- \to \gamma\gamma$ [5]. В случае, если HERA наполнена электронным пучком наблюдается Møller-рассеяние $e^-e^- \to e^-e^-$ [6]. Сечения рассеяния известны с большой точностью из квантовой электродинамики, включая радиационные поправки [7]. Подробнее по поводу теории вопроса см. подраздел 2.6.

Для энергии пучка 27.5 GeV угол симметричного рассеяния равен 6.1 $mrad$. Рассеянные частицы покидают пучковую трубу на расстоянии 7.2 m от центра мишени по ходу пучка и регистрируются по совпадению энерговыделения в двух небольших калориметрах (см. рис.2.4).

Из-за размеров пучковой трубы калориметры должны находиться на расстоянии 33 mm от идеальной траектории пучка. С другой стороны, геометрический аксептанс при больших углах рассеяния ограничен размером вакуумной камеры внутри защитной пластины спектрометрического магнита, и имеет в горизонтальной плоскости диапазон от 4.6 до 8.9 $mrad$.

2.6. Сечения рассеяния

Как уже отмечено в подразделе 2.5 светимость в эксперименте HERMES измеряется с помощью процесса упругого рассеяния лептонов пучка ускорителя HERA (с энергией 27.5 GeV) на электронах поляризованных атомов газовой мишени. Результирующая энергия в системе центра масс равна $E_{CM} = 168\ MeV$. Причем в случае позитронного пучка мы имеем дело с Bhabha-рассеянием и электрон-позитронной двухфотонной аннигиляцией, а в случае электронного пучка - с Møller-рассеянием. Электроны атома мишени можно рассматривать как свободные, ввиду того, что энергия их связи в атоме пренебрежимо мала по сравнению с релятивистской энергией частиц пучка. Ниже приводятся сечения

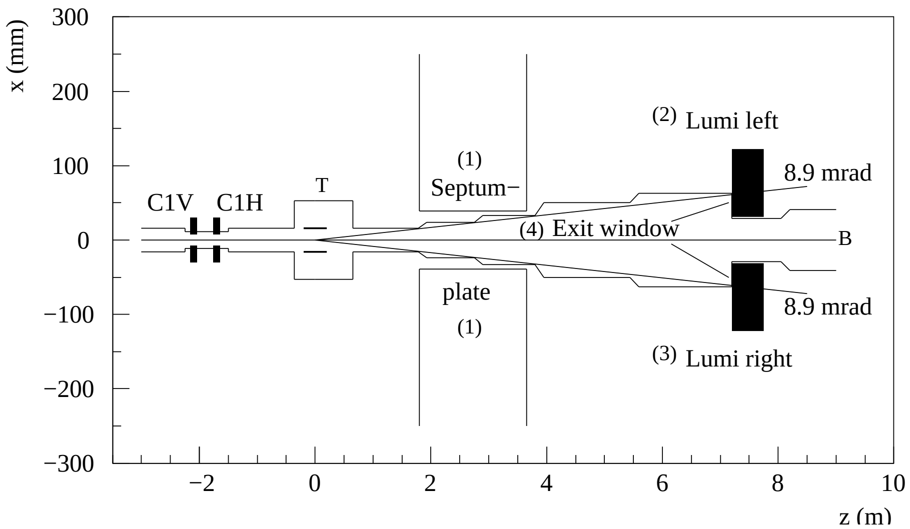


Рис. 2.4.: Схема монитора светимости (вид сверху): (1)-защитная пластина магнита; (2)-левый детектор; (3)-правый детектор; (4)-выходное окно; C1H-вертикальная часть коллиматора C1; C1V-горизонтальная часть коллиматора C1; B-пучок ускорителя; T-газовая мишень

этих процессов, полученные с помощью теории квантовой электродинамики, включая случай поляризованных частиц.

2.6.1. Рассеяние позитрона на электроне

В принципе возможны два процесса:

- Упругое рассеяние $e^+e^- \to e^+e^-$ (Bhabha-рассеяние).
- Аннигиляция $e^+e^- \to \gamma\gamma$ (случай только одного фотона в конечном состоянии исключен кинематикой процесса). В принципе существует несколько возможных конечных состояний, например, пара $\mu^+ \mu^-$. Однако, порог их образования превышает энергию в системе центра масс данной реакции в эксперименте HERMES.

Обе реакции хорошо изучены в рамках теории квантовой электродинамики и коротко описаны ниже.

$e^+e^- \to e^+e^-$

Упругое электрон-позитронное рассеяние (M.Bhabha, 1936) можно представить в виде:

$$e^+(p_+, s_+) + e^-(p_-, s_-) \;\longrightarrow\; e^+(p'_+, s'_+) + e^-(p'_-, s'_-) \;, \tag{2.1}$$

где $p_\pm$ и $s_\pm$ обозначают четыре-импульс и спин позитронов (электронов) до рассеяния, а $p'_\pm$ и $s'_\pm$ соответствующие величины после рассеяния. В наименьшем

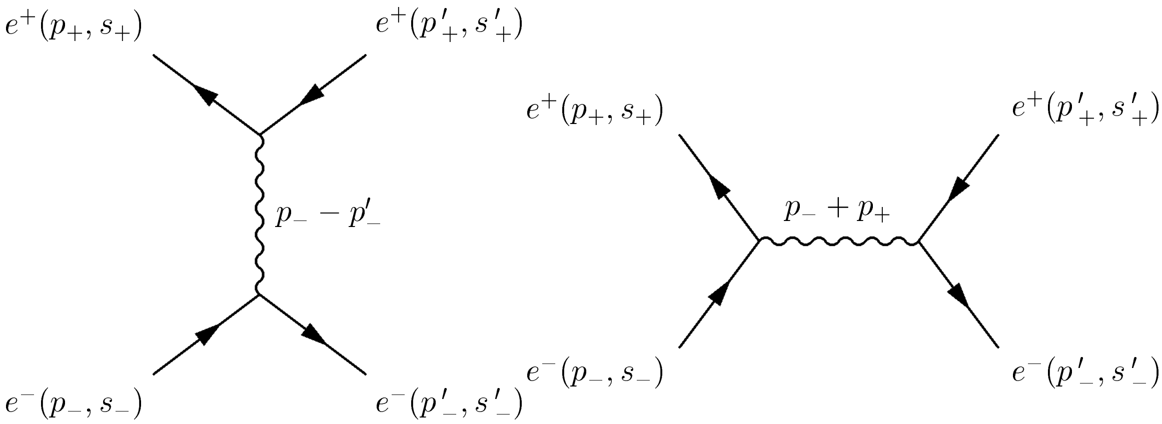


Рис. 2.5.: Диаграмма Фейнмана Bhabha-рассеяния в теории возмущений второго порядка.

неисчезающем порядке теории возмущений имеются два вклада в амплитуду перехода, графически изображённые на рис.2.5. Левая диаграмма Фейнмана представляет собой так называемый обменный член, в котором взаимодействие между двумя частицами происходит с помощью обмена виртуальным фотоном. На правой диаграмме – аннигиляционный член, в котором обе частицы аннигилируют в виртуальный фотон, снова порождающий их в конечном состоянии.

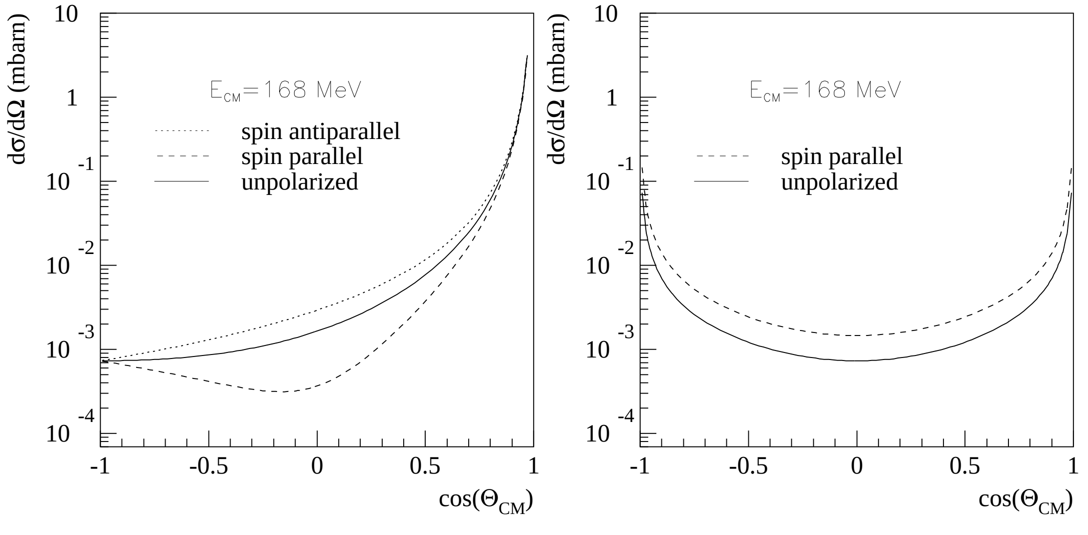
При расчёте сечения рассеяния каждый член складывается когерентно, при этом в неполяризованном случае нужно учесть все возможные состояния спина таким образом, что после возведения амплитуды в квадрат она должна быть усреднена по всем спиновым комбинациям исходных состояний и просуммированна по спиновым комбинациям конечных состояний.

В ультрарелятивистском пределе $m_e/E_{CM} \ll 1$ для дифференциального сечения неполяризованного Bhabha-рассеяния во втором порядке теории возмущений имеем [66]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}}\right)^{e^+e^-}_{unpol} = \frac{r_e^2 m_e^2}{4E_{CM}^2}\frac{(3+\cos^2\theta_{CM})^2}{(1-\cos\theta_{CM})^2}, \qquad (2.2)$$

где r_e - классический радиус электрона, m_e - его масса, Ω_{CM} - телесный угол, θ_{CM} - полярный угол в системе центра масс.

Сечение убывает с квадратом энергии в системе центра масс, что является характерной чертой всех процессов электромагнитного взаимодействия. Об этом также свидетельствует характерная угловая зависимость, показанная сплошной линией на рис. 2.6(a) для данного значения E_{CM}. При рассеянии вперед ($\cos\theta_{CM} = 1$) выражение (2.2) расходится.



(a) (b)

Рис. 2.6.: Поляризованное сечение Bhabha-рассеяния (a) и электрон-позитронной двухфотонной аннигиляции (b). Сплошной линией показан неполяризованный случай.

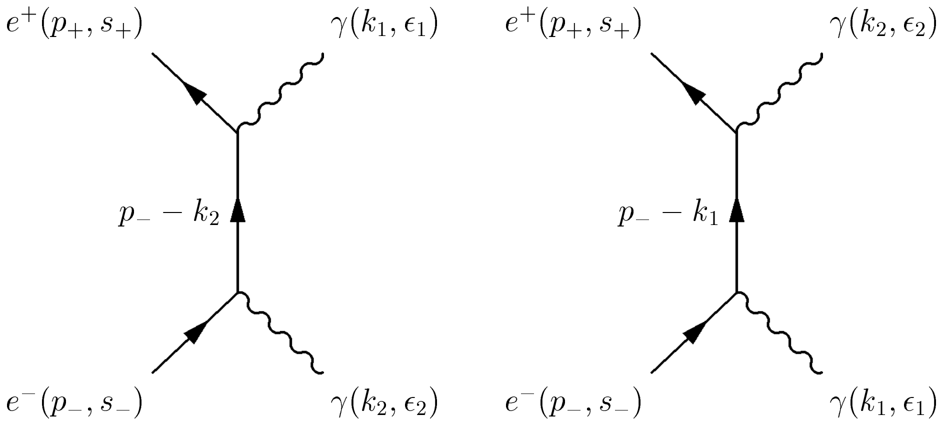


Рис. 2.7.: Феймановские диаграммы электрон-позитронной двухфотонной аннигиляции в два фотона.

$e^+e^- \to \gamma\gamma$

Наряду с Bhabha-рассеянием позитрона на электроне в наших условиях также может происходить их аннигиляция с образованием двух реальных фотонов:

$$e^+(p_+, s_+) + e^-(p_-, s_-) \;\longrightarrow\; \gamma(k_1, \epsilon_1) + \gamma(k_2, \epsilon_2)\ . \tag{2.3}$$

Здесь $k_{1,2}$ обозначают четыре-импульс, $\epsilon_{1,2}$ – вектор поляризации фотонов.

Обе фейнмановские диаграммы, делающие вклад в амплитуду рассеяния в теории возмущения второго порядка показаны на рис. 2.7. При расчёте сечения обе диаграммы складываются когерентно в матричном элементе амплитуды рассеяния, при этом по причине статистики Бозе относительные знаки обеих амплитуд положительны. Роль суммирования по всем спиновым комбинациям конечного состояния здесь выполняет суммирование по всем поляризациям выходящих фотонов.

В ультрарелятивистском пределе дифференциальное сечение рассеяния имеет вид [66]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}}\right)^{\gamma\gamma}_{unpol} = \frac{r_e^2 m_e^2}{E_{CM}^2}\frac{(1+\cos^2\theta_{CM})}{(1-\cos^2\theta_{CM})}, \tag{2.4}$$

Как видно из 2.6(b) это сечение (сплошная линия) также расходится как для рассеяния вперед ($\cos\theta_{CM} = 1$), так и для рассеяния назад ($\cos\theta_{CM} = -1$). Причина опять в том, что на краях кинематической области реакции нельзя более пренебрегать радиационными поправками [47].

Поляризованный случай

До сих пор мы рассматривали только случай неполяризованного взаимодействия позитрона с электроном, т.е. поляризация спина обоих партнёров не учитывалась. Поэтому при расчёте сечений рассеяния (2.2) и (2.4), чтобы охватить все возможные спиновые ориентации, амплитуда рассеяния была усреднена по всем спиновым состояниям исходных частиц и просуммированна по всем спинам конечного состояния.

Однако, уже во втором порядке теории возмущений возникает зависимость сечения от поляризации исходных частиц. На установке HERMES мы имеем дело как раз с таким случаем, потому что лептонный пучок HERA имеет естественную поляризацию (см. подраздел 2.2), а газовая мишень может иметь состояния с электронной поляризацией, которые можно произвольно включать при необходимости (см. подраздел 2.3).

В случае поляризованных частиц в начальном состоянии сечение Bhabha-рассеяния имеет вид:

$$\begin{aligned}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}}\right)^{e^+e^-} &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}}\right)^{e^+e^-}_{unpol}\left(1+\vec{\xi}_p\cdot\mathbf{A}^{e^+e^-}\cdot\vec{\xi}_e\right)\\ &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}}\right)^{e^+e^-}_{unpol}\left[1+\sum_{i,j\,=x,y,z} a_{ij}^{e^+e^-}\,P_{\mathrm{S}}^i\,P_{\mathrm{T}}^j\right]\,.\end{aligned} \tag{2.5}$$

где $\mathbf{A}^{e^+e^-}$ – матрица коэффициентов асимметрии, а $\vec{\xi}_p$ und $\vec{\xi}_e$ – векторы поляризации позитрона и электрона. Индексы i и j пробегают значения компонент x, y и z в координатной системе

$$\boldsymbol{e_z} = \frac{\boldsymbol{p}_+}{|\boldsymbol{p}_+|}, \quad \boldsymbol{e_y} = \frac{\boldsymbol{p}_+ \times \boldsymbol{p}'_+}{|\boldsymbol{p}_+ \times \boldsymbol{p}'_+|} \quad \text{und} \quad \boldsymbol{e_x} = \boldsymbol{e_y} \times \boldsymbol{e_z}, \tag{2.6}$$

где $\boldsymbol{p}_+$ и $\boldsymbol{p}'_+$ – векторы импульсов налетающего и рассеянного позитрона. Ось z направлена вдоль импульса позитронов пучка, ось y – перпендикулярна плоскости рассеяния, ось x лежит в этой плоскости. Отметим, что в выражении (2.5) нет членов линейных по векторам поляризации исходных частиц. Это означает, что сечение рассеяния зависит от поляризации только в том случае, если поляризованы как позитроны пучка, так и электроны мишени.

В эксперименте HERMES имеется только продольная (относительно направления движения позитронов пучка) поляризация, поэтому в (2.5) зануляются все слагаемые, кроме $a_{zz}^{e^+e^-}$, так, что в ультрарелятивистском пределе дифференциальное сечение принимает вид [67]:

$$\begin{aligned}\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_{CM}}\right)^{e^+e^-} &= \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_{CM}}\right)^{e^+e^-}_{unpol} \left(1 + a_{zz}^{e^+e^-} P_{\mathrm{S}} P_{\mathrm{T}}\right) \\ &= \frac{\alpha^2}{4E_{CM}^2}\frac{(3+\cos^2\theta_{CM})^2}{(1-\cos\theta_{CM})^2}\left(1 - \frac{\sin^2\theta_{\mathrm{CM}}(7+\cos^2\theta_{\mathrm{CM}})}{(3+\cos^2\theta_{\mathrm{CM}})^2} P_{\mathrm{S}} P_{\mathrm{T}}\right) .\end{aligned} \tag{2.7}$$

P_{S} и P_{T} – степень поляризации позитронов пучка и электронов мишени соответственно.

Для поляризованного сечения электрон-позитронной двухфотонной аннигиляции также имеем:

$$\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{CM}}}\right)^{\gamma\gamma} = \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{CM}}}\right)^{\gamma\gamma}_{\mathrm{unpol}} \left(1 + \vec{\xi}_p \cdot \mathbf{A}^{\gamma\gamma} \cdot \vec{\xi}_e\right) , \tag{2.8}$$

где коэффициент асимметрии $a_{zz}^{\gamma\gamma}$ в ультрарелятивистском пределе является константой ([68]), так что:

$$\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{CM}}}\right)^{\gamma\gamma} = \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{CM}}}\right)^{\gamma\gamma}_{\mathrm{unpol}} (1 + a_{zz}^{\gamma\gamma} P_{\mathrm{S}} P_{\mathrm{T}}) = \frac{\alpha^2}{E_{\mathrm{CM}}^2}\frac{(1+\cos^2\theta_{\mathrm{CM}})}{\sin^2\theta_{\mathrm{CM}}}(1 + P_{\mathrm{S}} P_{\mathrm{T}}) . \tag{2.9}$$

Зависимость поляризованных сечений (2.7) и (2.9) от косинуса угла рассеяния в системе центра масс показана на рис.2.6. Штриховая линия соответствует параллельной ориентации спинов частиц пучка и мишени, пунктирная

– антипараллельной их ориентации, а сплошной линией для сравнения показан неполяризованный случай. Степень поляризации положена $|P_S|=|P_T|=1$

Как видно из рисунка, сечения для параллельной ориентации спинов заметно отличаются от антипараллельной. Возникающая асимметрия является типичной для всех электромагнитных фермион-фермион взаимодействий. Спиновая асимметрия в глубоко-неупругом рассеянии лептона на протоне, измерением которой занимается эксперимент HERMES (см. подраздел 2.1), относится к тому же типу.

Сечение рассеяния при двухфотонной аннигиляции с антипараллельным положением спинов для полной продольной поляризации исчезает в релятивистском пределе. Отметим, что, если для Bhabha-рассеяния сечение в случае антипараллельных спинов имеет большее значение, чем для параллельных, то для электрон-позитронной двухфотонной аннигиляции имеется обратное соотношение. Кроме того, как следует из (2.7) и (2.9), коэффициент асимметрии $a_{zz}^{e^+e^-}$ всегда меньше нуля, тогда как $a_{zz}^{\gamma\gamma} = 1$, естественно всегда положителен. В случае, если детектор не может различить один процесс от другого, как это имеет место для монитора светимости спектрометра HERMES, то обе асимметрии частично друг друга компенсируют, ослабляя эффект поляризации. Вопрос измерения монитором светимости спиновой асимметрии рассеяния пучка поляризованных позитронов на поляризованных электронах атомов газовой мишени будет подробно обсуждаться в главе 7.

2.6.2. Рассеяние электрона на электроне

Если ускоритель HERA работает в режиме наполнения электронами, то возможность аннигиляции с образования фотонных пар отсутствует и мы имеем только возможность упругого рассеяния электрона на электроне. Оно хорошо изучено в рамках теории квантовой электродинамики также как и в предыдущем случае.

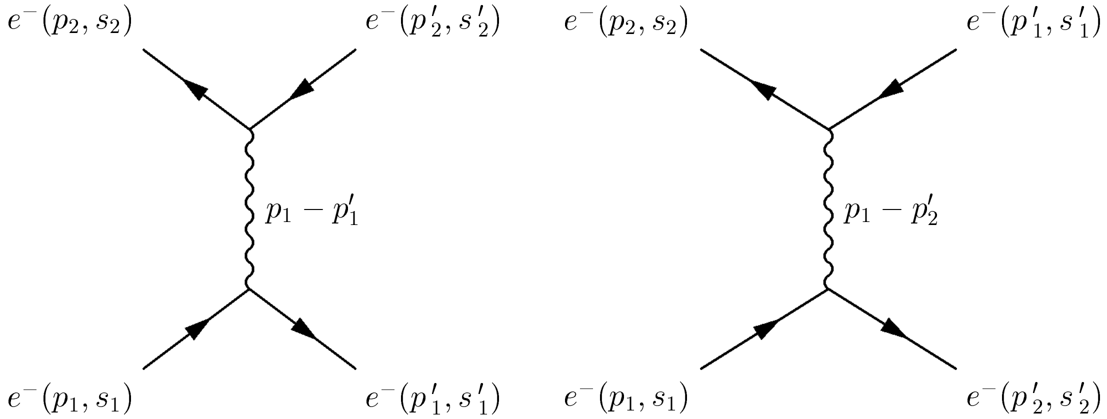


Рис. 2.8.: Диаграмма Фейнмана Møller-рассеяния в теории возмущений второго порядка.

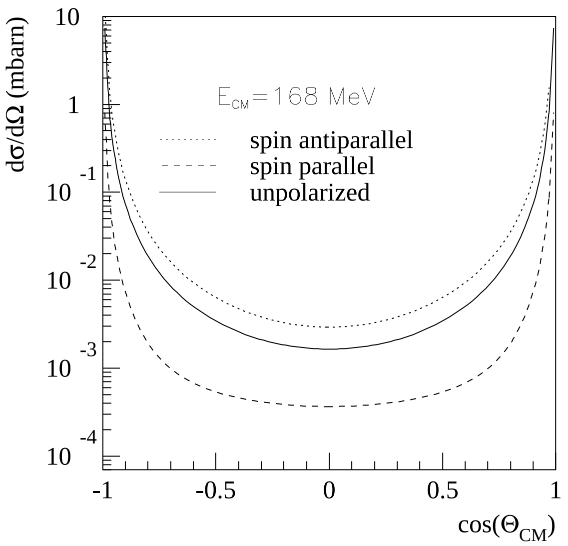


Рис. 2.9.: Сечение Møller-рассеяния во втором порядке теории возмущений. Сплошная линия – неполяризованный случай

Упругое электрон-электронное рассеяние (Ch.Møller, 1932) можно представить в виде:

$$e^-(p_1, s_1) + e^-(p_2, s_2) \;\longrightarrow\; e^-(p'_1, s'_1) + e^-(p'_2, s'_2)\ , \tag{2.10}$$

где p_i и s_i обозначают четыре-импульс и спин электронов до рассеяния, а p'_i и s'_i соответствующие величины после рассеяния. В наименьшем неисчезающем порядке теории возмущений имеются два вклада в амплитуду перехода, графически изображенные на рис.2.8. Правая диаграмма получается из левой простой перестановкой $1 \leftrightarrow 2$ в конечном состоянии, так как оба электрона неотличимы между собой. Поэтому, по правилам квантовой механики, они дают вклады с разными знаками в амплитуду рассеяния.

В ультрарелятивистском пределе $m_e/E_{CM} \ll 1$ для дифференциального сечения неполяризованного Møller-рассеяния во втором порядке теории возмущений имеем формулу [66]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}}\right)^{e^-e^-}_{unpol} = \frac{r_e^2 m_e^2}{4E_{CM}^2}\frac{(3+\cos^2\theta_{CM})^2}{(1-\cos^2\theta_{CM})^2}, \tag{2.11}$$

Как видно из графика на рис.2.9 угловая зависимость сечения Møller-рассеяния аналогична случаю электрон-позитронной двухфотонной аннигиляции (см. рис.2.6(b)) и для нее справедливы те же замечания.

Поляризованный случай

В случае поляризованных частиц для сечения рассеяния также верна формула (2.5), которая в ультрарелятивистском приближении для случая продольной поляризации имеет вид [67]:

$$\begin{aligned}\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{C}M}}\right)^{e^-e^-} &= \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{C}M}}\right)^{e^-e^-}_{\mathrm{u}npol}\left(1+a_{zz}^{e^-e^-}P_{\mathrm{S}}P_{\mathrm{T}}\right)\\ &= \frac{r_e^2 m_e^2}{4E_{CM}^2}\frac{(3+\cos^2\theta_{CM})^2}{(1-\cos^2\theta_{CM})^2}\left(1-\frac{8-(1-\cos^2\theta_{\mathrm{CM}})^2}{9-\cos^2\theta_{\mathrm{CM}}(1-\cos^2\theta_{\mathrm{CM}})}P_{\mathrm{S}}P_{\mathrm{T}}\right)\ .\end{aligned} \tag{2.12}$$

На рис.2.9 видно как также заметно отличаются сечение для различных ориентаций спина. Эффект спиновой асимметрии Møller-рассеяния был применен для измерения поляризации в ряде поляриметров в различных экспериментах (см. Введение к главе 7).

В данной же диссертации рассматривается только вопрос измерения асимметрии Bhabha-рассеяния (см. главу 7).

3. Устройство монитора

Так как монитор светимости является электромагнитным калориметром, то принцип его действия основан на измерении энергии, поглощённой кристаллическим радиатором при попадании в него релятивистских электронов и γ-квантов, и вызывающих в нём электромагнитный ливень. Заряженные частицы ливня испускают черенковское излучение, которое служит мерой энергии первичной частицы. Монитор имеет годоскопическую структуру и состоит из двух отдельных идентичных калориметров по 12 каналов в каждом, уложенных в матрицу 3×4. Отдельный канал представляет собой кристаллический параллелепипед размером 22×22×200 mm^3 , в задний торец которого смотрит фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) (см рис.3.1). Параллелепипед изготовлен из кристалла NBW ($\mathrm{NaBi(WO_4)_2}$), описанного ниже в разделе 3.1. Для увеличения светосбора каждый кристалл обернут в фольгу из алюминизированного майлара толщиной 25 μm. Оптический контакт кристалла с ФЭУ осуществляется с помощью специальной оптической смазки Rhodorsil фирмы Rhône–Poulenc с показателем преломления $n = 1.41$. ФЭУ (описанные ниже в 3.2) вместе с делителями помещены в полиамидную ячеистую структуру и прижимаются к кристаллам спиральными пружинами. Стекловолокна лазерной мониторирующей системы проходят внутри специальных трубок в ячеистой структуре. Своими концами с оптическими штекерами стекловолокна прижаты к той же грани кристалла, к которой присоединён ФЭУ. Данная сборка помещена в стальной светозащищённый корпус, экранирующий ФЭУ от магнитного поля, толщиной 5 mm и внешними размерами 90×110×530 mm^3. Со стороны пучковой трубы толщина стенок снижена до 1 mm, чтобы возможно максимально приблизить активную область детектора к трубе для увеличения геометрического аксептанса.

3.1. Кристаллический радиатор

В качестве радиатора монитора был выбран кристалл $NaBi(WO_4)_2$ (NBW) [36, 37, 38, 39, 40, 41], максимально удовлетворяющий поставленным перед детектором задачам, для которых наиболее целесообразно применение черенковских кристаллов, так как, по сравнению со сцинтилляторами, они не чувствительны к низко-энергетическому фону и имеют значительно более быстрые временные характеристики. Кристаллы были выращены методом Чохральского из

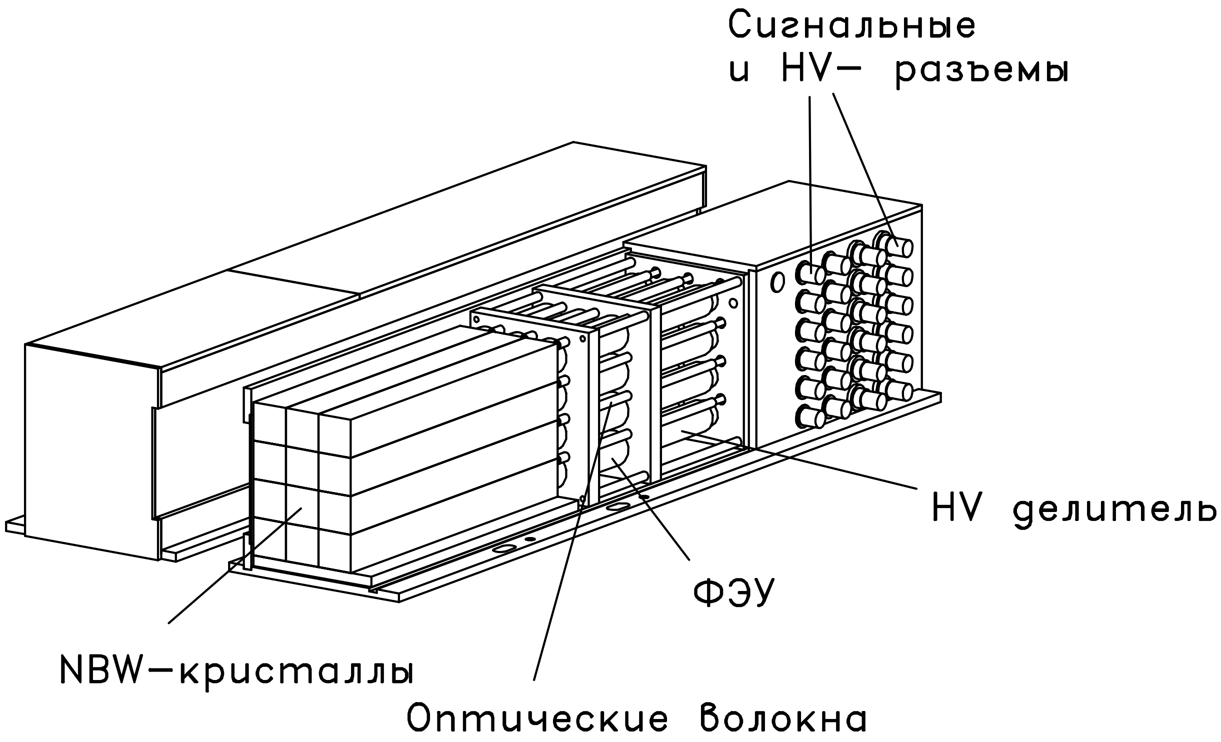


Рис. 3.1.: Внешний вид монитора

расплава $Na_2O_3 : Bi_2 : WO_3$ во Всероссийском НИИ синтеза минерального сырья, ВНИИСИМС (г. Александров).

Основные свойства кристалла NBW в сравнении с некоторыми сцинтилляторами и черенковскими радиаторами приведены в таблице 1.2). Главным в этих свойствах является то что он бобладает ольшой плотностью (7.57 g/cm^3), малой радиационной длинной (1.03 cm) и высокой радиационной-стойкостью (около 70 $Mrad$). Такие требования связаны с тем, что монитор находится в непосредственной близости от пучковой трубы, где имеется значительный радиационный фон, а дефицит имеющегося пространства и хорошее временное разрешение для введения в триггер требуют компактности его размеров. Хорошее энергетическое разрешение для монитора светимости не так важно, как перечисленные выше свойства, поэтому NBW кристалл предпочтителен сцинтилляторам. Что касается других черенковских радиаторов, то по сравнению с ними NBW гораздо более радиационно стоек, и не токсичен, как наиболее стойкий из них – KRS [42, 43, 44]. Так же NBW не является гигроскопичным, что устраняет необходимость защищать его от влаги.

По сравнению со сцинтилляторами выход черенковского света в кристалле NBW не велик, как и в других черенковских кристаллах, и составляет около 20 фотонов на MeV [40], а благодаря высокому показателю преломления ($n = 2.15$) довольно заметная часть фотонов не могут покинуть кристалл (запирание света) из-за полного внутреннего отражения. К тому же оптическая прозрачность кристалла начинается только от $\sim 380\ nm$ и возрастает сравнительно медленно

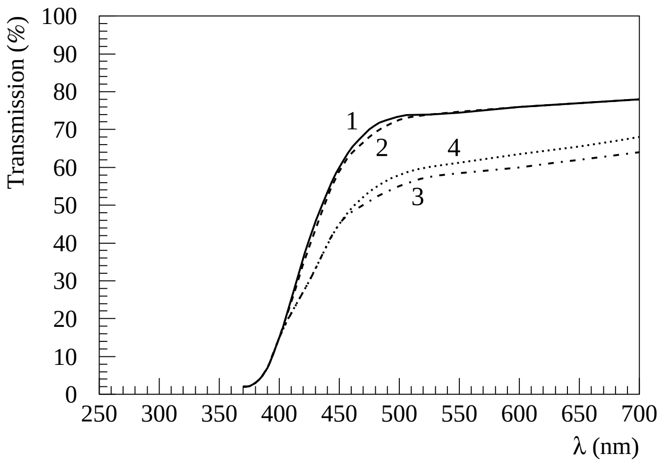


Рис. 3.2.: Кривая оптического пропускания кристалла NBW толщиной 10 cm перед и после γ-облучения [38] (1- перед облучением, 2- после облучения дозой 10^5 Gy, 3- 10^6 Gy, 4- после 50 суток восстановления после облучения).

с увеличением длины волны (см. рис. 3.2). Эти причины обуславливают худшее энергетическое разрешения черенковских по сравнению со сцинтилляционными калориметрами, но, как уже отмечено, для монитора светимости высокое энергетическое разрешение не так важно, как радиационная стойкость и быстрота формирования электронного сигнала. Вопрос энергетического разрешения детально описан в подразделе 4.3.

Рис. 3.2 иллюстрирует радиационную стойкость кристалла NBW. Показаны кривые пропускания кристаллов толщиной 10 cm перед и после γ-облучения от источника ^{60}Co. Как видно, кривая (2) для дозы 10^5 Gy практически не отличается от необлучённой (1). Заметное ухудшение пропускания наблюдается только для дозы 10^6 Gy (3), которое довольно плохо восстанавливается даже после 50-ти дневной восстанавливающей паузы (4).

Сейчас проводятся исследования по дальнейшему улучшению радиационной стойкости кристаллов NBW путем уменьшения уровня дефектов на которых возникают центры оптического поглощения. Достигнут определённый прогресс в этом направлении при допировании кристаллов ионами Sc^{3+} [45].

3.2. Фотоумножители

В качестве детекторов черенковских фотонов использовались фотоэлектронные умножители Hamamatsu R4125Q с кварцевым окном, пропускающим по сравнению с обычным окном больше черенковского света. Основные свойства этого

размеры	диаметр	19 mm
	длина	88 mm
материал окна		кварцевое
фотокатод	материал	бищелочной
	диаметр	15 mm
	спектр. чувствит. при 420 nm	90 mA/W
	максим. квантовый выход	27 %
диноды	структура	лин. фокусировка
	число ступеней	10
	материал	CuBe
усиление		$8.7 \cdot 10^5$
темновой ток		10 nA
временные хар-ки	время нарастания	2.5 ns
	время жизни фотоэлектронов	16 ns
	неопред. времени жизни (FWHM)	0.85 ns
линейность	отклонение ±2 %	100 mA
	отклонение ±5 %	170 mA

Таблица 3.1.: Свойства фотоумножителей Hamamatsu R4125Q [46].

ФЭУ приведены в таблице 3.1.

ФЭУ имеет диаметр 19 mm и длину 88 mm. В качестве материала окна выбрано радиационно-стойкое кварцевое стекло ($n = 1.47$ при $\lambda = 400$ nm). В то время, как обычное боросиликатное стекло темнеет уже при незначительных дозах, кривая пропускания кварцевого стекла остается практически без изменений даже после γ-облучения дозой $4.4 \cdot 10^5$ Gy [47]. Спектральная чувствительность бищелочного фотокатода диаметром 15 mm лежит в диапазоне длин волн от 160 до 650 nm и достигает максимума в 90 mA/W при 420 nm. Квантовый выход, т.е. отношение числа испущенных фотоэлектронов к числу упавших на катод фотонов, равен 27%. С помощью 10-ступенчатой динодной системы с линейной фокусировкой и медно-бериллиевым покрытием достигается усиление до $8.7 \cdot 10^5$. Благодаря быстрому времени нарастания сигнала в 2.5 ns и малому разбросу времени жизни фотоэлектронов в 0.85 ns достигается хорошее временное разрешение необходимое для введение сигнала в триггер.

Каждый ФЭУ помещён в тонкостенный металлический цилиндр из μ-металла для защиты от внешних магнитных полей малой интенсивности.

В качестве делителя высокого напряжения используется Hamamatsu E2253MOD (см.рис.3.3), который оптимизирован для хорошей линейности (между анодным током и попавшим в ФЭУ количеством света) в большом диапазоне амплитуды сигналов.

При анодном токе до 100 mA (170 mA) отклонение от линейности составляет около ±2 %(±5 %). Нелинейность возникает преимущественно по причине образования пространственного заряда в районе последних ступеней фотоумно-

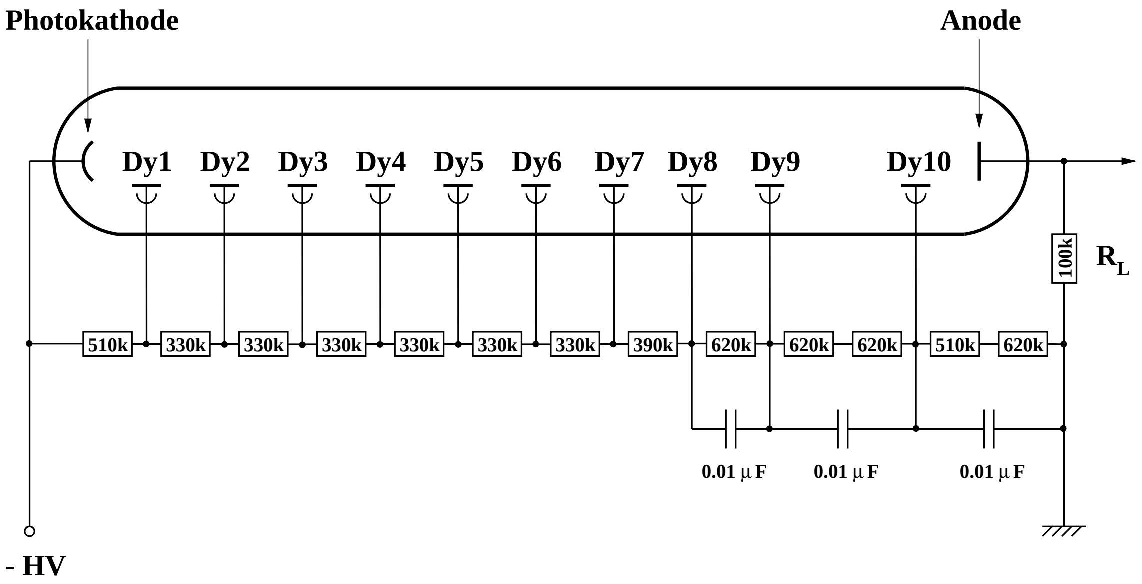


Рис. 3.3.: Делитель Hamamatsu E2253MOD.

жителя. Для повышения линейности усиливают напряженность электрического поля, используя повышенное сопротивление на последних динодах. Конденсаторы выполняют задачу обеспечения постоянного потенциала на них. Дополнительное нагрузочное сопротивление $R_L = 100$ kΩ между анодом и землёй служит для своевременного стекания анодного заряда в целях защиты подключённой электроники.

В течение периода сбора данных 1995-1996 на фотоумножители подавалось напряжение питания в диапазоне от 1300 до 1600 V. Такие значения оказались слишком высокими для больших частот регистрируемых событий (порядка нескольких десятков килогерц выше порога 4.5 GeV), что привело к высоким анодным токам, повредившим последние диноды и, как следствие этого, постоянному во времени уменьшению коэффициента усиления. После понижения рабочего напряжения до значений от 1000 до 1200 V и эксплуатации фотоумножителей в этом режиме начиная с сентября 1996 года проблема была в основном решена – дрейф усиления во времени сильно уменьшился (см. подраздел 6.1.4). Однако, для восстановления результирующего усиления с целью удержания сигнала на входе в аналого-цифровой преобразователь в заданном диапазоне, потребовалось увеличить сигнал с ФЭУ с помощью усилителей LeCroy 612A (см. подробнее о схеме считывающей электроники в подразделе 3.5).

3.3. Движущийся стол

С целью снижения радиационной нагрузки на кристаллы и ФЭУ монитор смонтирован на специальном движущимся столе, который отъезжает от электронного пучка ускорителя на $20cm$ в периоды инжекции или сброса пучка. Используется движущийся стол типа KR 3306 AE + 400 LH фирмы THK, в котором для повышения радиационной стойкости пластиковые детали заменены на металлические. Стол приводится в движение шаговым двигателем типа Phytron RSS 65.200.5 класса S1 (10^2 Gy) защиты от радиации, которым управляет программируемый контроллер Phytron IXE–α–C–T, подсоединённый к внешнему компьютеру через интерфейс RS232. Система обеспечивает позиционную точность около 0.06 mm. Для своевременной остановки стола в рабочих положениях (возле вакуумной трубы - во время сбора данных и в положении парковки - во время инжекции или сброса пучка) используются индуктивные концевые выключатели типа Omron TL3–W3MB27. Для смазки движущихся частей используется радиационно-стойкая консистентная смазка Molub–Alloy 2115–2.

3.4. Система лазерного мониторинга

Для отслеживания изменения калибровки монитора по причине, например, радиационных повреждений, имеется система лазерного мониторинга: оптические волокна, вмонтированные в корпус детектора подводят к кристаллам каждого из 24-х каналов импульсы света длительностью несколько наносекунд, различной интенсивности, приходящего с частотой около 3 Hz от лазера ($\lambda = 500nm$) общей системы мониторирования установки HERMES. В системе имеется фотодиод, сигнал от которого является реперным. Данная система имеет возможность отслеживать только относительные изменения калибровки во времени (стат. точность 2.4%).

3.5. Триггер и система сбора данных

Триггерная система служит для отделения полезных событий от фоновых. События Bhabha-рассеяния и $e^+ - e^-$-аннигиляции, используемые для измерения светимости, имеют высокое энерговыделение в обоих детекторах. Поэтому триггерный сигнал вырабатывается в случае, если в них одновременно произошло энерговыделение, превышающее порог примерно в 5 GeV. Так как большинство фоновых событий имеют высокое энерговыделение только в одном детекторе, то таким методом достигается довольно чистый отбор полезных событий. Однако для абсолютной калибровки монитора требуются события упругого рассеяния позитронов (электронов пучка) на ядре газовой мишени, которые характеризуются высоким энерговыделением (в районе энергии пучка 27.5 GeV) только в одном детекторе. Для отбора таких событий дополнительно введен специальный триггер.

Блок-схема электроники системы триггера и сбора данных приведена на рис.3.4.

Амплитудный сигнал с ФЭУ усиливается в 10 раз усилителем и делится в отношении 1:7. Одна часть (1/8) подается в цепь триггерной логики, имеющей

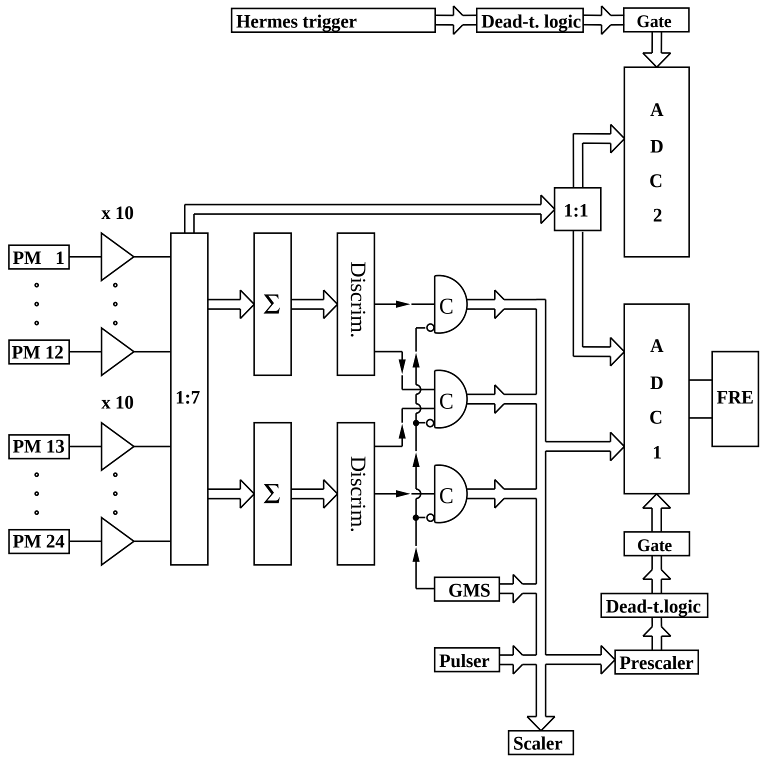


Рис. 3.4.: Блок-схема электроники системы триггера и сбора данных монитора

сумматоры и дискриминаторы, отбирающие просуммированные по каждому из двух детекторов сигналы выше порога в 5 GeV, приходящие как от каждого детектора в отдельности, так и одновременно от обоих. Другая часть (7/8) делится пополам между так наз. 'быстрой' и 'физической' ветвями. 'Быстрая' ветвь служит непосредственно для измерения светимости и содержит в себе счётчик совпадений левого и правого детекторов, служащий для измерения светимости, а также амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП - ADC1), служащий для измерения энергии и калибровки монитора и запускаемый триггерным сигналом суммарного энерговыделения как в каждом детекторе в отдельности, так и двух вместе. Она приспособлена для обработки событий высокой частоты введением буфера (на рис. обозначен как FRE), накапливающего 500 событий и инжектирующего их одним блоком в общую систему сбора данных HERMES. 'Физическая' ветвь содержит АЦП (ADC2), запускаемый общей триггерной системой установки HERMES, и служит для регистрации событий, относящихся к физическим задачам эксперимента (например, регистрация рассеянного под малым углом электрона пучка после рождения J/Ψ-частицы, зарегистрированной установкой). Эту ветвь можно также использовать для проверки работоспособности 'быстрой' ветви. Обе ветви имеют предварительные делители частоты, с помощью которых можно регулировать частоту запускающих сигналов, вводящих коэффициент между количеством приходящих и количеством реальных

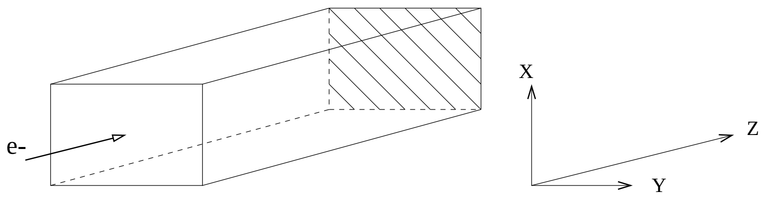


Рис. 3.5.: Схема геометрии моделирования. Пучок моноэнергичных электронов попадает в центр передней грани вдоль продольной оси Z (показано стрелкой). Заштрихована задняя грань, одновременно упрощённо являющаяся в расчётах фотокатодом ФЭУ.

запусков АЦП. С помощью логики мёртвого времени устраняется возможность запуска АЦП от следующего события, пока не закончилась оцифровка текущего.

Такая схема имеет пропускную способность около $100 - 200\ Hz$ без влияния на мёртвое время главной системы сбора данных HERMES.

3.6. Оптимизация конструкции методом Монте-Карло

В ходе конструирования монитора после выбора основной конфигурации калориметра (тип кристаллов, фотодетектор, базовые размеры) были сделаны расчёты методом компьютерного моделирования с целью оптимизации некоторых его параметров для улучшения энергетического разрешения. В частности рассматривались такие два параметра, как длина кристаллического радиатора и диапазон поглощения оптического фильтра.

3.6.1. Длина радиатора

Возможность оптимизации длины кристаллического радиатора калориметра основана на том эффекте, что при ее увеличении в некотором диапазоне длин энергетическое разрешение калориметра улучшается из-за уменьшения утечки электромагнитного ливня за заднюю стенку кристалла вдоль продольной оси Z (см.рис.3.5). Конкурирующим процессом при этом является увеличение пути черенковских фотонов от места их излучения в ливне до той же задней стенки, где расположен фотоприёмник, что приводит к увеличению их поглощения и, следовательно, к ухудшению разрешения. Таким образом в функции зависимости энергетического разрешения от длины радиатора (его размера вдоль оси Z) должен быть минимум, который может быть найден с помощью компьютерного моделирования методом Монте-Карло (МК).

При моделировании использовалась программа GEANT [21] и упрощённая геометрия калориметра, состоящая из монолитного кристалла NBW в форме параллелепипеда с поперечными размерами, достаточно большими для сведения

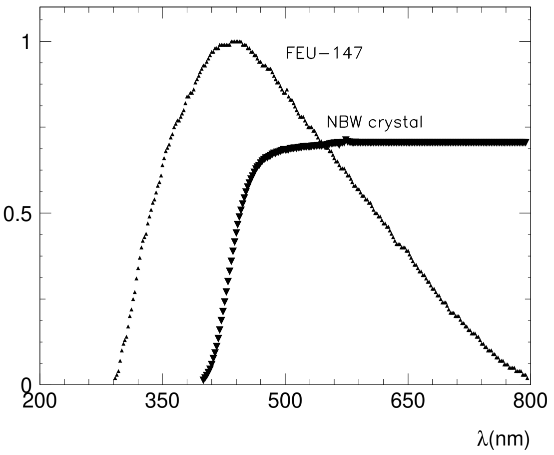


Рис. 3.6.: Спектр оптического пропускания кристалла NBW и спектральная чувствительность ФЭУ-147

вытекания электромагнитных ливней в боковом направлении к нулю (рис.3.5). Сигнал калориметра моделировался в виде числа фотоэлектронов, родившихся на фотокатоде ФЭУ в результате розыгрыша электромагнитного ливня после попадания в центр кристалла частицы из моноэнергичного пучка электронов. Так как стандартная версия программы (GEANT версия 3.15) не содержит в себе испускание черенковского света, то для его моделирования применялся упрощённый алгоритм. Для каждого шага программы трекинга частицы ливня вычислялось соответствующее число фотоэлектронов [22]:

$$N_{.}(z) = YlQ\tau e(z), \tag{3.1}$$

где Y-количество черенковских фотонов, излучённых заряженной частицей на единице длины; l - длина данного шага; τ-средняя эффективность светосбора в результате отражений фотонов от стенок кристалла; Q-квантовая эффективность фотокатода в максимуме спектральной чувствительности ФЭУ; z-продольная текущая координата заряженной частицы ливня, определяющей путь черенковских фотонов до фотокатода; e(z)-доля черенковских фотонов достигших фотокатода с учётом спектра черенковских фотонов, спектральной чувствительности ФЭУ и прозрачности кристалла (см.рис.3.6).

Для расчётов e(z)-предварительно запускалась специальная программа [23], аналитически вычисляющая численным методом свертку функций черенковского спектра, оптического пропускания кристалла NBW и спектральной чувствительности ФЭУ:

$$e(z) = \int C(\lambda)P(\lambda)e^{-\mu(\lambda)z}d\lambda, \tag{3.2}$$

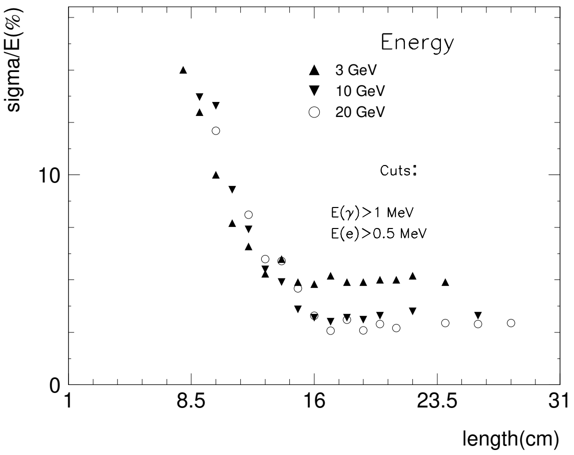


Рис. 3.7.: Оптимизация длины радиатора

где $P(\lambda)$- спектральная чувствительность ФЭУ; $C(\lambda)$- функция черенковского спектра; μ- функция коэффициента поглощения света; λ- длина волны черенковского фотона. На выходе программы получалась таблица, используемая при дальнейшем розыгрыше ливней для вычисления (3.1).

Для данной статистики частиц пучка получалось распределение числа фотоэлектронов, имеющего форму распределения Гаусса с параметрами σ и E. Энергетическое разрешение вычислялось как σ/E.

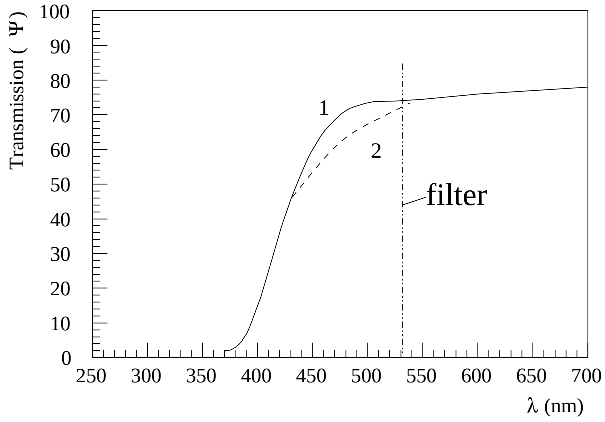
При решении задачи моделирование проводилось для разных длин радиатора в пределах 8-28 cm и нескольких значений энергии частицы падающего пучка $(3, 10, 20\ GeV)$, характерных для работы монитора в лептонном пучке ускорителя HERA ($E = 27.5\ GeV$). Из полученной зависимости (см рис.3.7) видно, что при длине 17-18cm достигается минимум разрешения (минимальные продольные утечки ливня) и дальнейшее ее увеличение ведет к небольшому его возрастанию (поглощение света в кристалле). Однако, с учётом возможного применения в других экспериментах была выбрана длина кристалла в 20cm, немного превышающая оптимальную.

3.6.2. Оптический фильтр

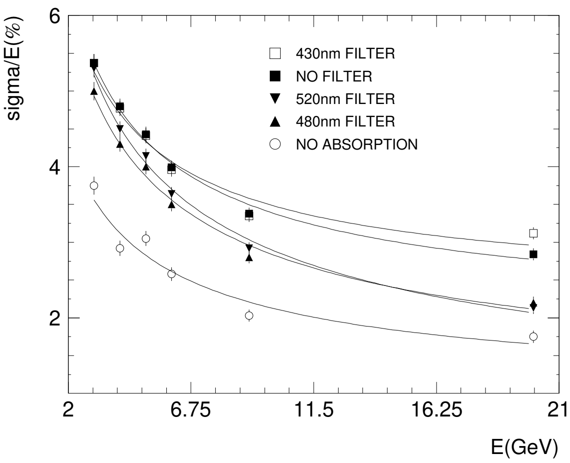
Вторая задача оптимизации связана с тем эффектом, что, применяя оптический фильтр между кристаллом и ФЭУ, можно уменьшить влияние радиационных повреждений и пространственных вариаций прозрачности кристаллов на энергетическое разрешение калориметра [24]. Это достигается обрезанием участка спектра оптического пропускания кристалла, лежащего левее некоторой длины волны (порога фильтра) в районе склона кривой спектра (см. рис.3.8а). Из рисунка видно, что радиация практически не изменяет кривую пропускания выше порога фильтра. То же верно и для пространственных неоднородности пропускания - она сильнее выражена для длин волн характерных для склона кривой пропускания. Однако, при движении порога пропускания фильтра вправо, одновременно уменьшается общее число фотонов, достигающих фотокатода, что оказывает обратный эффект на энергетическое разрешение. Поэтому зависимость разрешения от длины волны порога будет иметь минимум при некотором значении, который можно отыскать методом МК.

Использовалась та же программа, что и в предыдущем случае с выбранной длиной радиатора. Наличие фильтра моделировалось обрезанием спектра пропускания кристалла левее пороговой длины волны (идеальный фильтр). Исходя из кривых разрешения для разных фильтров в результате моделирования установлен оптимальный порог фильтра, отбирающего фотоны с $\lambda \geq 480nm$ (см. рис.3.8b).

Нужно отметить, что обычные стеклянные фильтры не являются радиационно стойкими, поэтому применение их в условиях высоких уровней облучения является рискованным. Поэтому в окончательном варианте монитора фильтры использованы не были.



(a)



(b)

Рис. 3.8.: Иллюстрация действия оптического фильтра: a) кривая пропускания кристалла NBW: 1- до облучения, 2-после облучения, порог фильтра обозначен вертикальной линией; b) влияние оптического фильтра на энергетическое разрешение калориметра. Различные кривые соответствуют различным порогам фильтра. Нижняя кривая показывает разрешение на уровне энерговыделения в кристалле без моделирования преобразования его в черенковский свет.

4. Тестовые испытания

Перед установкой непосредственно в рабочую позицию в эксперименте HERMES оба калориметра монитора были испытаны в электронном тестовом пучке N21 ускорителя DESY в диапазоне энергий от 1 до 6 GeV. Целью такого тестирования монитора являлось:

- выбор рабочих напряжений питания ФЭУ;
- относительная и абсолютная калибровка всех 24-х каналов;
- определение характеристик энергетических измерений (линейность и энергетическое разрешение);
- определение характеристик пространственных измерений (поперечный профиль ливней). Результаты параметризации профиля ливней были в дальнейшем использованы в эксперименте для реконструкции координат падающих на монитор частиц и коррекции измерения энергии с учётом поперечного вытекания ливней за пределы калориметра.

На рис.4.1 показана схема экспериментальной установки тестового эксперимента. Для получения калибровочного пучка использовались электроны, ускоренные в синхротроне DESY II до энергии 7.5 GeV. В конце циклов ускорения пучка электронов направлялся на мишень (1), выполненную в виде углеродной нити. Пучок тормозного излучения с углеродной мишени транспортировался по вакуумопроводу до медного конвертера (2) толщиной 1,2 или 3 mm. Из образующихся в этом конвертере e^+e^--пар с помощью поворотного магнита (3) и коллиматоров (4) выделялись электроны определённой энергии.

В экспериментальной зоне электроны двигались в воздухе. Здесь электронный пучок формировался триггерной системой, состоящей из трёх сцинтилляционных счётчиков. Вето-счётчик Veto с отверстием диаметром 2.5 mm включался на антисовпадения с двумя другими счётчиками, HF и VF, имеющими прямугольную форму и расположенными крестообразно друг относительно друга. Центр креста проецировался на центр отверстия в вето-счётчике, выделяя электронный пучок с поперечными размерами 1.2 mm и падающий нормально на переднюю стенку тестируемого калориметра, установленного на специальной платформе. Последняя могла перемещаться в двух взаимно перпендикулярных направлениях в поперечной относительно оси электронного пучка плоскости. Точность измерения координат платформы была 0.1 mm.

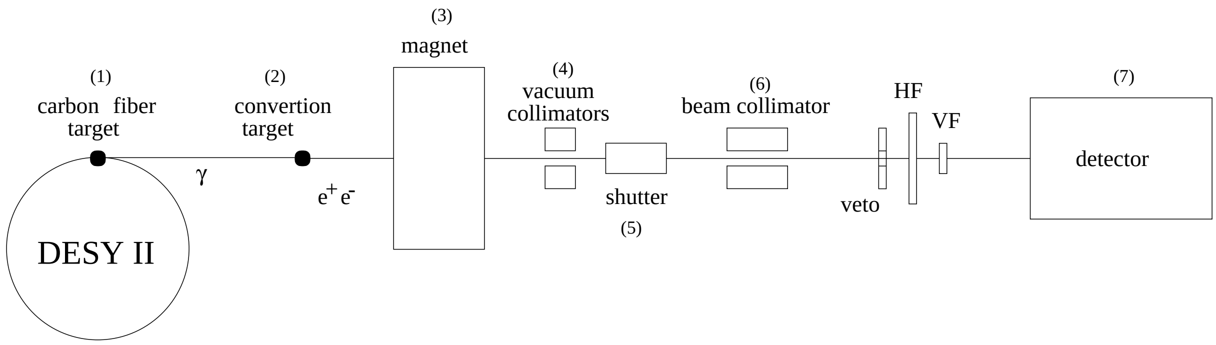


Рис. 4.1.: Схема экспериментальной установки тестового эксперимента

Исследовался отклик калориметра на падающие на него электроны, которые создавали электромагнитный ливень в кристаллах NBW. Детектирование осуществлялось по черенковскому излучению, регистрируемому ФЭУ, сигнал которого после соответствующих преобразований попадал на вход амплитудно-цифрового преобразователя LeCroy 1881M. При этом весь тракт оцифровки амплитудного сигнала ФЭУ был воспроизведён в точности таким, каким он должен быть в эксперименте HERMES. Триггерная электроника обеспечивала ворота для оцифровки сигнала длиной в 150 ns. Система сбора и обработки данных, блок-схема, которой изображена в Приложении А.3 на рис.А.1, управлялась рабочей станцией DEC-5000 в режиме реального времени.

4.1. Поканальное выравнивание отклика и калибровка

Процедура измерений начиналась с того, что координаты центра всего детектора точно определялись пространственным сканированием пучка в поперечном направлении. При выборе рабочих напряжений питания ФЭУ производилась так называемая эквализация – выравнивание амплитуд сигналов всех 24-х каналов. Для этого с помощью движущегося стола поочередно в центр каждого кристалла направлялся пучок энергии 3 GeV. Полученное амплитудное распределение для каждого канала фитировалось распределением Гаусса, среднее значение которого путём изменения напряжения питания ФЭУ, помещалось в 1200-й канал АЦП. Это было необходимо для использования всего его динамического диапазона при работе в эксперименте. Использовался тот факт, что из-за идентичности размеров всех кристаллов в них должно быть одинаковое энерговыделение.

Это допущение также было использовано в калибровке, которая производилась как для каждого канала в отдельности, так и для всех каналов суммарно в диапазоне энергий от 1 до 6 GeV. При вычислении калибровочных коэффициентов, учитывалось, что для каждого значения энергии пучка верно равенство:

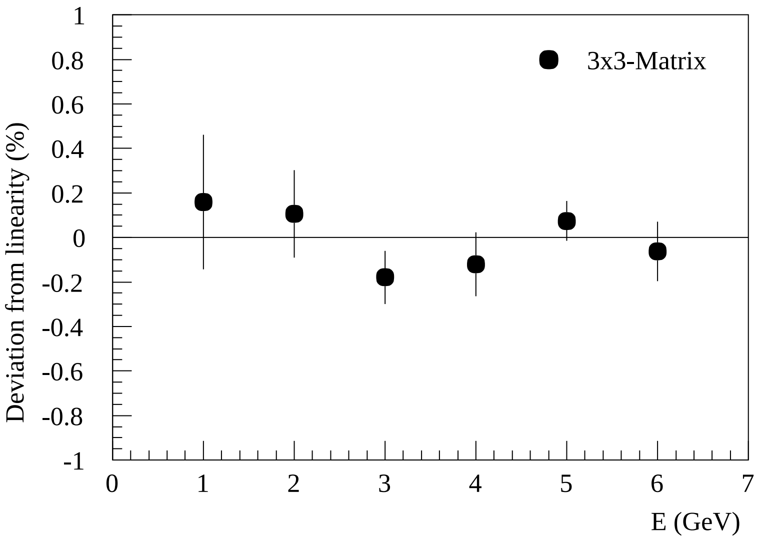


Рис. 4.2.: Отклонение от линейности отклика матрицы 3×3 калориметра.

$$< A_1 > \cdot\alpha_1 =< A_2 > \cdot\alpha_2 = ... =< A_{12} > \cdot\alpha_{12}, \tag{4.1}$$

где $< A_i >$-средняя амплитуда АЦП в i-м кристалле, а α_i-его калибровочный коэффициент. При попадании пучка в центральный кристалл матрицы утечки ливня из детектора практически не происходит и вся энергия электронов пучка остается в калориметре:

$$E_{beam} = A_1 \cdot \alpha_1 + A_2 \cdot \alpha_2 + ... + A_{12} \cdot \alpha_{12}. \tag{4.2}$$

Решая систему уравнений (4.1)-(4.2) легко вычисляются калибровочные коэффициенты α_i необходимые для дальнейших измерений.

4.2. Линейность

Важнейшим свойством калориметра является линейность зависимости его отклика от энергии падающих частиц. С целью измерения линейности тестовый пучок с энергией E_{beam} (1,2,3,4,5 и 6 GeV) направлялся в центральный кристалл и измерялась выделенная в матрице 3×3 энергия $E_{measured}$. Полученная зависимость $E_{measured}$ от E_{beam} фитировалась линией, отклонение данных от которой приведено на рис.4.2.

Из рисунка видно, что отклонение от линейности очень незначительно, так как лежит в пределах 0.2%. Для одного кристалла эта цифра несколько выше (0.5%) из-за утечек ливня.

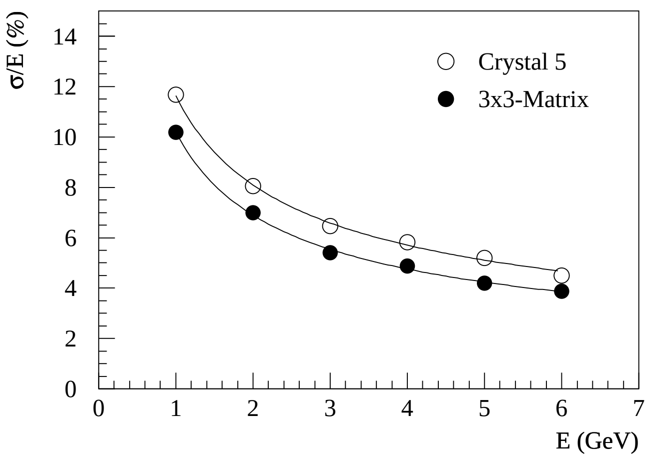


Рис. 4.3.: Экспериментальное энергетическое разрешение одного модуля (N5) и матрицы 3×3 калориметра

4.3. Энергетическое разрешение

Энергетическое разрешение электромагнитного калориметра параметризуется следующим образом [48]:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{E} \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus c, \tag{4.3}$$

причем знак $\oplus$ означает, что суммирование производится квадратично. Слагаемое с параметром a представляет собой вклад в разрешение шумов электроники, с параметром b - вклад стохастических флуктуаций вторичных процессов [49], к которым относятся статистические флуктуации при развитии электромагнитного ливня, при испускании и поглощении черенковского света в кристалле, а также при образовании фотоэлектронов на фотокатоде. Слагаемое c содержит несколько вкладов. В основном это флуктуации энерговыделения из-за: поперечных и продольных утечек ливня, неоднородности светосбора черенковского света по объёму кристалла (не идеальная прозрачность), наличия пассивного материала в калориметре и погрешности относительной калибровки каналов.

На рис.4.3 показаны экспериментальные значения энергетического разрешения для одного кристалла и матрицы 3×3, а также их аппроксимация функцией (4.3). Параметры фитирования указаны в таблице 4.1. Следует отметить, что энергетическое разрешение для одного (центрального N5) кристалла заметно хуже, чем для матрицы, что объясняется утечкой ливня за пределы калориметра. Вклад шумов электроники для одного кристалла меньше, чем для матрицы, так как в последней они суммируются по всем каналам. Значение стохастиче-

Таблица 4.1.: Параметры фита энергетического разрешения

матрица	a	b	c
1×1	3.3±2.3	11.1±0.5	1.0±1.8
3×3	4.3±0.8	9.3±0.4	0.3±1.4

ского члена b вполне соответствует этим значениям для обычных черенковских радиаторов (например, для монитора светимости эксперимента H1, основанного на радиаторе из кристалла KRS (TlCl(78%)+TlBr(22%)), значение этого параметра равно 10 [14]). Параметр a, отражающий шумы электроники и разброс тестового пучка по энергии, имеет заметное значение по причине большой величины последнего. Значительная ошибка на постоянный член c говорит о том, что для его более точной оценки требуются бóльшие энергии. Отметим, что данные показатели вполне удовлетворительны для поставленной перед монитором задачи при работе в составе установки HERMES.

4.4. Пространственные измерения

Так как поперечный размер кристаллов (22 mm) сравним с радиусом Мольера NBW (23.8 mm), то электромагнитный ливень развивается в нескольких кристаллах. Это позволяет реконструировать координаты падающих частиц пучка с большой точностью.

Поперечный профиль электромагнитного ливня может быть описан двумя экспонентами [26]:

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}(x) = E_0(a_1 e^{-|x-x_{\mathrm{imp}}|/b_1} + a_2 e^{-|x-x_{\mathrm{imp}}|/b_2}) \ , \tag{4.4}$$

где E_0-энергия падающей частицы, x_{imp}-координата входа частицы, а a_i, b_j - характерные для данного кристалла параметры. Полное энерговыделение частицы в этом случае дается интегрированием (4.4):

$$\begin{aligned} f(x_{\mathrm{imp}}) &= \frac{1}{E_0}\int_{x_0}^{\infty} \mathrm{d}x \, \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}(x) = \\ &= [1 - \frac{1}{2}e^{-|x_0-x_{\mathrm{imp}}|/b_2} + a_1 b_1 (e^{-|x_0-x_{\mathrm{imp}}|/b_2} - e^{-|x_0-x_{\mathrm{imp}}|/b_1})] \ , \end{aligned} \tag{4.5}$$

где x_0-внешний край левого кристалла. На рисунке 4.4 показана зависимость измеренного энерговыделения в двух смежных кристаллах от координаты входа падающего электрона энергии 3 GeV. В одиночном кристалле сигнал максимальный, если пучок направлен в его центр, в то время как вблизи его края только 50 % энергии детектируется благодаря высокой вытечке. Сумма энерговыделения обоих кристаллов будет постоянной для координат входа между их центрами. Наконец, для измерения полной энергии частицы требуется сложить

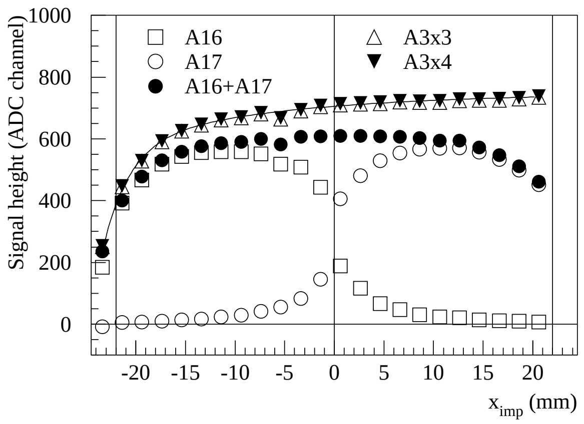


Рис. 4.4.: Зависимость энерговыделения от координаты падающего электрона энергии 3 GeV для двух смежных кристаллов (A16 и A17). Точки обозначенные '$A3 \times 3$' и '$A3 \times 4$' - это сигналы, просуммированные по матрицам 3×3 и 3×4 соответственно.

сигналы матриц 3×3 или 3×4. В этом случае сигнал высок и постоянен для большого диапазона x_{imp} без какого-либо влияния краев кристаллов.

Для того, чтобы извлечь параметры a_i и b_i в (4.4) из тестовых данных используются амплитуды в двух смежных колонках кристаллической матрицы A_{left} и A_{right} для образования асимметрии η:

$$\eta = \frac{A_{\mathrm{left}} - A_{\mathrm{right}}}{A_{\mathrm{left}} + A_{\mathrm{right}}} , \tag{4.6}$$

Для параметризации зависимости η от x_{imp} используется (4.5) [25]:

$$\eta(x_{\mathrm{imp}}) = \frac{x_{\mathrm{imp}}}{|x_{\mathrm{imp}}|}[1 - e^{-|x_{\mathrm{imp}}|/b_2} + 2a_1 b_1 (e^{-|x_{\mathrm{imp}}|/b_2} - e^{-|x_{\mathrm{imp}}|/b_1})] . \tag{4.7}$$

Параметры ливня получены из фита данных тестового эксперимента функцией (4.7), как показано на рис. 4.5. Они имеют следующие значения: $a_1 = (0.144 \pm 0.001)\ \mathrm{mm}^{-1}$, $a_2 = (0.0055 \pm 0.0003)\ \mathrm{mm}^{-1}$, $b_1 = (2.76 \pm 0.03)$ mm and $b_2 = (19.0 \pm 0.4)$ mm, где параметр a_2 связан с другими следующим соотношением [26]:

$$a_1 b_1 + a_2 b_2 = \frac{1}{2} . \tag{4.8}$$

Для реконструкции координат падающих частиц уравнение (4.7) численно инвертируется.

Данные параметры имеют важное значение, так как используются для реконструкции координат падающих на монитор светимости частиц в эксперименте HERMES. Эти координаты служат для вычисления поправки на вытекание

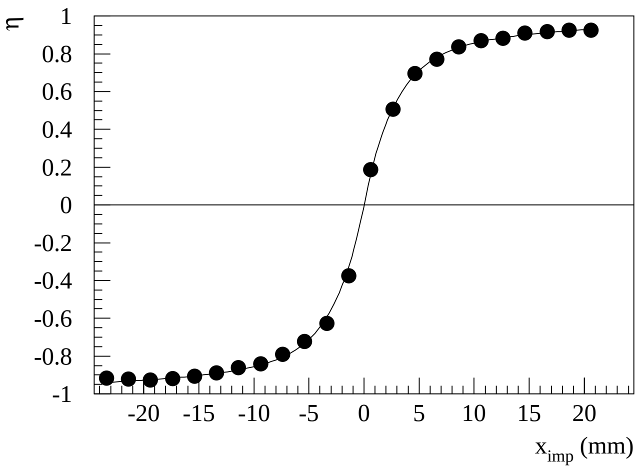


Рис. 4.5.: Асимметрия $\eta = (A_{\text{left}} - A_{\text{right}})/(A_{\text{left}} + A_{\text{right}})$ как функция координаты падающего электрона энергии 3 GeV

ливня из монитора в поперечном направлении при определении энергии падающих частиц, а также при определении положения пучка в районе монитора (см. ниже пункт 6.1.1).

5. Программное обеспечение

С целью выполнения монитором поставленных перед ним задач в эксперименте HERMES он был оснащён комплексом программ, который был создан в рамках программного обеспечения эксперимента HERMES, имеющего единую структуру для всех детекторов установки. Краткое описание программного комплекса HERMES приводится в Приложении A.2.

5.1. Общая схема

Комплекс программ монитора, общая блок-схема которого показана на рис.5.1 имеет такую же структуру взаимодействия и обмена данными, как и программный комплекс эксперимента HERMES. Он включает в себя как программы мед-

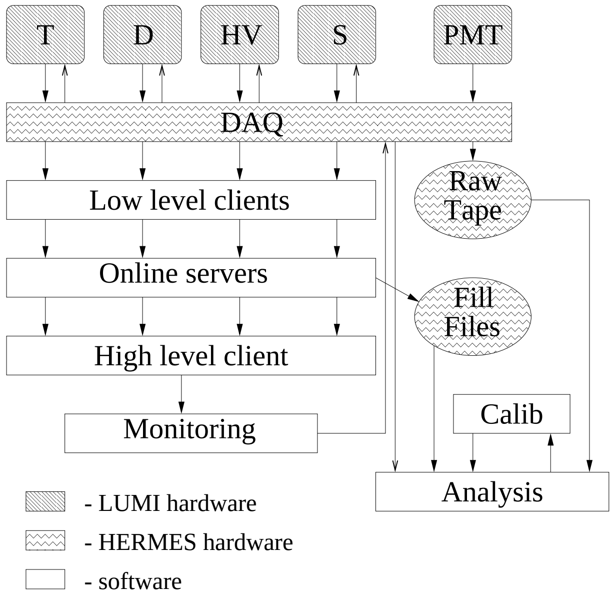


Рис. 5.1.: Блок-схема программного обеспечения монитора

ленного контроля, так и программы обработки и анализа быстрого потока информации, поступающего с монитора (более детальное объяснение этих понятий даётся в Приложении A.2).

Программы медленного контроля обслуживают аппаратные объекты, которые обозначены на рисунке серыми прямоугольниками (T-движущийся стол, Dдискриминатор, HV-блок высокого напряжения, S-пересчётные модули, PMT-фотоэлектронные умножители), аппаратные объекты установки HERMES заштрихованы, а программные объекты - не заштрихованы. Стрелками показаны направления потоков данных. Программы клиенты нижнего уровня (Low level clients), получая информацию через систему сбора данных HERMES (DAQ), посылают ее на специальные серверы (Online servers), информация с которых далее извлекается программой клиентом высокого уровня (High level client) и передаётся программам (Monitoring), позволяющим мониторировать медленно меняющиеся параметры монитора (положения движущегося стола, пороги дискриминаторов, значения высокого напряжения ФЭУ, показания скорости счёта), представлять ее в цифровом или графическом виде, включать аварийные сигналы в случае выхода параметров за дозволенные пределы, а также посылать команды обратно на мониторируемую аппаратуру. Весь этот поток данных так наз. медленного контроля записывается в специальные файлы (Fill files) для последующей обработки в режиме off-line. Специальная распределённая система управления базами данных DAD позволяет располагать программные объекты на различных компьютерах связанных общей сетью.

На этом рисунке также коротко отражена программная часть, имеющая отношение к приёму и обработке информации физических событий. Амплитудная информация (оцифрованные сигналы ФЭУ (PMT)) образует быстрый поток данных и обрабатывается отдельно. Через систему сбора данных HERMES (DAQ) она поступают на анализирующие программы (Analysis), производящие физические вычисления, которые используют калибровочную информацию (калибровочные коэффициенты, поправки к скорости счёта) на выходе соответствующей программы (Calib). Весь поток первичной амплитудной информации также записывается на магнитную ленту (Raw Tape) и может быть обработан анализирующими программами совместно с данными калибровки и медленного контроля в режиме off-line.

Как упоминалось выше программный комплекс монитора светимости создан в рамках программного комплекса всего эксперимента и поэтому использует основную часть пакетов последнего (см. Приложение A.2), а также входит в некоторые из них в виде подпрограмм:

- PinK: В рамках этого пакета работают задачи графической визуализации информации медленного контроля монитора в режиме реального времени в центре управления экспериментом HERMES. Это информация, поступающая со счётчиков (слежение за нагрузкой на считывающий тракт), дискриминаторов (слежение за порогом), высоковольтным блоком питания (слежение за высоким напряжением ФЭУ). Также контролируется такой важный параметр эксперимента, как плотность мишени (по отношению скорости счёта монитора к значению лептонного тока ускорителя).

- HMC: Пакет моделирования содержит специфические для монитора подпрограммы генерации событий Bhabha- и Møller-рассеяния, электрон- позитронной аннигиляции с соответствующими радиационными поправками.

- HDC: Декодер форматов EPIO → ADAMO имеет подпрограммы, декодирующие сырую информацию, поступающую через АЦП с ФЭУ монитора. Создаёт как таблицу амплитуд АЦП, так и таблицу энергии выделенной в каждом канале монитора (для этого используется калибровочная информация, хранящаяся на соответствующем сервере).

- HRC: Хотя пакет геометрической реконструкции треков не использует информацию с монитора для реконструкции стандартных событий (глубоконеупругого рассеяния), в нём есть подпрограмма, реконструирующая кластеры в мониторе с использованием поканального энерговыделения, полученного на этапе HDC.

- HEP: Пакет (интерактивный и пакетной обработки) анализа записанных в формате ADAMO данных с функциональными возможностями PAW и подпрограммами на FORTRAN. В его рамках написаны командные файлы (так.наз. kumac-файлы) и программы для построения гистограмм распределения энерговыделения (суммарно в левом и правом детекторе, а также по-канально). Также программа абсолютной энергетической калибровки монитора и восстановления координат попадания регистрируемых частиц использует пакетный режим работы HEP. Интерактивный режим работы HEP использует программа мониторирования работы детектора по зависимости от времени отношения измеренной светимости к току ускорителя (а также по скоростям счёта различных счётчиков) за длительные промежутки времени.

- Hanna: Этот инструмент физического анализа содержит подпрограммы, позволяющие извлекать значения светимости вместе с коэффициентами коррекции при анализе физических данных в формате микро-DST.

5.1.1. Производство DST

При производстве файлов суммарных результатов (DST) по схеме, описанной в A.2.1, информация с монитора, записанная по триггеру, настроенному на события упругого рассеяния электронов на ядре мишени, используется программой геометрической реконструкции HRC для восстановления координат кластера энерговыделения и его энергии. При этом используется калибровочная информация, предварительно полученная с помощью программы абсолютной энергетической калибровки монитора и загруженная на калибровочный сервер.

5.1.2. Производство микро-DST

При производстве микро-DST, как это видно из рисунка A.2, информация потока данных физических событий соединяется с информацией потока данных медленного контроля в упорядоченный по времени общий поток. При этом следующая информация монитора, имеющая отношение к светимости, попадает в этот поток через так наз. поток внешних данных (External Data), полученных в результате экспертного анализа (Expert Analysis) группой физиков монитора:

1. Сырые значения скорости счёта совпадений R (в том виде, как они приходят со счётчика) для целей контроля.

2. Значения скорости счёта совпадений с поправкой на падение сигналов ФЭУ из-за радиационных повреждений кристаллов и самих ФЭУ $R_1 = f_G \cdot R$ (см. пункт 6.2.2). Эта поправка вычисляется программой абсолютной энергетической калибровки монитора наряду с калибровочными коэффициентами.

3. То же что и в (2), но с дополнительными поправками на аксептанс и случайные совпадения $R_2 = f_G f_A f_C R$. Поправка на аксептанс вычисляется с помощью отдельной процедуры, включающей в себя 1) моделирование (HMC) влияния отклонения лептонного пучка от средней траектории на геометрический аксептанс монитора с целью получения аналитической зависимости поправки от геометрических параметров пучка в районе точки взаимодействия HERMES и 2) применение полученной зависимости при обработке экспериментальных данных для вычисления R_2 с учетом реальных значений параметров пучка, извлеченных из этих данных.

4. Значения скорректированных скоростей счёта, полученные в результате фита отношения R_1 и R_2 к току лептонного пучка ускорителя для каждого его цикла. Это позволяет исключить систематическую погрешность измерения светимости, возникающую благодаря спиновой асимметрии Bhabha(Møller)-рассеяния (см. главу 7). Фитирование осуществляется специальным пакетом программ, использующим пакет Floyd для извлечения информации медленного контроля из соответствующих файлов (Fill Files) и код языка C для собственно фитирования методом наименьших квадратов с контролируемым параметром.

Отметим, что для физического анализа окончательное значение имеют только величины (3) и (4) со всеми поправками, а остальные используются в целях контроля правильности поправок.

6. Работа в эксперименте

После того, как монитор был испытан в тестовом пучке и оснащён необходимым программным обеспечением, он был установлен в рабочее положение в эксперименте HERMES для выполнения своей основной функции – измерения светимости. Далее описывается порядок этих измерений.

6.1. Измерение энергии

Для отбора полезных событий и отделения их от фоновых монитор измеряет энергию регистрируемых частиц. На рис.6.1 показан спектр выделенной энергии в левом калориметре в зависимости от энергии в правом калориметре. Видны две размытые полосы, параллельные каждой из осей, представляющие из себя события с высоким энерговыделением только в одном детекторе. Наряду с фоновыми событиями к ним относятся позитроны (электроны) пучка, упруго

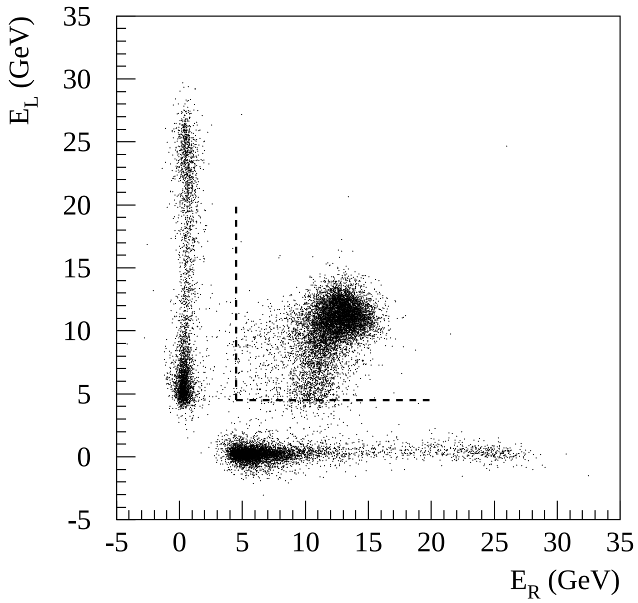


Рис. 6.1.: Энергия E_{L}, выделенная в левом калориметре, в зависимости от энергии E_{R} в правом калориметре. Штрих-линия обозначает порог дискриминатора, соответствующий энергии 4.5 GeV.

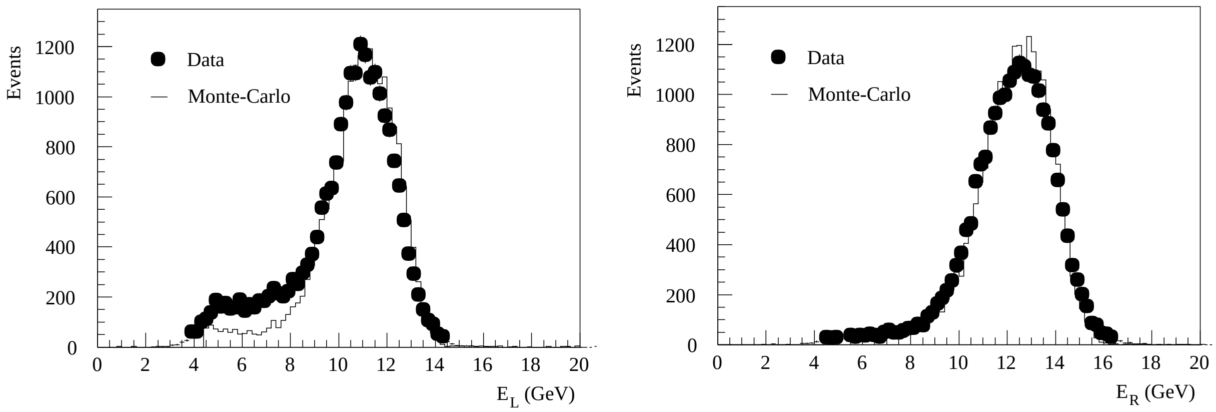


Рис. 6.2.: Спектр энерговыделения в каждом калориметре от событий Bhaba-рассеяния и e^+e^--аннигиляции.

рассеянные на ядре мишени и используемые для абсолютной калибровки монитора. В событиях Bhabha-рассеяния и e^+e^--аннигиляции (Møller-рассеяния в случае электронного пучка) высокое энерговыделение происходит сразу в обоих калориметрах. Для измерения светимости они отделяются от фоновых событий с помощью триггера по совпадению энерговыделения, превышающего порог в 4.5 GeV в обоих калориметрах. Причём конечные состояния e^+e^- и $\gamma\gamma$ не различаются монитором. Хотя суммарная энергия рассеянных частиц равна энергии 27.5 GeV лептонного пучка ускорителя HERA, большинство частиц в силу кинематических условий попадают в калориметр в районе его ближайшего к пучку края и по этой причине имеют существенную утечку электромагнитного ливня, снижая количество выделенной энергии. На рис.6.2 показан спектр энерговыделения по отдельности в левом и правом калориметре для событий Bhabha-рассеяния и e^+e^--аннигиляции (проекция этих событий из рис.6.1 на каждую из осей). При этом положение максимума правого спектра находится на 1.5 GeV выше, чем левого. Причина этого в том, что лептонный пучок слегка смещён в сторону правого детектора, что приводит к меньшим углам рассеяния и бо́льшим энергиям частиц, рассеянных в него. Для сравнения на рис.6.2 также даны спектры, полученные в результате компьютерного моделирования методом Монте-Карло. Они хорошо воспроизводят форму и положение экспериментальных спектров. Однако низкоэнергичная часть левого спектра повторяется не так точно, так как утечки ливня, тормозное излучение и частицы от ливней на пучковой трубе не описаны в программе моделирования достаточно полно.

6.1.1. Реконструкция координат

С помощью асимметрии η (см. рис.4.5) можно реконструировать координаты падающих на монитор частиц. Это необходимо, например, для вычисления поправок измеренной энергии на утечку электромагнитного ливня. Для этого в каждом калориметре суммируются амплитуды каждой колонки матрицы кристаллов 3×4. Из двух соседних колонок с максимальным сигналам вычисляется асимметрия (4.6) и с помощью инверсии выражения (4.7) определяется x–координата падающей частицы. То же самое проделывается с рядами матрицы кристаллов 3×4 для определения y–координаты. На рис.6.3 показан результат реконструкции событий Bhabha-рассеяния и e^+e^--аннигиляции. Можно видеть эллиптическую форму геометрического аксептанса монитора, определяемую такой же формой поперечного сечения вакуумной трубы пучка, самое узкое место которой находится в защитной пластине (1) магнита спектрометра HERMES (см.рис.2.4). Распределение координат имеет некоторую несимметричность между левым и правым детектором. Это объясняется сдвигом поперечного положения пучка от симметричного.

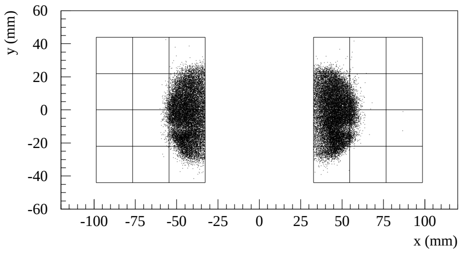


Рис. 6.3.: Реконструированные точки попадания продуктов Bhabha-рассеяния и e^+e^--аннигиляции

Описанный метод реконструкции координат частиц естественно имеет некоторую погрешность, которую можно оценить, например, С помощью компьютерного моделирования, где координаты частиц известны точно. Такая оценка, показала, что координатное разрешение имеет минимальную величину 0.5 mm на границе между двумя кристаллами и постепенно увеличивается при удалении от нее, достигая 8 mm в районе края калориметра [1].

6.1.2. Реконструкция положения пучка

Поперечные координаты лептонного пучка ускорителя HERA в точке взаимодействия эксперимента HERMES измеряются мониторами положения пучка (BPM), расположенными на расстоянии 10 m до и после точки взаимодействия. Кроме того положение пучка может быть измерено с помощью восстановленных координат продуктов Bhabha-рассеяния в мониторе светимости. Здесь используется тот факт, что точка пересечения двух линий, соединяющих точки входа двух треков в монитор для двух разных событий является также точкой пересечения пучка с плоскостью передней стенки монитора. Однако точность этого измерения хуже, чем в случае BPM из-за худшего пространственного разрешения монитора и утечек электромагнитного ливня. Более детально этот вопрос освещен в [1].

6.1.3. Реконструкция энергии

Есть по крайней мере две важные причины по которым требуется измерение энергии падающих на монитор частиц с достаточной точностью. Во-первых, чтобы правильно установить порог дискриминатора, что напрямую отражается на главной задаче монитора – измерении светимости. Во-вторых, для анализа событий определенного типа, имеющих значение для физического анализа HERMES, например, изучение рождения J/Ψ-частиц, когда углы рассеяния продуктов реакции меньше геометрического аксептанса спектрометра и, следовательно, должны попасть в аксептанс монитора.

Для точного измерения энергии регистрируемых частиц требуется вычисление поправки на утечку ливня и абсолютная периодическая пере-калибровка каналов монитора.

Сначала вычисляется поправка на утечку электромагнитного ливня за пределы радиатора для частиц попавших в калориметр близко к его краю (которых большинство). Коэффициент коррекции даётся интегралом функции профиля ливня (4.5). После того, как он определён отдельно для горизонтальной ($f(x_{imp})$) и вертикальной осей ($f(y_{imp})$), скорректированная энергия вычисляется из измеренной величины E_{meas} таким образом:

$$E^{cor} = \frac{E_{meas}}{f(x_{imp}) \cdot f(y_{imp})} \tag{6.1}$$

для каждой точки (x_{imp}, y_{imp}), реконструированной как описано выше в разделе 6.1.1.

6.1.4. Калибровка

Первоначальная калибровка монитора была уже проведена с помощью тестового пучка (см. раздел 4.1). Однако, при работе в эксперименте периодически необходимо повторять калибровку энергетической шкалы монитора по причине постепенного изменения усиления ФЭУ, а также прозрачности кристаллов из-за радиационных повреждений.

Процедура калибровки состоит в периодическом определении набора пьедесталов АЦП $\{P_i\}$ и калибровочных коэффициентов $\{c_i\}$ с помощью итерационной процедуры, путём минимизации функционала:

$$\sum c_i \cdot (A_i - P_i) = E_0, \tag{6.2}$$

где E_0 - энергия частиц пучка ($27.5\ GeV$), i - номер канала, A_i - амплитуда АЦП в i-м канале. При этом используются позитроны (электроны), упруго рассеянные на ядре мишени. Такие события идентифицируются по энерговыделению превышающему $4.5\ GeV$ в одном из детекторов и не имеющему такого энерговыделения во втором. Дополнительно требуется, чтобы утечка ливня не превышала 15%. Так как большинство событий имеют потери энергии из-за утечек ливня, то в ходе калибровки полная энергия должна быть реконструирована, как описано выше в 6.1.3. Итерационная процедура имеет точность не хуже 0.5% и описана в [1].

6.2. Измерение светимости

Определение светимости дано в разделе 1.1. Как указано в нём, интегральная светимость пропорциональна произведению количества рассеивающих центров на единицу площади мишени, ρ, и тока ускорителя, I, (см. выражение (1.2)). Каждый из этих компонентов можно измерить раздельно, однако их произведение можно измерить с бóльшей точностью с помощью монитора светимости. При этом в случае эксперимента HERMES светимость глубоко-неупругого рассеяния, происходящего на нуклонах, L_n, требующаяся для измерения спиновых структурных функций, и светимость, измеряемая монитором светимости, используя упругое рассеяние на электронах, L_e, связаны коэффициентом, отражающим соотношение нуклонов и электронов в атоме газовой мишени:

$$L_n = \frac{n}{e} L_e, \tag{6.3}$$

где n и e - количество нуклонов и, соответственно, электронов в атоме газа мишени. Например, для водорода $n/e = 1$, а для дейтерия $n/e = 2$.

6.2.1. Принцип

Как упоминалось в разделе 2.5, в эксперименте HERMES для измерения светимости используется процесс упругого рассеяния позитрона пучка на атомном электроне газовой мишени (Bhabha-рассеяние: $e^+e^- \to e^+e^-$)[4] в сумме с процессом их аннигиляции ($e^+e^- \to \gamma\gamma$)[5], т.к. эти реакции монитор друг от друга не может различить ни по продуктам, ни по кинематике, ни по иному признаку. Сечения рассеяния точно рассчитаны включая радиационные поправки (напр. $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$, $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma\gamma$) [7]. В случае электронного пучка светимость измеряется по аналогичному по кинематике Møller-рассеянию $e^-e^- \to e^-e^-$ [6].

Рассеянные частицы покидают вакуумную трубу ускорителя в районе $z = 7.2m$ и регистрируются по совпадению энерговыделения, превышающего 4.5 GeV в обоих калориметрах монитора (рис.2.4) с горизонтальным геометрическим аксептансом от 4.6 до 8.9 $mrad$, который ограничен размером апертуры пучка в районе защитной (от поля спектрометрического магнита) пластины. Для энергии пучка 27.5 GeV угол симметричного рассеяния составляет 6.1 $mrad$, при этом обе рассеянные частицы имеют половину этой энергии.

Светимость определяется путем измерения количества совпадений в единицу времени R по следующей формуле:

$$L = \frac{R}{\int_{\Delta\Omega} \epsilon \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega}, \tag{6.4}$$

где ϵ - эффективность монитора, σ-сечение процесса, и интегрирование производится по области геометрического аксептанса детектора $\Delta\Omega$. Для вычисления знаменателя в (6.4) использовался как метод численного интегрирования, так и компьютерное моделирование методом Монте-Карло с помощью программы GEANT с учетом сечений процессов Bhabha-рассеяния и аннигиляции с радиационными поправками, а также геометрических и физических свойств монитора. Результаты совпали с точностью 1% [47]. Для позитронного пучка:

$$\int_{\Delta\Omega} \mathrm{d}\Omega \, \epsilon \frac{\mathrm{d}(\sigma^{e^+e^-} + \sigma^{\gamma\gamma})}{\mathrm{d}\Omega} = 2.22 \ \mu\mathrm{b} \ , \tag{6.5}$$

а для электронного пучка:

$$\int_{\Delta\Omega} \mathrm{d}\Omega \, \epsilon \frac{\mathrm{d}\sigma^{e^-e^-}}{\mathrm{d}\Omega} = 3.59 \ \mu\mathrm{b} \ . \tag{6.6}$$

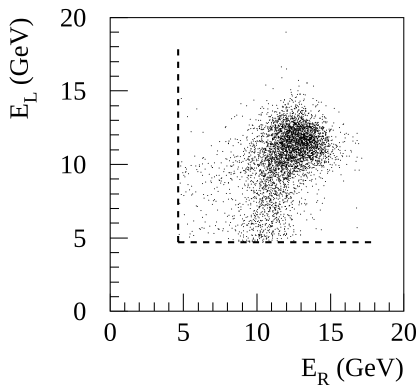
6.2.2. Поправки

При анализе физических данных для стабильной точности измерения светимости (6.4) необходимо делать некоторые поправки к измеряемой частоте совпадений R по следующим причинам.

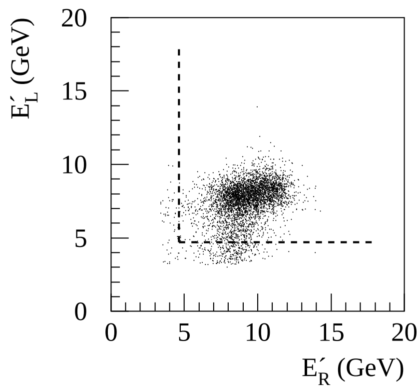
Коррекция на изменение колибровки. В результате уменьшения сигнала из-за радиационных повреждений, что требует программной калибровки (см.раздел 6.1.4), происходит эффект выхода части полезных событий за предел порога дискриминатора, т.к. аппаратно его значение не меняется. Имея первоначальный спектр энерговыделения в левом и правом детекторах для рабочих событий (см.рис.6.4a) и калибровочный набор для текущего периода набора данных (6.2), можно смоделировать этот спектр для текущего периода (см.рис.6.4b), в котором часть событий N' выпадает за порог дискриминатора (штрих-линия) и не даёт вклада в скорость счёта R. Поправка к этой величине вычисляется по формуле: $f_G = N/(N - N')$, где N - полное число событий. Таким образом истинное число совпадений $R' = f_G \cdot R$. Обычно величина f_G не более 2-3%.

Аксептанс-коррекция. Вторая поправка необходима по той причине, что геометрический аксептанс монитора несколько меняется в процессе измерений, т.к. пучок позитронов перемещается в поперечном направлении (см.рис.2.4) при изменении параметров пучка для оптимизации условий экспериментов, производящихся на ускорителе HERA. Величина поправки f_A вычисляется методом компьютерного моделирования Монте-Карло исходя из экспериментальных значений пространственных поперечных параметров пучка (X, Y-координат и углов в точке взаимодействия). Величина аксептанс-поправки не превышает $5 - 7\%$.

Коррекция на случайные совпадения. Монитор также регистрирует фон от случайных совпадений одиночных попаданий (в левый или правый) детектор, вклад от которых равен [50]



(a)



(b)

Рис. 6.4.: Энерговыделение в левом (L) и правом детекторах (R). Штрих-линией показано значение порога дискриминатора

$$R_C = R_L R_R \tau, \tag{6.7}$$

где R_L и R_R- скорость счёта одиночных попаданий в левый и правый детекторы, $\tau = (T_L + T_R)$ - временно́е разрешение схемы совпадений, а T_L и T_R - длительность каждого из импульсов на входе схемы (40 ns). Поправка вычисляется по формуле: $f_C = (1 - R_C)$. Ее величина может достигать 0.6%, но в среднем имеет меньшее значение.

Таким образом в результате всех трех поправок имеем скорректированное число событий совпадений для измерения светимости по формуле (6.4): $R' = f_G f_A f_C R$, которое вычисляется в режиме off-line и посылается в общую базу данных эксперимента HERMES для дальнейшего использования при анализе физических данных.

6.2.3. Фон и систематика

Для измерения поляризованных структурных функций g_1 и g_2 достаточно использовать скорость счёта R совпадений, так как знаменатель в (6.4) сокращается при вычислении спиновых асимметрий. Точно также для извлечения отношения ядерных структурных функций $F_2^{A_1}/F_2^{A_2}$ требуется только относительная светимость, т.е. отношение скорости счёта для данных взятых с мишенями ^{A_1}N and ^{A_2}N. Однако для измерения абсолютных сечений и структурных функций требуется абсолютная светимость L (см. ур. (6.4)). В этом случае важно понимать систематические погрешности измерения светимости.

В таблице 6.1 перечислены различные вклады в систематическую погрешность:

1. **Геометрический аксептанс:** Наибольший вклад в погрешность абсолютной светимости вносит неопределенность величины геометрического аксептанса монитора. Его можно определить используя реконструированные координаты попавших в монитор частиц с точностью 2.5 mm, что обуславливает погрешность интегрального сечения и, следовательно, светимости в 6.1 %.

2. **Теоретическое сечение:** Основная неопределенность здесь содержится в радиационных поправках, которые в третьем порядке по α имеют вклад -0.043 для $e^+e^- \to e^+e^-$ и -0.0094 для $e^+e^- \to \gamma\gamma$. Для Møller-рассеяния $e^-e^- \to e^-e^-$ этот вклад составляет -0.0057. Так как поправки извлекаются численными методами без учёта всех экспериментальных обрезаний, они имеют неопределенность 30 %, что даёт 1.1 % в интегральном сечении.

3. **Положение пучка:** Изменение положения пучка в поперечной плоскости сказывается на геометрическом аксептансе монитора. Особенно он чувствителен к горизонтальной координате, стандартное отклонение которой достигает 0.26-0.48 mm. Соответствующий вклад в систематическую ошибку 0.6-1.2 %.

4. **Фон:** Фоновыми процессами для измерения светимости являются рассеяние и аннигиляция на остаточном газе в вакуумной трубе ускорителя HERA, тормозное излучение на мишени и остаточном газе, а также случайные совпадения. Их вклад, измеренный с помощью метода Монте-Карло, составил 0.6-0.8 %. Основная неопределенность состоит в распределении остаточного газа.

5. **Поправки к скорости счёта:** Метод вычисления поправки имеет погрешность 10 % [47], что даёт вклад в погрешность светимости 0.2-0.4 %.

6. **Абсолютная энергетическая калибровка:** Калибровка производится с использованием позитронов или электронов, упруго рассеянных на ядре мишени и зарегистрированных одним из калориметров. Неопределенность калибровочных констант 0.5 % соответствует ошибке 0.2 % в скорости счета.

7. **Триггерная электроника:** Временна́я нестабильность триггерной электроники (усилителей, линейных сумматоров и дискриминаторов) вносит вклад около 0.3 %.

Таблица 6.1.: Вклады в систематическую погрешность в определении абсолютной ($\Delta L/L$) и относительной ($\Delta R/R$) светимостей.

	$\Delta L/L$ (%)	$\Delta R/R$ (%)
Геометрический аксептанс	6.1	-
Теоретическое сечение с радиационными поправками	1.1	-
Неопределенность положения пучка	1.0	1.0
Фон	0.6	0.6
Поправки к скор. счёта	0.3	0.3
Абсолютная энергетическая калибровка	0.2	-
Стабильность триггерной электроники	0.3	0.3
Полная систематическая погрешность	6.3	1.2

Все источники систематической ошибки просуммированные квадратично дают погрешность абсолютной светимости 6.3-6.4 %, в которой доминирует погрешность в геом. аксептансе. Ввиду того, что для определения относительной светимости абсолютная нормировка не имеет значения, неопределённость сечения, проинтегрированного по аксептансу детектора, не входит в ее систематическую ошибку. Поэтому она намного меньше и достигает значений между 0.9 и 1.5 %.

7. Измерение поляризации мишени с помощью спиновой асимметрии e^+e^- рассеяния

7.1. Введение

В предыдущей главе рассказывалось о работе монитора при выполнении им своей главной функции – измерении светимости в эксперименте HERMES. Однако в процессе работы была найдена другая, вторичная задача, состоящая в определении с помощью монитора поляризации атомарных электронов газовой мишени при измерении им спиновой асимметрии продольно поляризованных позитронов пучка на продольно поляризованных электронах атомов мишени. Такое измерение её поляризации независимое от стандартной аппаратуры системы газовой мишени позволяет снизить систематическую погрешность измерения поляризации мишени в эксперименте.

Стоит отметить, что ранее в физике высоких энергий спиновая асимметрия рассеяния поляризованных лептонов использовалась только для измерения поляризации электронных пучков при рассеянии их на поляризованных электронах атомов металлической мишени, т.е. с помощью Møller–рассеяния ($e^-e^- \to e^-e^-$). В качестве мишени в Møller–поляриметрах обычно использовались сплавы кобальта и железа, которые обладают электронной поляризацией около 8 % [69, 70, 71, 72, 73]. Однако, по причине значительной энергии связи электронов такой мишени, имеет место так называемый эффект Левчука, требующий заметных поправок к измеряемой асимметрии (см. об этом эффекте далее в 7.4).

В эксперименте HERMES впервые возможно экспериментальное изучение рассеяния позитрона на электроне, находящихся в продольно поляризованном состоянии. Это достигается применением газовой мишени с продольно поляризованными атомами водорода (об общем устройстве мишени см. подраздел 2.3). Среднее значение поляризации атомов водорода за период набора статистики в 1997 году достигло 88 %. Что касается самих электронов этих атомов, то их эффективная поляризация (вклад в которую вносят также электроны неполяризованных молекул, находящихся в накопительной камере мишени) не превышала 35 %.

7.1.1. Состояния поляризации мишени

Вообще газовая мишень спектрометра HERMES может находиться в нескольких состояниях поляризации. При этом только часть из них использовалась для измерения описываемой в этой главе асимметрии. В настоящей работе излагаются результаты измерений, полученные с применением только водородной мишени, поэтому остановимся на описании её состояний поляризации и связанном с этим устройстве мишени более подробно ([30],[74]).

В невозбужденном атоме водорода есть два возможных значения суммарного спина F. а именно, синглетное состояние $F = 0$ и триплетное состояние $F = 1$. В магнитном поле $B \neq 0$ состояние $F = 1$ перестает быть вырожденным, и при переходе критического значения $B_k = 50.7\ mT$ приводит к полному разделению спинов электрона и протона. На рис. 7.1 это показано с помощью так называемой Breit-Rabi-диаграммы, изображающей зависимость энергии состояний от магнитного поля.

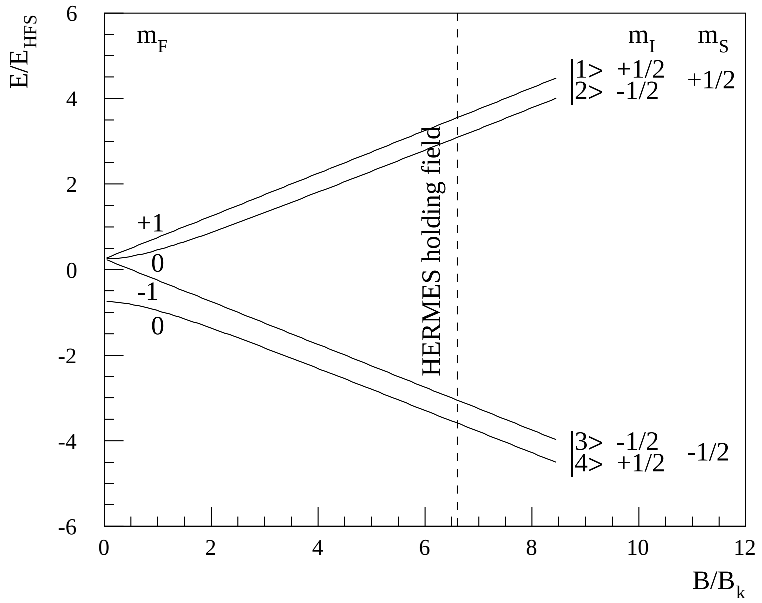


Рис. 7.1.: Breit-Rabi-диаграмма для водорода.

В качестве единиц энергии здесь используется энергия сверх-тонкого расщепления уровней энергии водорода $E_{HFS} = 5.8744\ \mu eV$ ([75],[76]).

Состояния $|1\rangle - |4\rangle$ могут быть описаны как с помощью квантовых чисел F и m_F суммарного спина, так и с помощью магнитных квантовых чисел m_S и m_I электронного и протонного спинов. Оба представления связаны друг с другом ортогональным преобразованием через угол смешивания

$$\vartheta = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{B_{\mathrm{k}}}{B} \tag{7.1}$$

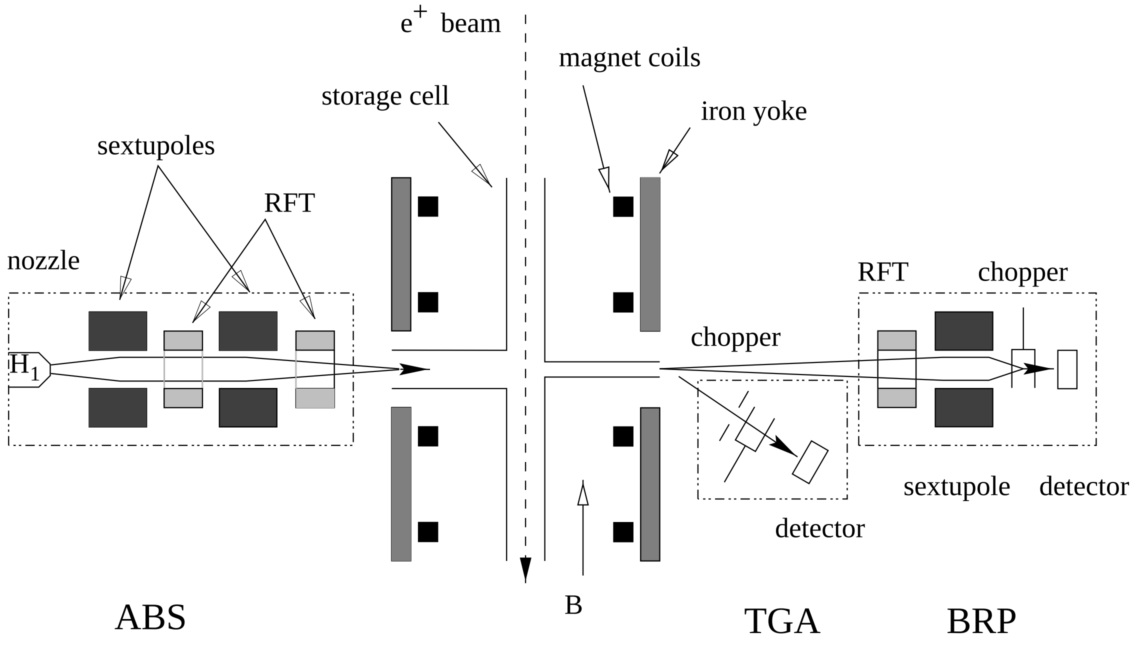


Рис. 7.2.: Схема мишени спектрометра HERMES, иллюстрирующая её состояния поляризации

следующим образом:

$$\begin{aligned} |1\rangle &= |F=1, m_F=+1\rangle = |\uparrow +\rangle \\ |2\rangle &= |F=1, m_F=0\rangle = \cos\vartheta\,|\uparrow -\rangle + \sin\vartheta\,|\downarrow +\rangle \approx |\uparrow -\rangle \\ |3\rangle &= |F=1, m_F=-1\rangle = |\downarrow -\rangle \\ |4\rangle &= |F=0, m_F=0\rangle = \cos\vartheta\,|\downarrow +\rangle - \sin\vartheta\,|\uparrow -\rangle \approx |\downarrow +\rangle\,, \end{aligned} \tag{7.2}$$

где $\uparrow$ / $\downarrow$ обозначают состояния спина электрона, а $\pm$–протона в m_S, m_I- представлении. Приближения для состояний $|2\rangle$ и $|4\rangle$ в этом представлении верны для $B \gg B_\mathrm{k}$, что ясно из (7.1).

Для получения определённых состояний поляризации (7.2) используется Stern–Gerlach–метод сепарации спинов в неоднородном магнитном поле. Это делается следующим образом [77]. Атомарный поляризованный водород, производящийся в так называемом источнике атомарного пучка (ABS) (см. рис.7.2), инжектируется в тонкостенную накопительную камеру (storage cell), в поляриметр типа Breit-Rabi (BRP) и газовый анализатор мишени (TGA).

Накопительная камера увеличивает нуклонную плотность мишени примерно на два порядка по сравнению со свободной струёй. Сверхпроводящий магнит, внутри которого находится камера, производит продольное удерживающее магнитное поле величиной до 350 mT, определяющее ось квантования спинов и уменьшает процессы релаксации ядерного спина, такие как деполяризация и

Режим	Инжектированные состояния	Поляризация нуклонов	Поляризация электронов
AHX	$\|1\rangle$, $\|2\rangle$	0	+
	$\|1\rangle$, $\|4\rangle$	+	0
	$\|2\rangle$, $\|3\rangle$	−	0
EHX	$\|2\rangle$	−	+
	$\|4\rangle$	+	−
RHX	$\|1\rangle$, $\|4\rangle$	+	0
	$\|2\rangle$, $\|3\rangle$	−	0

Таблица 7.1.: Режимы работы мишени с состояниями поляризации

обмен спинами на стенках камеры.

Источник атомарного пучка (ABS) состоит из радиочастотного диссоциатора, в котором диссоциируют молекула H_2, и системы шестиполюсных магнитов (sextupoles), где в неоднородном магнитном поле с помощью эффекта Stern–Gerlach происходит отбор требуемых спиновых состояний. Например, состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$ фокусируются, а состояния $|3\rangle$ и $|4\rangle$ отклоняются в сторону или наоборот, таким образом достигается высокая электронная поляризация ($m_S = +1/2$). А с помощью модулей высокочастотных переходов (RFT) производится передача спина от нуклона электрону или наоборот. Например, если индуцируется переход из состояния $|2\rangle$ в состояние $|4\rangle$, то в результате получается атомарный пучок в состоянии $|1\rangle$ и $|4\rangle$ с положительной поляризацией ($m_I = +1/2$). Чтобы получить отрицательную поляризацию нуклона, используют переход из $|1\rangle$ в $|3\rangle$.

Далее поляризованный пучок баллистически впрыскивается по трубке в накопительную камеру, где атомы начинают диффундировать к выходу, когда и происходят процессы релаксации спина и рекомбинации.

Газовый анализатор (TGA) в своём составе имеет чоппер (заслонка для производства фонового измерения) и квадрупольный масс-спектрометр для измерения относительного количества атомов и молекул в газе. Это измерение используется для определения относительной части атомов в накопительной камере, которая участвует в вычислении поляризации мишени.

Для определения поляризации атомарной части газа служит поляриметр (BRP), состоящий из двух адиабатических модулей высокочастотных переходов (RFT), системы шестиполюсных магнитов, чоппера и квадрупольного масс-спектрометра. Переключения модулей RFT позволяет отбирать атомы в различных комбинациях сверхтонкого расщепления уровней, которые проходят через шестиполюсный спин-сепаратор. Атомарный пучок детектируется тем же способом, что и в TGA. Для определения заселённости уровней водорода необходим набор из 4 измерений с различной конфигурацией RFT.

В таблице 7.1 указаны режимы работы системы мишени с соответствующими им состояниями поляризации. Половина данных для измерения асимметрии была получена в AHX–режиме, в котором инжектируется только состояние с положительной электронной поляризацией, оба других её не имеют. Переключение между этими состояниями происходило каждые 60 секунд в случайной очерёдности. Другая половина данных была получена в EHX–режиме, в котором происходило переключение между состоянием с положительной и отрицательной поляризацией. В то время как в AHX–режиме каждый раз инжектировались два состояния сверх-тонкого расщепления уровней, то в EHX–режиме – только одно. Отметим, что RHX–режим, использовавшийся для основной физической программы эксперимента HERMES, не применялся для настоящих измерений, так как не содержал состояний с электронной поляризацией.

Поляризация электронов атомов мишени стабильна во времени: деполяризация из-за изменяющихся во времени магнитных полей, связанных с периодичной структурой позитронного пучка пренебрежимо мала [74].

7.1.2. Принцип измерения

Как это показано в разделе 2.6, в случае продольной поляризации позитрона и электрона поляризованное дифференциальное сечение их рассеяния имеет общий вид:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{unpol}} (1 + a_{zz} P_{\mathrm{S}} P_{\mathrm{T}}) \ . \tag{7.3}$$

В формулах (2.7) и (2.9)) даны соответствующие выражения для Bhabha-рассеяния и двухфотонной аннигиляции. На практике, однако, мы имеем дело с сечением, видимым в пределах геометрического аксептанса $\Delta\Omega$ детектора:

$$\sigma = \int\limits_{\Delta\Omega} \mathrm{d}\Omega \, \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} \tag{7.4}$$

Выражение (7.3) принимает вид:

$$\sigma = \sigma_{\mathrm{unpol}} (1 + \bar{a}_{zz} P_{\mathrm{S}} P_{\mathrm{T}}) \ . \tag{7.5}$$

Спиновой асимметрией процесса рассеяния называется следующая величина:

$$A \equiv \bar{a}_{zz} P_{\mathrm{S}} P_{\mathrm{T}} = \frac{\sigma^{\uparrow\uparrow} - \sigma^{\uparrow\downarrow}}{\sigma^{\uparrow\uparrow} + \sigma^{\uparrow\downarrow}}, \tag{7.6}$$

где $\sigma^{\uparrow\uparrow}$ и $\sigma^{\uparrow\downarrow}$ – интегральные сечения для параллельной и антипараллельной ориентации спина партнёров, а $\bar{a}_{zz}$ – усреднённый эффективный коэффициент асимметрии:

$$\bar{a}_{zz} = \frac{\int d\Omega \, \varepsilon(\Omega) \Big[(d\sigma_0^{e^+e^- \to e^+e^-}(\Omega)/d\Omega) \, a_{zz}^{e^+e^-}(\Omega) + (d\sigma_0^{e^+e^- \to \gamma\gamma}(\Omega)/d\Omega) \, a_{zz}^{\gamma\gamma}(\Omega) \Big]}{\int d\Omega \, \varepsilon(\Omega) \Big[(d\sigma_0^{e^+e^- \to e^+e^-}(\Omega)/d\Omega) + (d\sigma_0^{e^+e^- \to \gamma\gamma}(\Omega)/d\Omega) \Big]} \ . \tag{7.7}$$

Усреднение получается путём взвешивания коэффициентов асимметрии Bhabha–рассеяния $a_{zz}^{e^+e^-}$ и двухфотонной аннигиляции $a_{zz}^{\gamma\gamma}$ неполяризованным сечением $d\sigma_0/d\Omega$ каждого процесса. Функция $\varepsilon(\Omega)$ описывает эффективность детектора, включая его геометрический аксептанс.

В условиях реального эксперимента скорость счёта S исследуемого поляризованного процесса включает в себя некоторую долю B отсчетов от фоновых неполяризованных процессов (Bhabha–рассеяние и двухфотонная аннигиляция на остаточном газе в трубе ускорителя, тормозное излучение позитрона пучка на ядре мишени и случайные совпадения сигналов левого и правого детекторов монитора). Этот факт негативно отражается на измеряемой асимметрии (7.6), снижая её значение на коэффициент $f = \frac{1}{1+B/(S-B)}$: $A_{meas} = A \cdot f$. Значение этого коэффициента для данных 1996 (1997) годов были получены в работе [47]: $f = 0.971(0.968)$.

Из формулы (7.6) явствует, что при известном значении одной из величин P_S или P_T, можно измерить другую Например для поляризации электронов мишени имеем:

$$P_T = \frac{A_{meas}}{\bar{a}_{zz} P_S} \tag{7.8}$$

Правда, необходимо еще вычислить усреднённый эффективный коэффициент асимметрии $\bar{a}_{zz}$.

7.2. Математическое моделирование

Коэффициент $\bar{a}_{zz}$ в принципе можно вычислить по формуле (7.7), производя интегрирование с применением численных методов или даже (при благоприятных условиях) аналитически. Однако, иногда бывает сложно аналитически описать функцию эффективности детектора $\varepsilon(\Omega)$. Удобнее и точнее это можно сделать с помощью математического моделирования процесса рассеяния позитрона на электроне с последующей регистрацией продуктов реакции монитором светимости методом Монте-Карло.

Из (7.6) следует, что $\bar{a}_{zz}$ можно вычислить, подсчитав число зарегистрированных совпадений сигналов в левом и правом калориметрах монитора, промоделировав рассеяние позитрона на электроне в параллельном и антипараллельном состоянии их спинов для $P_S = P_T$=1. Такое моделирование было произведено с помощью программы HMC (см. главу 5) с использованием генераторов Bhabha-рассеяния и двухфотонной аннигиляции (с учётом радиационных поправок) [78]. Моделировалось попадание продуктов реакции (e^+e^- или $\gamma\gamma$) в оба калориметра монитора и их отклик (розыгрыш электромагнитного ливня, выделение энергии). Событие считалось зарегистрированным, если в каждом калориметре выделенная энергия превышала порог дискриминатора, существующий в реальном эксперименте (4.5 GeV).

Моделирование производилось с использованием геометрической конфигурации монитора (см. рис.2.4), имевшей место в период набора данных 1996-1997. Для обеих ориентаций спина было получено 2×10^4 успешных событий со следующим результатом (указанная погрешность – статистическая):

$$\bar{a}_{zz} = -0.438 \pm 0.006, \tag{7.9}$$

который был использован для вычисления электронной поляризации мишени по формуле (7.8).

Отметим, что из-за того, что монитор не может отличить Bhabha-рассеяние от двухфотонной аннигиляции, наблюдаемая асимметрия имеет меньшее значение (почти в два раза), чем в случае регистрации только Bhabha-рассеяния, т.е. имеет меньшую так называемую анализирующую способность. Это имеет место из-за того, что в выражении (7.7) коэффициенты асимметрии для каждого из процессов имеют разные знаки (см. подраздел 2.6.1).

7.3. Результаты анализа

Вычисление экспериментального значения асимметрии по формуле (7.6) требует соответствующей нормировки скоростей счёта на соответствующие светимости ($\sigma^{\uparrow\uparrow/\uparrow\downarrow} = \frac{N^{\uparrow\uparrow/\uparrow\downarrow}}{L^{\uparrow\uparrow/\uparrow\downarrow}}$), таким образом, после упрощений имеем:

$$A = \frac{\sigma^{\uparrow\uparrow} - \sigma^{\uparrow\downarrow}}{\sigma^{\uparrow\uparrow} + \sigma^{\uparrow\downarrow}} = \frac{N^{\uparrow\uparrow}L^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\downarrow}L^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\uparrow}L^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\downarrow}L^{\uparrow\uparrow}}\ , \tag{7.10}$$

где $N^{\uparrow\uparrow}$ и $N^{\uparrow\downarrow}$ – скорости счёта совпадений в мониторе для параллельной и, соответственно, антипараллельной ориентации спинов партнёров реакции. Соответствующее значение светимости $L^{\uparrow\uparrow/\uparrow\downarrow}$, служащее для определения сечения из скорости счёта, определялось как:

$$L^{\uparrow\uparrow/\uparrow\downarrow} = \frac{1}{e} \int\limits_{\uparrow\uparrow/\uparrow\downarrow} \mathrm{d}t\, I_{\mathrm{S}}\, \rho_{\mathrm{T}}, \tag{7.11}$$

где интегрирование $\int_{\uparrow\uparrow/\uparrow\downarrow} \mathrm{d}t$ производится по всем периодам с параллельной/антипараллельной ориентацией. Плотность мишени ρ_{T} в рассматриваемые промежутки времени была практически постоянна, поэтому её можно вынести за знак интеграла. Таким образом после сокращения постоянных величин в формуле (7.10) для нормировки остаются только интегральные значение тока ускорителя I_{S}.

Скорость счёта подчиняется статистике Пуассона $\Delta N^{\uparrow\uparrow/\uparrow\downarrow} = \sqrt{N^{\uparrow\uparrow/\uparrow\downarrow}}$, что приводит к следующему выражению для статистической погрешности измеряемой асимметрии:

$$\Delta A = \frac{2L^{\uparrow\uparrow}L^{\uparrow\downarrow}}{(N^{\uparrow\uparrow}L^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\downarrow}L^{\uparrow\uparrow})^2} \sqrt{N^{\uparrow\uparrow}N^{\uparrow\downarrow}(N^{\uparrow\uparrow} + N^{\uparrow\downarrow})}\ . \tag{7.12}$$

Отметим, что формула (7.10) верна при условии, что в эксперименте имеются переключения между параллельной и антипараллельной ориентацией спинов, т.е. между положительной и отрицательной поляризацией электронов мишени. В эксперименте HERMES это происходит только, когда система мишени работает в EHX-режиме (см. табл.7.1). Если же мишень эксплуатируется в AHX-режиме, то асимметрия измеряется между состоянием с положительной и нулевой поляризацией электронов мишени, так что выражение (7.10) принимает вид:

$$A = 1 - \frac{\sigma_+}{\sigma_0} = \frac{N_0 L_+ - N_+ L_0}{N_0 L_+} \ , \tag{7.13}$$

где под N_0 имеется в виду скорость счёта монитора, когда мишень находилась в состояниях с нулевой электронной поляризацией, а именно, $|\,1\,\rangle + |\,4\,\rangle$ или $|\,2\,\rangle + |\,3\,\rangle$; то же имеет место и для относительной светимости L_0. Соответствующие величины для положительной электронной поляризации в состоянии $|1\,\rangle + |2\,\rangle$ – N_+ и L_+. Статистическая погрешность выражения (7.13) принимает вид:

$$\Delta A = \frac{L_0}{L_+ N_0^2}\sqrt{N_+ N_0 (N_+ + N_0)} \ . \tag{7.14}$$

Вычисления асимметрии на базе скоростей счёта по выше приведённым формулам производились на данных (скорость счёта монитора, ток ускорителя и поляризация пучка) 1996-1997 годов, содержащихся в файлах медленного контроля для каждого цикла наполнения ускорителя позитронами (см. главу 5), Данные системы мишени (BRP-поляриметра и газового анализатора TGA) были взяты из файлов суммарных результатов (микро-DST) [79].

При анализе данных были выставлены следующие условия на значения некоторых параметров, чтобы исключить данные, собранные в периоды возможных сбоев аппаратуры. Использовались только данные, удовлетворяющие следующим стандартным критериям:

- Скорость счёта совпадений монитора: 5 Hz $\leq \dot{N}_{\mathrm{Lumi}} \leq 1.2\ \dot{N}^0_{\mathrm{Lumi}}$, где $\dot{N}^0_{\mathrm{Lumi}}$ – это скорость счёта в начале нового цикла ускорителя HERA.
- Ток ускорителя: 5 mA $\leq I_{\mathrm{S}} \leq$ 50 mA.
- Поляризация позитронов пучка: $0 \leq |P_{\mathrm{S}}| \leq 100$ %.
- Степень диссоциации молекул газа мишени: $0 \leq \alpha_0, \alpha_{\mathrm{r}} \leq 1$.

Вычисление асимметрии по формулам (7.10) и (7.13) производилось с использованием значений соответствующих величин, усреднённых по каждому минимальному периоду измерений (в экспериментах на ускорителях обозначается английским словом *run*) внутри одного цикла наполнения позитронного кольца ускорителя (см. рис.7.3(a), указанные погрешности – статистические).

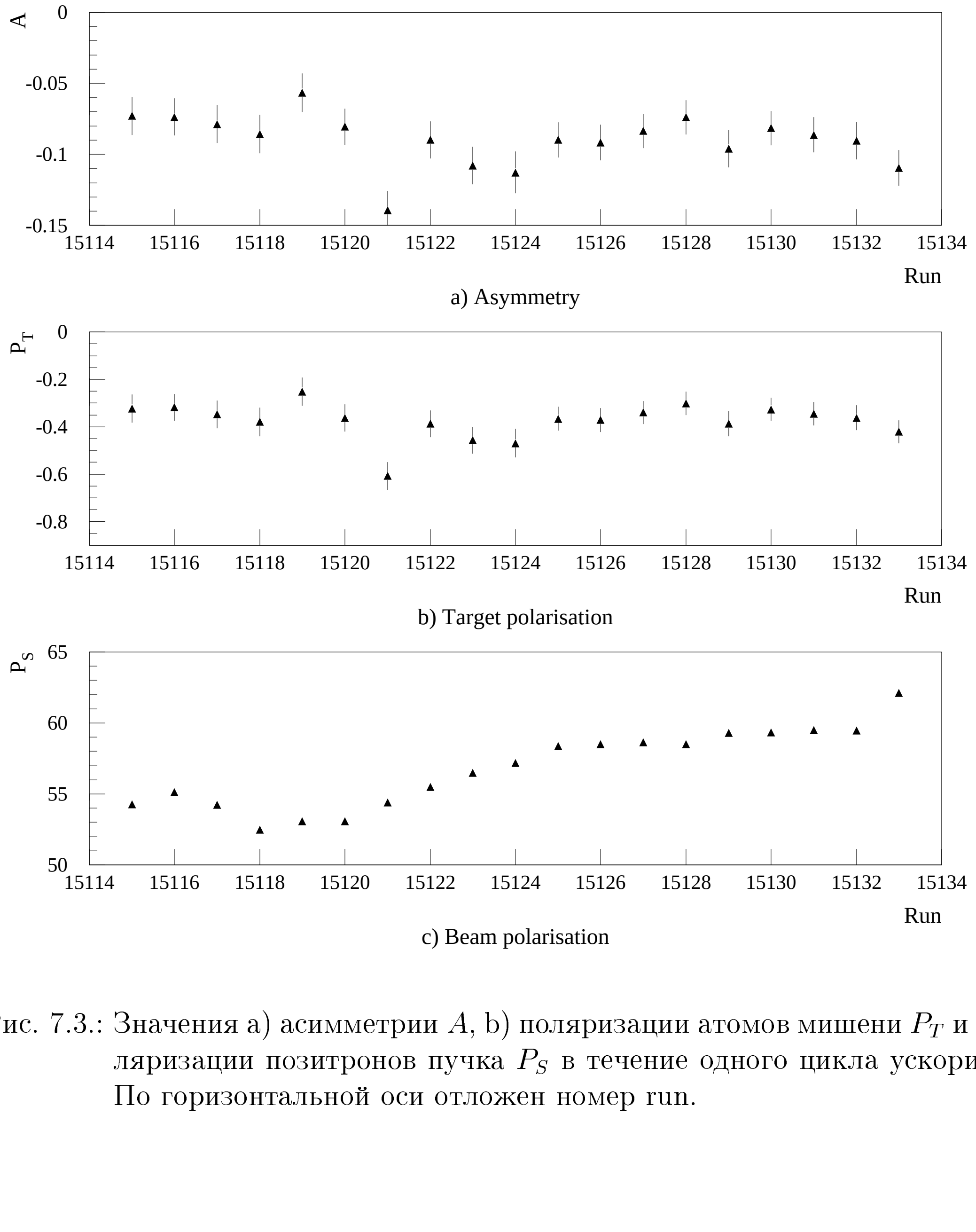


Рис. 7.3.: Значения a) асимметрии A, b) поляризации атомов мишени P_T и c) поляризации позитронов пучка P_S в течение одного цикла ускорителя. По горизонтальной оси отложен номер run.

Далее, для вычисления асимметрии, усреднённой за весь цикл, полученные значения асимметрии усреднялись со взвешиванием своей статистической погрешностью:

$$\bar{A}_{fill} = \frac{1}{w} \sum_{i=1,runs} w_i A_{run}, \tag{7.15}$$

где $w_i = 1/\sigma_i^2$ – стат. вес i-го run, $w = \sum w_i$. Стандартным отклонением $\bar{A}_{fill}$ является $1/\sqrt{w}$.

Поляризация электронов атомов водорода мишени P_T вычислялась также для каждого run по формуле (7.8) (см. рис.7.3(b)) с использованием полученных значений асимметрии и средних за run значений поляризации пучка позитронов P_S, измеренных поляриметром эксперимента HERMES (см.рис.7.3(c)). Для получения среднего значения за один цикл ускорителя производилось такое же усреднение со взвешиванием, как и в случае вычисления асимметрии. Средние значения асимметрии и измеренной с её помощью поляризации мишени для всех циклов ускорителя периода набора статистики 1996-1997 годов, когда мишень эксплуатировалась в режимах AHX и EHX, показаны на рис.7.4(a,b).

Видно, что эти величины заметно разные от одного цикла к другому. Это в основном, объясняется тем, что некоторые параметры мишени (такие, как температура накопительной камеры, молекулярная фракция, магнитное поле мишени и др.), влияющие на эффективную поляризацию мишени изменялись специально для целей калибровки измерений системы мишени. Средняя поляризация, измеренная поляриметром (поперечной поляризации) пучка показана на рис.7.4(c). Показана статистическая погрешность, вычисленная, как квадратный корень из выборочной дисперсии поляризации внутри каждого цикла. Все соответствующие цифры сведены в таблицу 7.2.

Нумерация циклов в таблице относительная. Отметим, что циклы №11,18,23 разбиты на две части по следующим причинам:

- Внутри цикла 11 была изменена температура накопительной камеры мишени.
- Внутри цикла 18 только две группы run были сделаны с электронной поляризацией атомов мишени, в остальных run была только нуклонная поляризация.
- Внутри цикла 23 магнитное поле в мишени было изменено с 390 mT до 226 mT для изучения его влияния на поляризацию атомов и асимметрию рассеяния. Как видно, эти величины действительно сильно уменьшились во второй части цикла.

В таблице и на рисунках представлены только статистические погрешности.

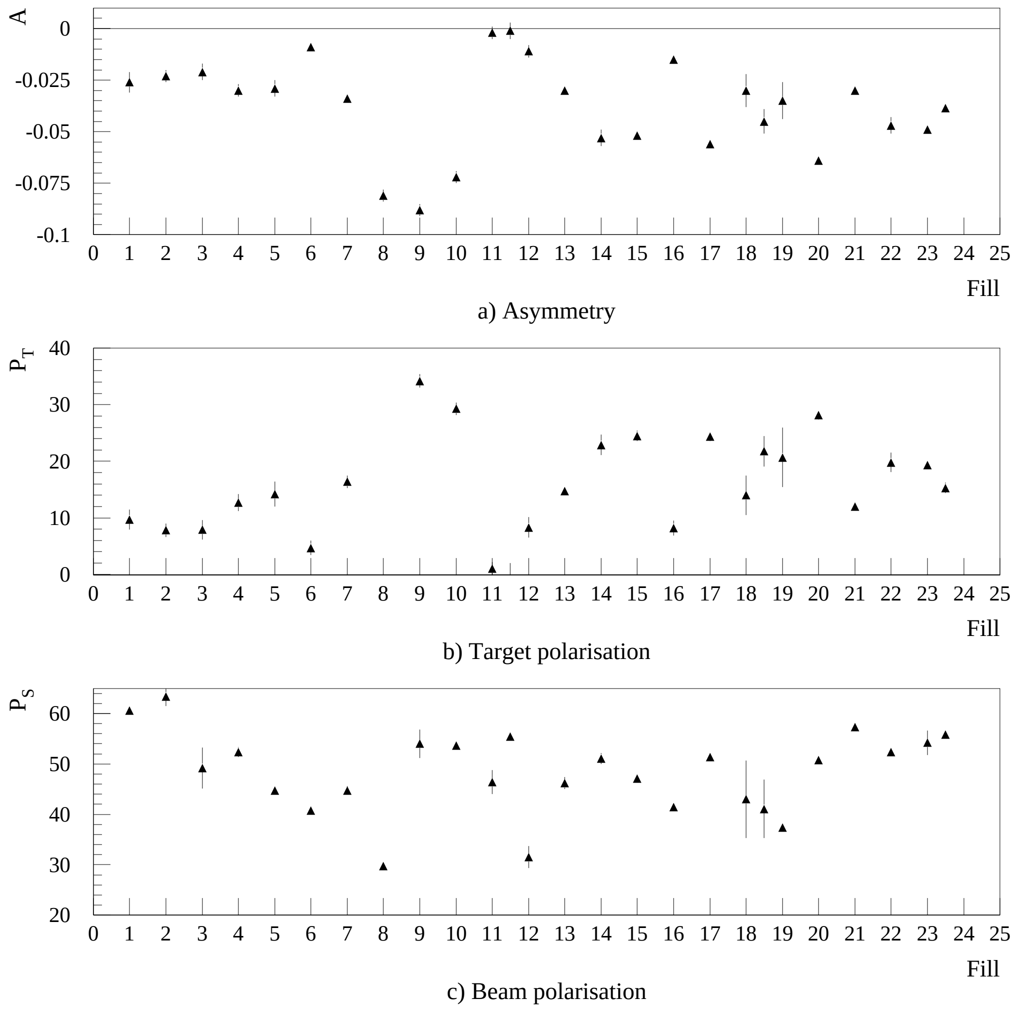


Рис. 7.4.: Значения a) асимметрии A, b) поляризации атомов мишени P_T и c) поляризации позитронов пучка P_S. По горизонтальной оси – относительный номер цикла позитронного кольца ускорителя.

Таблица 7.2.: Асимметрия рассеяния, поляризация мишени и пучка в 1996-1997

цикл	run	режим	A	P_T,%	P_S,%
			1996		
1	7167- 7184	AHX	-0.026±0.005	9.7±1.8	60.6±0.3
2	7271- 7304	AHX	-0.023±0.003	7.8±1.2	63.4±1.9
3	7304- 7329	AHX	-0.021±0.004	7.9±1.7	49.2±4.1
4	7336- 7368	AHX	-0.030±0.003	12.7±1.5	52.4±1.0
5	8361- 8386	AHX	-0.029±0.004	14.2±2.2	44.7±0.8
6	8438- 8484	AHX	-0.009±0.002	4.7±1.3	40.8±0.6
7	11253-11320	AHX	-0.034±0.002	16.4±1.1	44.7±0.9
			1997		
8	15098-15113	AHX	0.081±0.003	-60.3±2.4	29.7±0.5 [a]
9	15113-15133	AHX	0.088±0.003	-34.2±1.2	54.0±2.8
10	15135-15153	AHX	0.072±0.003	-29.3±1.1	53.7±0.3
11a	15262-15312	AHX	0.002±0.003	1.0±1.2	46.4±2.4
11b	15319-15331	AHX	0.001±0.004	0.5±1.5	55.4±0.5
12	15632-15647	EHX	-0.011±0.003	8.3±1.8	31.5±2.2
13	15648-15699	EHX	-0.030±0.001	14.7±0.7	46.2±1.2
14	16137-16169	AHX	0.053±0.004	-22.9±1.8	51.1±1.1
15	16530-16600	EHX	-0.052±0.002	24.5±0.9	47.1±0.6
16	22895-22913	EHX	0.015±0.002	8.2±1.3	41.4 [b]
17	23939-23993	EHX	0.056±0.002	-24.4±0.8	51.4±0.6
18a	24146-24148	EHX	0.030±0.008	-14.0±3.5	43.0±7.7
18b	24173-24176	EHX	0.045±0.006	-21.8±2.7	41.1±5.8
19	24187-24189	EHX	0.035±0.009	-20.7±5.3	37.4±0.6
20	24192-24250	EHX	0.064±0.002	-28.2±0.8	50.8±0.3
21	27543-27580	EHX	-0.030±0.001	12.0±0.4	57.3±0.4
22	27658-27667	EHX	-0.047±0.004	19.8±1.7	52.4±0.7
23a	27667-27691	EHX	-0.049±0.002	19.3±0.7	54.2±2.4
23b	27692-27711	EHX	-0.0386±0.0001	15.3±0.9	55.8±0.1

[a] неверное измерение из-за сбоя пучкового поляриметра

[b] так как эта величина отсутствует в файле медленного контроля, она взята из микро-DST 97b2 [79]

Вклад	$\Delta P_T/P_T$ (%)
P_S	4.1
f	0.6
$\bar{a}_{zz}$	1.7
Суммарный	4.5

Таблица 7.3.: Вклады в систематическую погрешность измерения поляризации P_T электронов мишени.

7.4. Систематические погрешности

Систематическая ошибка измерения поляризации электронов мишени выше указанным способом (по формуле (7.8)) имеет несколько источников. Они были проанализированы в работе [47] и представляют собой систематические погрешности следующих величин (см. таблицу 7.3):

- измерения поляризации позитронов пучка, определяемую в основном точностью абсолютной калибровки поляриметра поперечной поляризации и составляющую 4.1 %;
- определения коэффициента f, объясняемую неопределённостью в определении величины фона от Bhabha-рассеяния и двухфотонной аннигиляции на остаточном газе вакуумной трубы ускорителя, а также от тормозного излучения позитрона на ядре атома водорода, и составляющую 0.6 %;
- определения среднего эффективного коэффициента асимметрии $\bar{a}_{zz}$, составляющую 1.7 %, в которую вносят вклад следующие источники:
  - неопределённость геометрического аксептанса в 2.5 mm (1.5 %);
  - неопределённость радиационных поправок в сечение неполяризованного рассеяния в формуле (7.7) (0.7 %);
  - неопределённость радиационных поправок в $a_{zz}^{e^+e^-}(\Omega)$ в той же формуле (0.2 %);

Квадратичное сложение всех перечисленных вкладов даёт суммарную систематическую погрешность измерения поляризации электронов атомов водородной мишени P_T, в районе 4.5%. Основным вкладом при этом является погрешность измерения поляризации P_S позитронного пучка.

7.4.1. Эффект Левчука

До сих пор при рассмотрении рассеяния позитрона на атомарном электроне мы считали, что последний находится в свободном состоянии, то есть пренебрегали тем фактом, что на самом деле, находясь на атомной оболочке n (в нашем случае атома водорода $n = 1$), он обладает энергией связи ϵ_n. Обычно это оправдано, так как налетающий позитрон является ультрарелятивистским. Однако Л.Г.Левчук показал, что в некоторых случаях при измерении асимметрии Møller-рассеяния этот факт оказывает заметное влияние на измерения поляризации [80]. Этот эффект заметен при измерениях поляризации электронов пучка Møller-поляриметрами в экспериментах рассеяния электронов на поляризованных фольге (49% Fe, 49% Co, 2% V), где энергия связи внутренних электронных оболочек достигает больших значений (нескольких MeV). Например, на двух-плечевом поляриметре в MIT поправка достигает 12% [81].

Сделаем оценку этого эффекта для нашего измерения поляризации электронов мишени, используя рассуждения для рассеяния электрона на электроне, приведённые в работе [80], так как они также справедливы и для нашего случая рассеяния позитрона на электроне. Механизм эффекта Левчука таков, что угол рассеяния в лаб. системе θ_0 на свободном электроне размывается пропорционально квадратному корню импульса электрона массы m на n-ой атомной оболочке $P_n = \sqrt{2mE_n}$ в следующих границах $\beta^n_{min} \leq \theta/\theta_0 \leq \beta^n_{max}$ ($E_n = 13.6\ eV$ – энергия связи электрона в атоме водорода [82]):

$$\beta^n_{min(max)} = \left(1 + E_n/m \pm \sqrt{2|E_n|/m}\right)^{1/2} \tag{7.16}$$

Получаем размер эффекта

$$\Delta\beta = \beta^n_{max} - \beta^n_{min} = 0.0052 \tag{7.17}$$

Если сравнить это значение с величиной относительного углового аксептанса монитора

$$\frac{\Delta\theta_a}{\theta_0} = \frac{(8.9 - 4.6)\ mrad}{6.0\ mrad} = 0.71 \tag{7.18}$$

то получаем, что $\Delta\beta \ll \Delta\theta_a/\theta_0$. Таким образом, как и стоило ожидать, в нашем случае эффект Левчука пренебрежимо мал по причине малого значения энергии связи электрона в атоме водорода и сравнительно большого углового аксептанса детектора.

7.5. Сравнение с измерениями системы мишени

Как указывалось в начале текущей главы, асимметрия Bhabha-рассеяния позитрона пучка на атомном электроне мишени является мерой поляризации последней. А измерение этой поляризации детектором светимости с помощью асимметрии Bhabha-рассеяния (P_T^{LUMI}, здесь верхний индекс означает средство измерения поляризации: $LUMI$ – монитор светимости, T – система мишени) является независимым (от средств системы мишени) ее измерением. Оно даёт возможность более точно откалибровать поляриметр мишени (см. подраздел 7.1.1) и

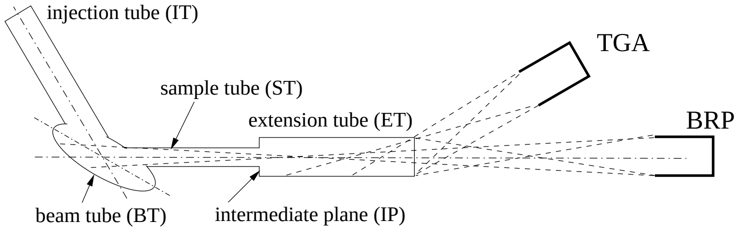


Рис. 7.5.: Схема геометрического аксептанса BRP и TGA. IT – инжекционная трубка, ST – пробная трубка, ET – удлинительная трубка, BT – пучковая труба, IP – промежуточная плоскость.

снизить погрешность измерения её поляризации (P_T^T). Вычисление этой величины, усреднённой по всему рабочему объёму мишени, производится с помощью следующего уравнения ([77], стр.3):

$$P_T^T = \alpha_0 \cdot (\alpha_r + (1-\alpha_r)\cdot\beta)\cdot P_a, \tag{7.19}$$

где α_0 представляет первоначальную долю нуклонов в газе мишени, находящимся в атомарном состоянии, α_r – долю нуклонов в атомах, избежавших рекомбинации, P_a – поляризацию атомов мишени, а βP_a – поляризацию молекул, появившихся в результате рекомбинации атомов. Данное выражение, составленное для нуклонов газа мишени (водорода), верно и для электронов атомов водорода, на которых собственно и происходит Bhabha-рассеяние, только в этом случае $\beta P_a = 0$ (по принципу Паули два электрона в молекуле водорода находятся в антипараллельных состояниях спина). Величины α_0, α_r и P_a характеризуют состояние газа, находящегося в накопительной камере мишени, где происходит Bhabha-рассеяние и вычисляются используя измерения TGA и BRP (см. рис.7.2). Оба прибора измеряют свойства пробы газа мишени, попадающей в них через пробную трубку посредством диффузии молекулярного потока. Доля атомов избежавших рекомбинации, измеренная TGA, α_r^{TGA}, и поляризация пробы газа, измеренная BRP, P^{BRP}, связаны с соответствующими величинами в накопительной камере, так называемыми пробными коррекциями c_α и c_P, следующим образом:

$$\alpha_r = c_\alpha \cdot \alpha_r^{TGA} \tag{7.20}$$
$$P_a = c_P \cdot P^{BRP} \tag{7.21}$$

Необходимость введения таких коррекций связана с тем, что атомы газа взятые на пробу из центра накопительной камеры мишени для анализа с помощью TGA и BRP, попадают в них через специальные пробную (ST) и удлинительную (ET) трубки (см. рис.7.5), при этом частично теряя поляризацию из-за рекомбинации атомов в молекулы и столкновений со стенками. Как пробные коррекции, так и их систематические погрешности, зависят от измеряемых величин α_r^{TGA} и P^{BRP}, от геометрии накопительной камеры мишени и свойств её поверхности.

При известных значениях c_α и c_P можно вычислить P_T^T, которая при правильном выборе этих коррекций должна совпадать (в пределах ошибок) с измерением с помощью монитора светимости, P_T^{LUMI}, приведённую выше в таб.7.2 (в таблице обозначена как P_T). Пробные коррекции были оценены с использованием компьютерного моделирования методом Монте-Карло исходя из различных предположений об однородности стенок рабочих поверхностей мишени в смысле их влияния на поляризацию газа (вернее, на её изменение при движении атомов газа из накопительной камеры к анализирующим приборам TGA и BRP) [77]. Дело в том, что позитронный пучок ускорителя определённым образом изменяет свойства внутренней поверхности мишени (покрытой специальной защитной оболочкой Drifilm), которая до этого воздействия однородна в смысле вероятности рекомбинации или деполяризации при столкновении с ней атомов газа. При оптимальных условиях настройки пучка такое воздействие не наблюдается. Однако в редких случаях при отклонении настроек от оптимальных, а также при аварийном сбросе пучка в районе мишени HERMES, заметны результаты такого воздействия, в особенности, существенное снижение значения α_r^{TGA}. Можно перечислить несколько механизмов этого воздействия на свойства поверхности мишени: радиационные повреждения поверхности синхротронным излучением; удаление водяного слоя с повреждённых участков покрытия Drifilm энерговыделением микроволного излучения в камере мишени; бомбардировка стенок мишени ионами, которые частично удерживаются продольным магнитным полем мишени, что сильно затрудняет локализацию такого влияния; химические реакции ионизированных водородных радикалов с покрытием; загрязнение поверхности разбрызганным материалом коллиматоров. Точный характер воздействия пучка на накопительную камеру мишени не известен, однако можно рассмотреть несколько возможных вариантов.

Автор работы [77] проделал вычисления коррекций для трёх различных предположений, или сценариев, о свойстве рабочих поверхностей и влияния на них позитронного пучка: HC (Homogeneous Cell) – однородная поверхность накопительной камеры, естественное предположение для случая, когда камера ещё не подверглась воздействию радиации, связанной с пучком; HBT (Homogeneous Beam Tube) – поверхность пучковой трубы, получающая однородное воздействие от радиации, при этом поверхность боковых пробной и удлинительной трубок остаётся без изменений и IBT (Inhomogeneous Beam Tube) – поверхность пучковой трубы, получающая неоднородное воздействие от радиации, боковые трубки – без изменений. Автор настоящей диссертации провёл вычисления P_T^T для сравнения с соответствующими значениями P_T^{LUMI} с использованием пробных коррекций для трёх сценариев, взятых из работы [77], а также соответствующих значений α_0, α_r^{TGA} и P^{BRP} – из работы [83]. Подробности вычислений вместе с таблицей, куда сведены численные значения результатов приведены в Приложении A.3. Графически полученные результаты представлены на рис.7.6.

При идеальном расчёте пробных поправок данные должны были бы лежать на пунктирной линии, задаваемой функцией $P^T = P^{LUMI}$. К ней наиболее близ-

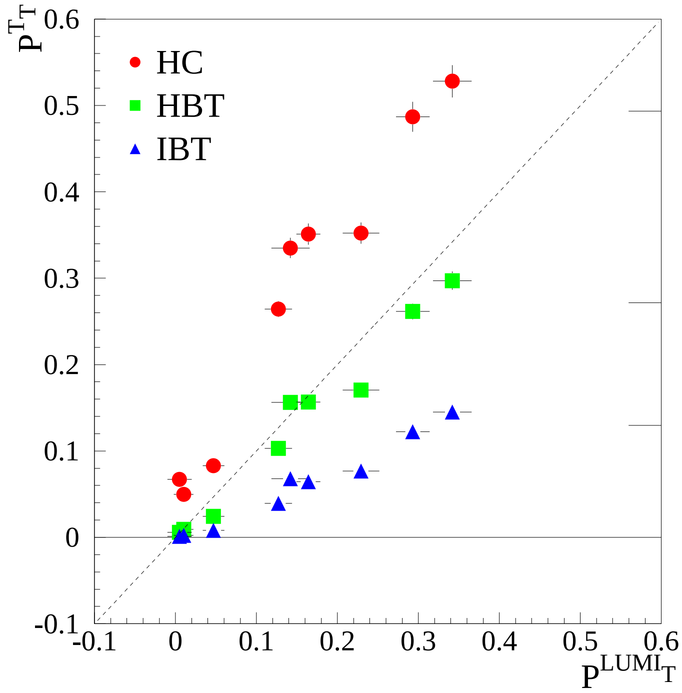


Рис. 7.6.: Поляризация электронов водородной мишени, измеренная системой мишени HERMES (верт. ось) и монитором светимости (гориз. ось) для различных моделей качества внутренней поверхности стенок мишени.

ки точки, принадлежащие модели HBT. Две другие модели полагают крайние ограничения значению поляризации: HC – сверху, IBT – снизу (что также отмечается в работе [77]). Полагая значение P^{LUMI} в качестве эталонного, можно оценить относительное среднеквадратичное отклонение от него измерения поляризации по каждой из трёх перечисленных моделей:

$$\bar{\delta}_{model} = \frac{100\%}{N-1} \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{P_{model}(i)^T - P^{LUMI}(i)}{P^{LUMI}(i)} \right)^2, \tag{7.22}$$

где индекс i пробегает по всем точкам рисунка 7.6 соответствующей модели. Получены следующие значения:

$$\bar{\delta}_{HC} = 166\%, \bar{\delta}_{HBT} = 8\%, \bar{\delta}_{IBT} = 25\% \tag{7.23}$$

Видно, что относительное среднеквадратичное отклонение для модели HBT в несколько раз ниже, чем для двух других моделей. Таким образом такое сравнение двух независимых способов измерения поляризации электронов атомов водорода газовой мишени HERMES, позволяет выбрать модель HBT в качестве более точной для расчёта пробных коррекций, тем самым снизив систематическую погрешность таких измерений.

8. Заключение

1. Проведено компьютерное моделирование процесса регистрации электронов с энергиями в диапазоне 2-20 GeV монитором светимости, в результате чего выбрана оптимальная длина его кристаллического радиатора на основе нового радиационно-стойкого кристалла $NaBi(WO_4)_2$ (NBW) и длина волны оптического фильтра для улучшения его энергетического разрешения.

2. Собран и исследован в тестовом электронном пучке прототип монитора светимости в виде матрицы 2×2 на основе новых кристаллов NBW, что показало принципиальную возможность создания полномасштабных калориметров для измерения светимости в эксперименте HERMES.

3. Сконструированы и собраны два полномасштабных калориметра монитора, представляющих из себя матрицы 3×4 с радиаторами из кристаллов NBW (всего 2×12 штук).

4. Произведены испытания монитора , в тестовом электронном пучке в диапазоне энергий 1-6 GeV, в результате которых было измерено энергетическое разрешение:
$$\frac{\sigma}{E} = \frac{9.3}{\sqrt{E}} \oplus \frac{4.3}{E} \oplus 0.3, \tag{8.1}$$
а также пространственные характеристики электромагнитных ливней монитора и произведена его предварительная калибровка для работы в эксперименте HERMES.

5. Создана часть комплекса программ для работы монитора в составе эксперимента HERMES (клиенты верхнего и нижнего уровня, серверы и мониторирующие программы медленного контроля, а также декодер формата EPIO-ADAMO амплитудной информации, загрузчик калибровочной информации, анализирующие процедуры для пакетов PAW и HEP, автоматизированная процедура введения поправки к скорости счёта на геометрический аксептанс в программу фитирования скорости счета).

6. С помощью программного комплекса монитора произведены вычисления перечисленных выше поправок к скорости счёта монитора в ходе работы

в эксперименте для введения их в файлы суммарных результатов HERMES (так.наз. микро-DST) и дальнейшего использования их при анализе физических данных.

7. С целью уменьшения систематической погрешности измерения поляризации электронов и нуклонов с помощью аппаратуры системы поляризованной газовой мишени эксперимента HERMES был использован монитор светимости. Для этого с его помощью была измерена спиновая асимметрия рассеяния позитронов продольно поляризованного пучка ускорителя HERA на атомарных электронах продольно поляризованной мишени эксперимента HERMES для различных значений поляризации налетающих позитронов и электронов мишени. Погрешность измерения составила примерно 4.5%. Этот результат позволит в дальнейшем более точно измерять поляризацию газовой мишени эксперимента HERMES.

A. Приложение

A.1. Схема триггерной электроники и DAQ тестового эксперимента

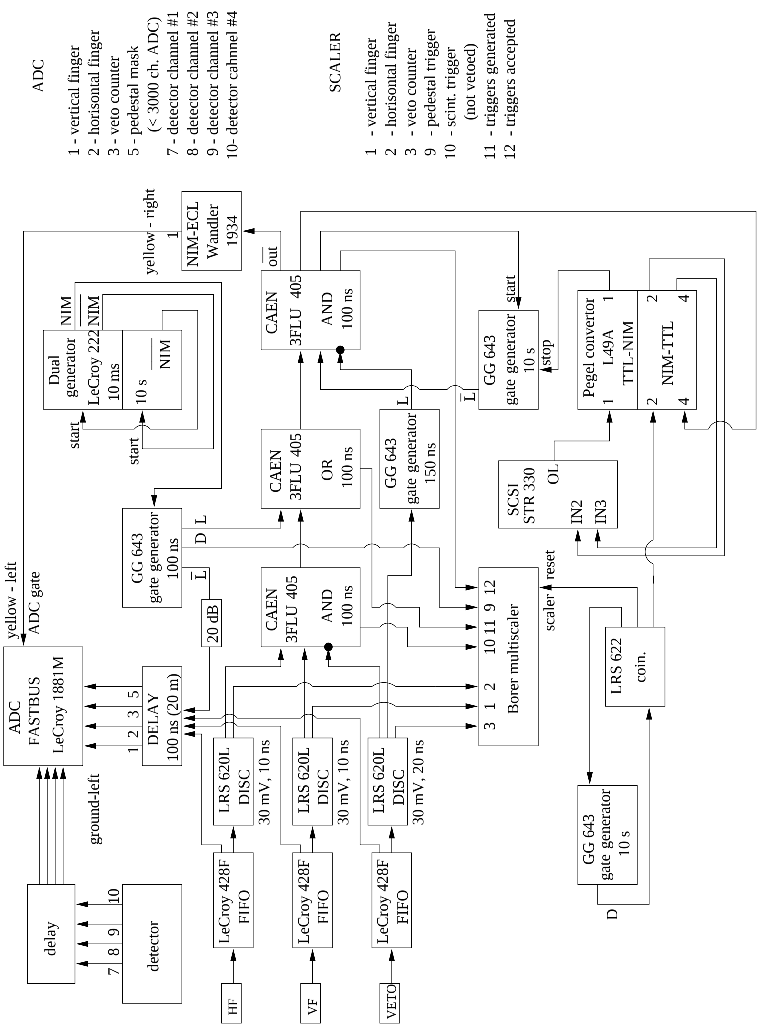


Рис. А.1.: Схема триггерной электроники и DAQ тестового эксперимента.

А.2. Программный комплекс эксперимента HERMES

Программный комплекс эксперимента HERMES можно условно разделить на две части: система программ, работающих в режиме реального времени (on-line) поступления данных для управления экспериментом и записи сырых данных, и система программ, работающих в автономном (off-line) режиме, которая обрабатывает эти данные и преобразует в удобную для физиков форму. Однако, это разбиение не совсем верно, так как некоторая часть физического анализа осуществляется в режиме on-line для быстрого обнаружения неисправностей детекторов. С другой стороны только обработка данных в автономном режиме даёт возможность точной калибровки данных и изучения их систематики, результаты которых определённым образом используются в работе on-line-системы.

В то время как ядро комплекса on-line-программ использует довольно старое программное обеспечение, применявшееся в других экспериментах и зарекомендовавшее себя хорошей стабильностью, то часть on-line-программ, мониторирующих работу спектрометра и весь off-line-комплекс использует новый модульный software, управляемый структурированными данными (datastructure-driven).

Высокая модульность off-line комплекса означает то, что он состоит из большого количества пакетов, каждый из которых имеет чётко определённую функцию. Отдельный пакет может состоять из набора загрузочных модулей и библиотеки, которая может использоваться пользовательскими программами и другими пакетами. Вот основные пакеты HERMES (все, кроме ADAMO, созданные силами программистов HERMES):

- **ADAMO** ("Aleph DAta MOdell"): Это объектно-ориентированная система управления базами данных (СУБД), лежащая в основе всех последующих модулей [51, 52]. Используя высоко организованную структуру данных она позволяет организовать надёжную и мобильную обработку данных. Логическая структура данных формулируется на языке DDL (Data Definition Language) и запоминается и передаётся вместе с данными. DDL-конструкции транслируются в определения структур на языки Fortran или C, которые затем используются для доступа к данным из программ. ADAMO поддерживает хранение данных в различных форматах (Generic Adamo File, GAF).

- **DAD** ("Distributed ADAMO Database") : Так как ADAMO не поддерживает распределённые базы данных, для него было создано расширение типа клиент-сервер [53]. DAD делает возможным центральное поддержание и распределение всех данных и воплощает механизм взаимодействия между процессами в формате ADAMO, что является главной предпосылкой для модульной организации. Также возможно эффективное хранение данных используя (де)компрессию 'на лету' ('on the fly').

- **PinK** ("PinK is not Kuip") : Хотя ADAMO поддерживает интерактивную оболочку управляемую командной строкой, был создан более мощный инструмент, представляющий собой интерфейс к ADAMO и DAD на языке Tcl [54]. Пакет PinK позволяет быстрое создание графических интерфейсов пользователей для целей визуализации вместе с пакетом Tk. PinK-browser (реализованный на Tcl/Tk) - это гибкий инструмент анализа данных, хранящихся в СУБД ADAMO в любом формате. Безоконная версия Floyd полезна для быстрого написания программ анализа и небольших вспомогательных программ [55, 56].

- **HMC** ("Hermes Monte Carlo") : Пакет математического моделирования методом Монте-Карло, основанный на пакете GEANT [57]. Он состоит из большого числа генераторов событий и способен производить детальное моделирование всех детекторов установки HERMES [58].

- **PEPSI** ("Polarised Electron-Proton Scattering Interactions") : Важный физический генератор для моделирования процессов с участием поляризованных частиц в эксперименте HERMES [59]. Он имеется в виде отдельной библиотеки, включён в HMC и является расширением пакета LEPTO [60].

- **HDC** ("Hermes DeCoder") : конвертирует сырые данные из EPIO в формат ADAMO для дальнейшего анализа. HDC имеет входными параметрами различные (зависящими от времени) данные геометрии установки, карты нумерации каналов, данные калибровки, поступающие с центральных DAD-серверов, так, чтобы упростить обработку данных, принадлежащих разным периодам сбора данных. В режиме on-line HDC снабжает on-line-серверы данными поступающими из on-line-потока EPIO данных для целей контроля.

- **HRC** ("Hermes ReConstruction") : читает данные событий с выхода или HMC, или HDC и производит реконструкцию треков, используя специальный алгоритм 'tree-search' [61]. Этот пакет также делает основную работу по идентификации типа частиц.

- **ACE** ("Alignment, Calibration and Efficiency") : это модуль, производящий расчёты по калибровке и эффективности для трековых детекторов различными способами [62].

- **HEP** ("Hermes Event Processor") : интерактивная оболочка для анализа данных, но также может использоваться как база для кода пользователя преимущественно на Fortran. Она объединяет все черты ADAMO и DAD с возможностями PAW [63] и предоставляет такие возможности, как введение обрезания и другие.

- **Hanna** : другой инструмент для анализа данных, используемый для быстрой обработки данных на кодах языка C и способный к синхронизации данных медленного контроля с потоком данных физических событий. Хотя Hanna может использоваться без пакета HBOOK [63], он имеет пакет параметризуемых обрезаний с функциями гистогаммирования и вычисления статистики [64].

A.2.1. Производство DST

Схема off-line-обработки и геометрической реконструкции событий даётся на рис.А.2. Файлы сырых данных в формате EPIO декодируются (HDC), реконструируются (HRC) и сохраняются в качестве файлов суммарных данных (DST) на центральном дисковом пространстве HERMES. Это первое звено в цепи обработки требует наибольших ресурсов и занимает несколько недель времени для обработки годового объёма сырых данных. Оно производится на Linux-кластере на основе десяти персональных компьютеров типа Dual-Pentium [65]. В параллель с производством DST происходит обработка информации медленного контроля (см. далее раздел А.2.2), которая черпается из декодированных файлов сырых данных, записанных во время их набора. Результатом этого являются файлы суммарных данных медленного контроля, которые содержат всю необходимую информацию, отсортированную по времени. Накопление информации медленного контроля происходит гораздо быстрее производства DST и требует нескольких дней для обработки данных одного года. Оно обычно работает в фоновом режиме на SGI кластере HERMES. Файлы DST вместе с файлами суммарных данных медленного контроля являются входной информацией для всего дальнейшего анализа. Существует инструмент, способный читать оба этих потока данных параллельно и синхронизировать их. Однако, оказывается, что на этом уровне всё же слишком много информации содержится в файлах. Она важна для специальных экспертных исследований, но бесполезна для физического анализа и только замедляет его. Для ускорения физ. анализа был создан специальный формат данных – μDST (микро-DST), в котором содержится только необходимая в данном контексте информация в компактном формате и который является конечным продуктом цепи обработки данных и их подготовки для физ. анализа. Однако, для некоторых наборов событий фильтрацию необходимо продолжить. Например, в 1996 году низкий энергетический порог триггера привёл к сильному загрязнению событий с адронными треками фоновыми событиями. После их фильтрации были созданы файлы nDST (нано-DST), имеющие тот же формат записи, что и μDST.

A.2.2. Медленный контроль

Данные медленного контроля – это информация, поступающая со сравнительно низкой частотой (обычно каждые несколько секунд) и описывающая, как правило, техническое состояние детектора или подсобных систем. Она используется как в режиме реального времени сбора данных для контроля работы систем детектора, так и в режиме off-line (во время производства DST и анали-

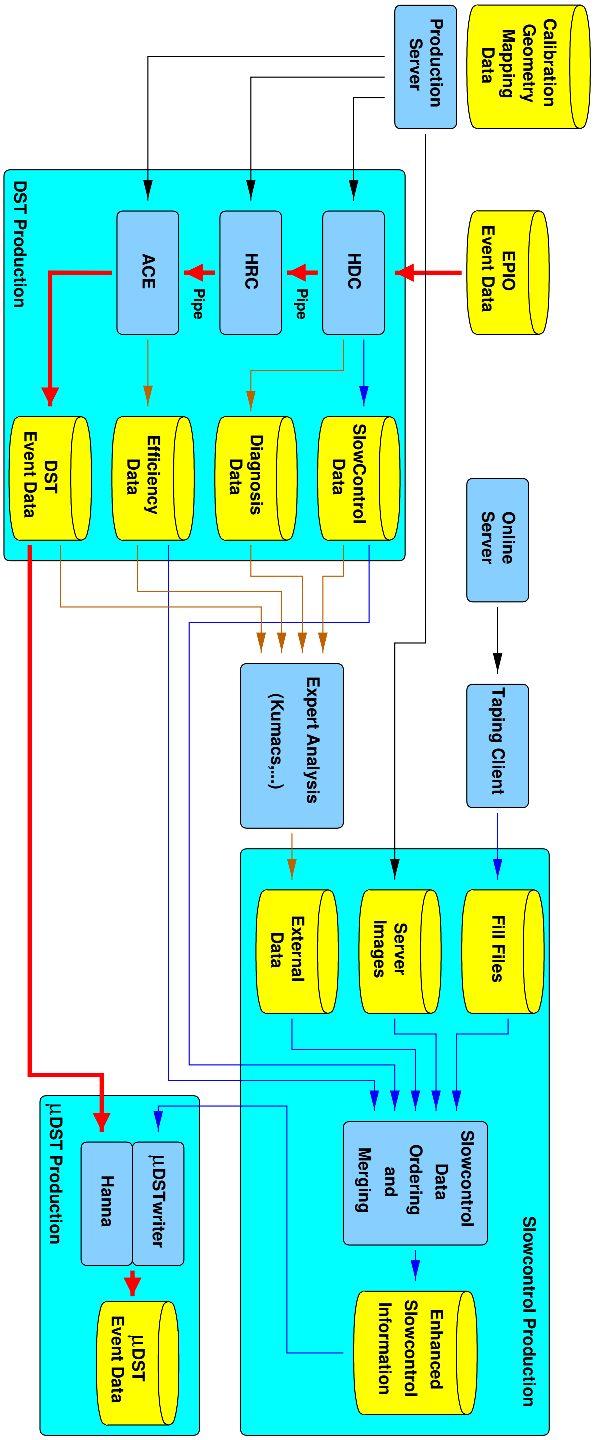


Рис. A.2.: Блок-схема off-line-обработки и геометрической реконструкции событий HERMES. Большие прямоугольники объединяют программы и данные, принадлежащие производству DST, суммарных файлов медленного контроля и μDST. Хотя они иерархичны, т.е. требуют данные с предыдущего уровня, они технически независимы и работают отдельно друг от друга. Малые прямоугольники обозначают программы, обрабатывающие данные, цилиндры обозначают файлы данных на дисках и/или лентах. Жирной линией указан поток данных событий, тонкими – обмен данными медленного контроля и калибровки.

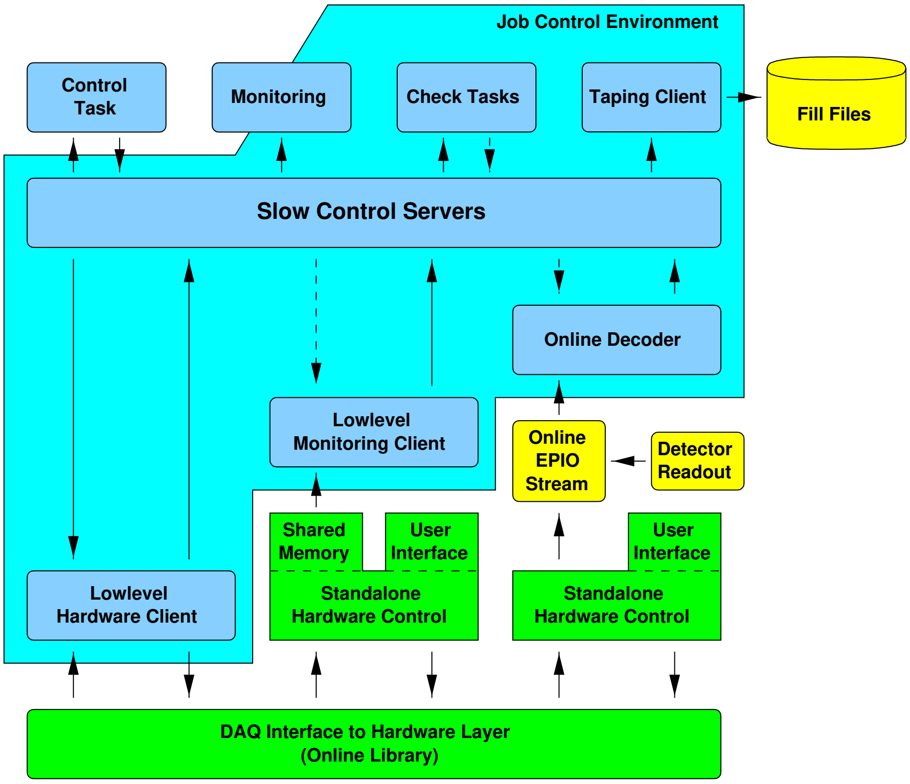


Рис. А.3.: Блок-схема программного обеспечения медленного контроля HERMES. Прямоугольниками обозначены отдельные программы, стрелками – направление обмена данными. Среда 'Job Control Environment' централизованно обеспечивает работу всех on-line-компонентов важных для сбора информации медленного контроля в формате DAD и записи её на диск (Fill Files).

за данных) для калибровки или проверки качества поступающей информации. Таким образом обработка данных медленного контроля делится на две части:

- приём, распределение и мониторирование данных в режиме on-line для команды физиков, работающих в смене по сбору экспериментальных данных

- первичная обработка данных в режиме off-line для более простого доступа к ним экспертов детекторов и физиков, анализирующих физические данные.

Схема on-line-части медленного контроля показана на рисунке А.3. На установке HERMES сердцем программного обеспечения медленного контроля является набор DAD-серверов, которые подсоединены на одном конце к нескольким клиентам нижнего уровня (Lowlevel Client), обычно контролирующим какой-нибудь аппаратный объект, и на другом конце к клиентам высокого уровня

(Highlevel Client), оценивающих эти данные. Как показано, есть три вида связей между клиентами нижнего уровня и аппаратными объектами: в простейшем случае с клиентам нижнего уровня общение осуществляется напрямую (через функции on-line-библиотеки). При непрямом способе общения клиент нижнего уровня это делает через общие участки оперативной памяти (Shared Memory) или через on-line-декодер (Online Decoder). В обоих случаях клиенты имеют свои (обычно управляемые с командной строки) интерфейсы пользователя. Клиенты высокого уровня используются для обработки данных, находящихся на серверах. Все эти данные собираются специальным клиентом (Taping Client) и записываются в один файл (Fill File), являющийся в дальнейшем входной информацией для производства файлов суммарной информации медленного контроля. Другие процессы постоянно отображают информацию о статусе спектрометра в графическом виде (с помощью пакета PinK) в центре управления экспериментом или работают в фоновом режиме для наблюдения за состоянием аппаратной части и подают тревогу в случаях сбоев. Все важнейшие процессы работают в рамках единой оболочки (Job Control), которая заботится о том, чтобы процессы перезапускались после аварийной остановки, и при некоторых условиях автоматически оповещает экспертов, ответственных за программную часть эксперимента.

Как только данные получены, может быть запущена off-line-обработка данных медленного контроля, как показано на рис.А.2. Несколько вспомогательных программ собирают данные медленного контроля и другую необходимую информацию из различных источников, фильтруют её, по определённым правилам изменяют частоту её подачи, сортируют её по времени и записывают в один выходной файл на одно наполнение ускорителя HERA и в ещё один или более файл во время между этими наполнениями.

А.3. Вычисления поляризации мишени с использованием пробных коррекций

Здесь мы детально опишем вычисления величины поляризации мишени (P^T), усреднённой по всему рабочему объёму мишени, выполненные с учётом пробных коррекций по формуле (7.19) (см. подраздел 7.5) для сравнения её с величиной поляризации, измеренной монитором светимости (P^{LUMI}) и представленной в таблице 7.2. Из-за условия $\beta P_a = 0$, выражение (7.19) принимает вид:

$$P^T = \alpha_0 \alpha_r P_a, \tag{A.1}$$

где α_0 измеряется непосредственно при инжекции газа в мишень, а α_r и P_a являются функциями измеряемых величин α_r^{TGA} и P^{BRP}, а также соответствующих им коррекций c_α и c_P (см. выражения (7.20)). Формулы для вычисления коррекций были взяты из [77], стр.116 после некоторых уточнений с автором, характерных для случая электронной поляризации. Выражения для α_r для трёх сценариев имеет вид:

$$\begin{aligned}
\textbf{HC}: \quad & \alpha_r = (0.3665x + 0.63233x^2)^{1/3} \\
\textbf{HBT}: \quad & \alpha_r = -0.054x + 1.836x^2 - 1.334x^3 + 0.55x^4 \\
\textbf{IBT}: \quad & \alpha_r \geq x^2 \left(\sqrt{2}(1 + \frac{0.55}{2}(1-x)) - (\sqrt{2}-1)x^2 \right)^{-1},
\end{aligned} \tag{A.2}$$

где $x \equiv \alpha_r^{TGA}$ является измеряемой величиной. Далее, P_a вычисляется следующим образом:

$$P_a = \pi_{wd}\pi_{se}P^{inj} \tag{A.3}$$
$$\pi_{se} = 1/(1 + c_{se}\Delta P_{se}^{BRP}) \tag{A.4}$$
$$\Delta P_{se}^{BRP} = 0.033 \tag{A.5}$$
$$c_{se} = 1.06 \tag{A.6}$$
$$P^{inj} = 99.5 \tag{A.7}$$

При этом π_{wd} вычисляется по-разному в зависимости опять-же от модели:

$$\begin{aligned}
\textbf{HC}: \quad & \pi_{wd} = 0.00463 - 0.36731y + 11.736y^2 - 35.374y^3 + \\
& 51.51y^4 - 36.874y^5 + 10.365y^6 \\
\textbf{HBT}: \quad & \pi_{wd} = 0.00123 - 0.054y + \\
& 2.577y^2 - 2.309y^3 + 0.78456y^4 \\
\textbf{IBT}: \quad & \pi_{wd} \geq 2y^2(2 + 0.55(1-y))^{-1},
\end{aligned} \tag{A.8}$$

где $y \equiv \pi_{wd}^{BRP}$, причём:

$$\begin{aligned}
\pi_{wd}^{BRP} &= \frac{P^{BRP}}{\pi_{se}^{BRP}P_{inj}} \\
\pi_{se}^{BRP} &= 1 - \Delta P_{se}^{BRP},
\end{aligned} \tag{A.9}$$

где P^{BRP} является измеряемой величиной. Значения измеренных величин α_0, α_r^{TGA} и P^{BRP} были взяты из работы [83] (табл.4.3). Отметим, что 1) приведённые выше вычисления верны только для AXH-режима работы системы мишени, поэтому данные, соответствующие EHX-режиму не удалось использовать; 2) в таблице отсутствуют строки соответствующие циклам ускорителя с 1 по 3-й по той причине, что для них отсутствуют соответствующие данные в работе [83]. В таблице A.1 сведены все соответствующие исходные и конечные величины, использованные в наших расчётах и имеющие отношение к рис.7.6.

Цикл	α_0	α_r^{TGA}	P_T^{BRP}	P^T			P^{LUMI}
				HC	HBT	IBT	
4/96	0.972	0.858	27.2	0.264	0.103	0.039	0.127
5/96	0.952	0.910	32.9	0.335	0.156	0.0678	0.142
6/96	0.939	0.832	13.3	0.083	0.024	0.008	0.047
7/96	0.969	0.851	34.9	0.351	0.157	0.064	0.164
9/97	0.994	0.820	53.2	0.528	0.297	0.145	0.342
10/97	0.993	0.832	48.2	0.487	0.262	0.122	0.293
11/97(i)	0.985	0.576	10.9	0.0497	0.009	0.002	0.010
11/97(ii)	0.985	0.317	15.0	0.067	0.006	0.001	0.005
14/97	0.985	0.938	32.9	0.352	0.171	0.077	0.229

Таблица A.1.: Сводная таблица исходных и конечных величин расчётов поляризации мишени для разных моделей (см. рис.7.6).

Литература

[1] Th.Benisch et al., *The Luminosity Monitor of the HERMES Experiment at DESY.* Nucl.Instrum.Meth.A471(2001)314-324

[2] C. Caso et al, *High-energy Collider Parameters* The European Physical Journal C3 (1998)1.

[3] C. Caso et al,*Review of Particle Properties. Accelerator Physics of Coliders* The European Physical Journal C3 (1998)1.

[4] H.J.Bhabha, Proc.Roy.Soc.(London) A154(1935)195.

[5] V. B. Berestetskii et al., *Quantum Electrodynamics*, Pergamon Press (1982) 369.

[6] C. Møller, Annalen d. Physik [14] **14** (1932) 531.

[7] F.A.Berends and A.Böm, in High Energy Electron-Positron Physics, eds. A.Ali and P.Söding, World Scientific Publishing, Singapore, 1988, p.27.

[8] Brock, I C ; et al., *Luminosity Measurement in the L3 Detector at LEP.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A : 381 (1996) 236-266

[9] E. Fernandez; et al.,*A very forward luminosity monitor for the ALEPH detector at lep.* Nucl.Instrum.Meth.A297:153-162,1990

D. Decamp et al.,*Measurement of the absolute luminosity with the ALEPH detector.* CERN-PPE-91-129, Aug 1991. 33pp. Published in Z.Phys.C53:375-390,1992.

[10] OPAL Collaboration (S. Arcelli et al.) *Precision luminosity measurement with the opal silicon-tungsten calorimeters.* 29th International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 98), Vancouver 1998, High energy physics, vol. 2* 1534-1537.

[11] A. Benvenuti,et al., *STIC, the new delphi luminosity monitor.* 4th International Conference on Calorimetry in High-energy Physics, La Biodola, Italy, 19-25 Sep 1993, pp.165-169.

[12] Piotrzkowski, K, *Experimental aspects of the luminosity measurement in the ZEUS experiment.* DESY F35D 93-06 EX DESY F35D 93-06, 1993.

[13] S.Paganis, *A luminosity spectrometer for the ZEUS experiment at HERA*, hep-ex/0011080 ;22 Nov 2000.

[14] I. Abt et al., *The H1 detector at HERA.* Nucl.Instrum.Meth.A386:310-347,1997

[15] H1 Collaboration, *Proposal for an Upgrade of the H1 Luminosity System and its Associated Electronics for HERA 2000*, DESY PRC - 98/05.

[16] D. Cronin-Hennessy et al., *Luminosity monitoring and measurement at CDF.* FERMILAB-PUB-99-162-E, Jun 1999.15pp.

[17] Chyi-Chang Miao et al., *The D0 run ii luminosity monitor.* FERMILAB-CONF-98-395-E, Dec 1998. 8pp.,Nucl.Phys.Proc.Suppl.78: 342-347, 1999

[18] A.J.Baltz, C.Chasman and S.N.White, *Correlated forward - backward dissociation and neutron spectra as luminosity monitor in heavy ion colliders,* Nucl. Instrum. Meth. A417, 1 (1998), nucl-ex/9801002.

The RHIC Zero Degree Calorimeter Project.
In WWW: http://www.rhic.bnl.gov/ swhite/zcal/index.html

[19] E. Cheu, (ed.), T. Embry, (ed.), J. Rutherfoord, (ed.) (Arizona U.), R. Wigmans, (ed.) (Texas Tech),*Calorimetry in High-energy Physics.* Proceedings, 7th International Conference, Tucson, USA, November 9-14 1997, Singapore. World Scientific (1998) 565 p.

[20] HERMES Technical Design Report. DESY/1993.
K.Ackerstaff et al., *The HERMES Spectrometer*, DESY 98-057, e-print hep-ex/9806008, Nucl. Instrum. Meth. A417: 230-265, 1998.

[21] R.Brun et al.:*GEANT3.* CERN/DD/EE/84-1.

[22] C. Caso et al,*Review of Particle Properties. Particle Detectors* The European Physical Journal C3 (1998)6.

[23] B.W. Filippone, A. Lung [1]: *Частное сообщение*

[24] R.D. Appuhn et al, *Electromagnetic Calorimetry With Lead Fluoride Crystals.* DESY-93-143,p.5, Nucl.Instrum.Meth.A350:208-215,1994

[25] D.P.Barber et al., Nucl. Instr. Meth. A329(1993)79.

[26] U.Amaldi, Physica Scripta 23(1981)409.

[27] *ATLAS Detector and Physics Performance : Technical Design Report, 1* - CERN-LHCC-99-014 ; ATLAS-TDR-14, p.433.

[1] California Institute of Technology, Pasadena, CA , 91125, USA

[28] Editors:R.-D.Heuer et al., *TESLA Technical Design Report*, DESY 2001-011, TESLA Report 2001-23, p.IV-89.

Napoly, O ; Schulte, D; *Luminosity Monitor Options for TESLA*, CERN-OPEN-2000-135 ; CERN , 23 Aug 1998. 19th International Linear Accelerator Conference, Chicago, IL, USA, 23 - 28 Aug 1998 - sine nomine, s.l., 1998. - pp.82-84.

[29] D. De Schepper et al., Nucl. Instr. and Meth., A419(1998)16

[30] B. Braun, Proceedings of the *"Workshop on polarized targets and sources"*, Urbana-Champaign, USA, August 1997, eds. R. J. Holt, M. A. Miller, American Institute of Physics (1998) 156.
J. Stewart, Proceedings of the *"Workshop on polarized targets and sources"*, Urbana-Champaign, USA, August 1997, eds. R. J. Holt, M. A. Miller, American Institute of Physics (1998) 69.

[31] C. Baumgarten, 13th International Symposium on High Energy Spin Physics (SPIN 98), Protvino, Russia, Sep 8 - 12, 1998

[32] A.A.Sokolov, I.M.Ternov, *On polarization and spin effects in the theory of synchrotron radiation.* Phys.Dokl.8:1203-1205,1964

[33] D.P.Barber et al., Nucl.Instr.Meth.A329(1993)79.

[34] D.P.Barber et al., Phys/Lett.B343(1995)436.

[35] M. Beckmann et al., *The Longitudinal Polarimeter at HERA*, Nucl.Instr.Meth.A479/2-3(2002)334-348.

[36] A.V. Antipov et al., Nucl. Instr. Meth. **A327** (1993) 346.

[37] V.G. Baryshevsky et al., Nucl. Instr. Meth. **A322** (1992) 231.

[38] G.I. Britvich et al., Nucl. Instr. Meth. **A321** (1992) 64.

[39] B.N. Kalinin et al., Nucl. Instr. Meth. **A361** (1995) 157.

[40] V. Samsonov, Proc. of the Workshop *'Crystal 2000'*, Chamonix, France, 1992, eds. P. Lecoq et al., Ed. Frontières (1993) 383.

[41] V.A.Nefedov, B.I.Zadneprovski, E.V.Polyansky. *Growing and properties of* $NaBi(WO_4)_2$ *crystals.* Proc. of the Intern. Workshop on Tungstate Crystals, Rome, Oct. 1998, pp. 83-91.

[42] I. Abt et al., Nucl. Instr. Meth. **A386** (1997) 310.

[43] A.S. Belousov, *Electron Detector for very small Angles.*
DESY–H1 10/86–54 (1986).

[44] G.I. Britvich et al., Nucl. Instr. Meth. **A308** (1991) 509.

[45] V.A.Nefedov et al., *Transparency and radiation hardness of cherenkov crystals* $NaBi(WO_4)_2 : Sc$. Proceedings of the 4-th European Conference on Luminescent Detectors and Transformers of Ionizing Radiation LUMDETR'2000, August 21-24, 2000, Riga, Latvia.

[46] Каталог фирмы Hamamatsu (1996).

[47] Th.Benisch *Polarizierte Bhabha-Streuung und Lüminositätsmessung im HERMES-Experiment.* Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1998).

[48] R.–Y. Zhu: *Limits to the Precision of Electromagnetic Calorimeters.* Proceedings of the First International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, FNAL, 1990, eds. D.F. Anderson et al., World Scientific (1991) 25.

[49] C. Fabjan, *Calorimetry in High–Energy Physics*; in: T. Ferbel, Experimental Techniques in High Energy Physics, Addison–Wesley (1987).

[50] W.R.Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, (1987) p.305, Springer-Verlag.

[51] P. Chen, *The Entity-Relationship Model - Toward a Unified View of Data*, ACM Transactions on Database Systems 1 (1976) 9.

[52] S.M. Fisher and P. Palazzi, *The Adamo Data System. Programmers Manual - Version 3.2*, CERN-ECP and Rutherford Appleton Laboratory (UK) (1993).

[53] W. Wander et al., *Dad - Distributed Adamo Database system at Hermes*, Proceedings of CHEP '95, Rio de Janeiro, 18.-22. 9. 1995.

[54] J.K. Ousterhout, *Tcl and Tk Toolkit*, Addison-Wesley Massachusetts (1994).

[55] K. Ackerstaff et al., *A Tcl/Tk based Database Interface to Adamo and Dad*, Proceedings of CHEP '95, Rio de Janeiro, 18.-22. 9. 1995.

[56] M.-A. Funk, *The PinK Documentation Page*, http://www-hermes/pink/ (1995).

[57] R. Brun et al., *Geant Detector Description and Simulation Tool (Long Writeup W5013)*, CERN-CN Application Software Group, 1993.

[58] Ph. Geiger et al., *The Hermes Monte Carlo*, http://www-hermes.desy.de/hmc/.

[59] M. Veltri, *Polarized Quark Distributions from Semi-inclusive Leptoproduction: Studies for the Hermes Experiment*, MPIH-V18-1992; M. Maul, *The PEPSI Pag- Polarized Electron-Proton Scattering Interactions*, http://www.th.physik.uni-frankfurt.de/ maul/pepsi.html

[60] G. Ingelman et al., *LEPTO 6.5 - A Monte Carlo Generator for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering*, DESY Report 96-057, http://www3.tsl .uu.se/thep/lepto/.

[61] W. Wander, *Rekonstruktion hochenergetischer Streuereignisse im Hermes Experiment*, PHD Thesis, University Erlangen-Nürnberg (1996).

[62] M. Kolstein, *Exclusive ρ^0 Electroproduction at Hermes*, PHD Thesis, Free University, Amsterdam.

A. Airapetian et al., *Exclusive Leptoproduction of ρ^0 Mesons from Hydrogen at Intermediate Virtual Photon Energies*. DESY-00-058, Eur.Phys.J.C17:389-398,2000. e-Print Archive: hep-ex/0004023

[63] R.Brun et al., *PAW: A General Purpose Portable Software Tool for Data Analysis and Presentation*, CERN-DD/89/17.

[64] M.-A. Funk, *Hanna: A C-based Hermes Analysis Tool., http://www-hermes.desy.de/hanna/*

[65] W. Wander and M.-A. Funk, *The Hermes Data Production PC Farm*, Proceedings of CHEP '97, Berlin, 7.-11. 4. 1997.

[66] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц *Теоретическая физика т.IV: Квантовая электродинамика*, Москва, "Наука", 1989, с.368, с.371, с.419.

[67] A.A.Kresnin and L.N.Rosentsveig, *J.Exp. Theor. Phys. (USSR) 32(1957)353. (Soviet JETP 5(1957)228).*

[68] Lorne A.Page *Physical Review v.106 3(1957)394.*

[69] H.R. Band et al., Nucl. Instr. Meth. **A400** (1997) 24.

[70] K.B. Beard et al., Nucl. Instr. Meth. **A361** (1995) 46.

[71] H. Kolster, Diplomarbeit, Universität Bonn (1994).

[72] J. Arrington et al., Nucl. Instr. Meth. **A311** (1992) 39.

[73] B. Wagner et al., Nucl. Instr. Meth. **A294** (1990) 541.

[74] H. Kolster, Dissertation, Universität München (1998).

[75] B. Braun, Dissertation, Universität München (1995).

[76] C. Grossshauser, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1998).

[77] C. Baumgarten, *Relaxation and Recombination at the HERMES Hydrogen/Deuterium Gas Target*, Dissertation, Ludwig-Maximilians Universität München (2000).

[78] A. Terkulov et al., *Bhabha generator for HERMES Luminosity detector*, HERMES Internal Report 96-012, 1996.

[79] Ch.Weiskopf, *Частное сообщение*, январь-март 1998.

[80] L.G.Levchuk *The intra-atomic motion of bound electrons as a possible source of the systematic error in electron beam polarization measurements by means of a Möller polarimeter.* NIM A345(1994)496-499.

[81] A.Afanasev et al. *Atomic electron motion for Möller polarimetry in a double arm mode.* CEBAF-PR-96-003.

[82] М.А.Блохин и И.Г.Швейцер *Рентгеноспектральный справочник*, Наука 1982.

[83] C. Weiskopf *Untersuchung der BHABHA-Asymmetrien mit dem HERMES-Luminositaetsmonitor.* Diplomarbeit, Physik. Institut der Friedrich-Alexander-Universitaet Erlangen-Nürnberg, 1998.

Благодарность

В заключение хочу поблагодарить моего научного руководителя и товарища по группе HERMES-LPI В.А.Козлова за постоянное внимание к данной работе, всестороннюю помощь и создание благоприятных условий для успешного её выполнения, а также следующих коллег, которые тем или иным образом помогли работе над диссертацией:

- товарищей по группе HERMES-LPI А.Р.Теркулова и Е.Г.Девицина, вместе с которыми проходила работа по созданию, тестированию, эксплуатации и измерениям на мониторе светимости, без которых работа над диссертацией была бы не возможна;

- А.А.Комара за прочтение рукописи диссертации, ценные замечания к ней и поддержку в ходе работы;

- М.В.Завертяева за постоянную поддержку, особенно в начале моей работы в ФИАНе и за прочтение рукописи диссертации, ценные обсуждения и замечания;

- О.Г.Гребенюка (ПИЯФ, г.Санкт-Петербург) за важные замечания к тексту диссертации в разделе по теории ee-рассеяния;

- моих коллег по работе в ФИАНе за их помощь и поддержку в течение многих лет: С.П.Баранова, Л.Н.Моисееву, Ю.А.Александрова, Л.С.Попова, Н.А.Локтионову, С.В.Левоняна, А.М.Фоменко, В.Ф.Андреева, А.П.Усика, Н.А.Львову, Ю.В.Соловьёва, И.П.Шевякова, П.А.Смирнова, Л.А.Горбова, П.С.Баранова, А.И.Лебедева, С.И.Русакова, А.С.Белоусова, Я.А.Ваздика;

- Б.И.Заднепровского и В.А.Нефёдова, сотрудников института ВНИИСИМС, г.Александров, за производство новых кристаллов $NaBi(WO_4)_2$, на основе которых создан монитор светимости и многолетнее сотрудничество в области улучшения свойств кристаллов;

- моих немецких коллег по работе в эксперименте HERMES, плодотворное сотрудничество с которыми существенно помогло выполнению работы, прежде всего – T.Benisch и C.Weiskopf, членов группы руководимой проф. K.Rith из Физического института университета Universität Erlangen-Nürnberg, а также других её членов: E.Steffens, M.Kirsch, M.Dueren, A.Gute, M.Ferstl, B.Braun, W.Wander, S.Bernreuther;

- C.Baumgarten, сотрудника университета Ludwig-Maximilians Universität München – за помощь в работе над главой по измерению поляризации мишени;
- Y.Holler и J.Stewart сотрудников DESY – за безотказную помощь в вопросах технической поддержки и взаимодействия с различными службами DESY;
- N.Meiners, A.Airapetian, V.Gharibyan, C.Schill, коллег по эксперименту HERMES, – за помощь в тестовых измерениях калориметров монитора в DESY;
- других коллег по эксперименту HERMES, которые на том или ином этапе оказали поддержку: K.Ackerstaff, E.C.Aschenauer, V.Baturin, M.Bouwhuis, H.Böttcher, A.Borissov, B.Bray, A.Brüll1, G.P.Capitani, P.Chumney, A.Fechtchenko, L.Felawka, B.Filippone, B.Fox, M-A.Funk, E.Garutti, P.Galumian, A.Golendoukhin, J.P.Haas, A.Izotov, R.Kaiser, E.Kinney, A.Kisselev, M.Kolstein, H.Kolster, V.Korotkov, S.Kozlov, G.Kyle, T.Lindemann, W.Lorenzon, A.Lung, N.Makins, F.Meissner, R.Milner, A.Nagaitsev, Y.Naryshkin, W.-D.Nowak, S.F.Pate, G.Rakness, G.Schnell, K.P.Schüler, A.Schwind, A.Simon, V.Shutov, E.Volk, J.Volmer, S.E.Williamson, K.Woller, G.Yarygin, K.Zapfe.

И, конечно, особенно благодарю мою жену Веронику за любовь и терпение в ожидании меня из длительных командировок.