

Институт Естественных Наук и Экологии

Диссертационная работа на соискание квалификации магистра

**Применение методов компьютерного
моделирования физических процессов в
электромагнитных калориметрах на основе
кристаллов вольфрамата свинца.**

Выполнил студент 6 курса
Блау Дмитрий Сергеевич

Научный руководитель
профессор, доктор ф-м наук
Манько Владислав Иванович

Москва, 2007 г.

Аннотация.

Работа выполнена в рамках программы научно-исследовательских разработок фотонного спектрометра PHOS для международного эксперимента АЛИСА на Большом Адронном Коллайдере в ЦЕРН. Калориметр PHOS создаётся на основе тяжелых сцинтилляторов – кристаллов вольфрамата свинца. В измерительном центре Лаборатории Исследований Взаимодействий Сложных Ядер РНЦ «Курчатовский Институт» были проведены измерения сцинтилляционных и оптических характеристик кристаллов вольфрамата свинца, производимых для фотонного спектрометра. Результаты этих измерений были обработаны и проанализированы с помощью пакета программ, разработке которых посвящена первая часть дипломной работы. На основе данных оптических измерений были найдены физические параметры: параметры спектров излучения кристаллов, коэффициенты поглощения и отражения, показатель преломления в зависимости от длины волны. Затем было проведено компьютерное моделирование методом Монте-Карло процесса распространения излученных фотонов разной длины волны в кристалле, с тем, чтобы получить эффективности светосбора для различных фотодетекторов, оберток и форм кристаллов, а также определить средние пробеги фотонов до момента их попадания в фотодетектор.

Результаты проделанной работы будут включены в пакет программ, используемый при моделировании работы фотонного спектрометра в условиях реального тяжело-ионного эксперимента АЛИСА. Кроме того, результаты исследований оптических параметров вольфрамата свинца могут представлять интерес для экспериментальной ядерной физики высоких энергий, в которой на сегодняшний день кристаллы PWO всё чаще используются в качестве активной среды для сцинтилляционных спектрометров.

Содержание

1. Введение	1
1.1 Эксперимент ALICE	1
1.2 Электромагнитный калориметр PHOS	2
1.3 Физические задачи	3
1.3.1 Введение	3
1.3.2 Прямые одиночные фотоны	3
1.3.3 Прямые ди-фотоны	6
1.3.4. Спектр поперечных импульсов π^0	7
1.3.5 Сигналы, относящиеся к киральной симметрии	8
1.3.5.1 Неориентированные киральные конденсаты	8
1.3.5.2 Сохранение U(1) симметрии	9
1.3.6 Бозе-Эйнштейновские корреляции в π^0 - π^0 и γ - γ системах	10
1.4 Общее обсуждение проекта	11
1.4.1 Введение	11
1.4.2 Кристаллы вольфрамата свинца	11
1.4.2.1 Свойства кристаллов вольфрамата свинца	12
1.4.2.2 Рабочая температура калориметра PHOS	13
1.4.2.3 Поперечные размеры кристалла	14
1.4.2.4 Длина кристалла	14
1.5 Описание калориметра PHOS	15
1.5.1 Общая структура детектора PHOS	15
1.5.1.1 Концепция механической структуры PHOS	15
1.5.1.2 Оптическое присоединение PIN фотодиода, различные обертки кристалла	16
2. Постановка задачи	17
3. Измерение оптических характеристик PWO	19
3.1 Анализ спектров пропускания	19
3.2 Спектры испускания PWO	24
3.3 Обыкновенный и необыкновенный лучи	25
3.4. Показатель преломления смазки и кварца	26
3.5. Время высвечивания PWO	27
4. Моделирование процессов распространения света в кристаллах	28

4.1. Квантовая эффективность фотоприемников (ФЭУ и APD)	28
4.2. Использование обертки	30
4.3. Формы кристаллов в других экспериментах, использующих PWO	32
4.4. Результаты моделирования световых выходов различных кристаллов	34
4.5. Моделирование электромагнитных ливней	37
4.6. Распределение фотонов по длинам путей	39
4.7. Угловые распределения фотонов	42
5. Заключение	44
6. Список литературы	45

1. Введение.

1.1 Эксперимент ALICE.

Эксперимент ALICE (A Large Ion Collider Experiment) ставится на Large Hadron Collider (LHC) с целью исследования столкновений тяжелых ионов, при энергии в системе центра масс $\sim 5.5\text{TeV}$. Основная задача эксперимента – детально исследовать поведение вещества при высоких плотностях и температурах для проверки деконфайнмента и сохранения киральной симметрии.

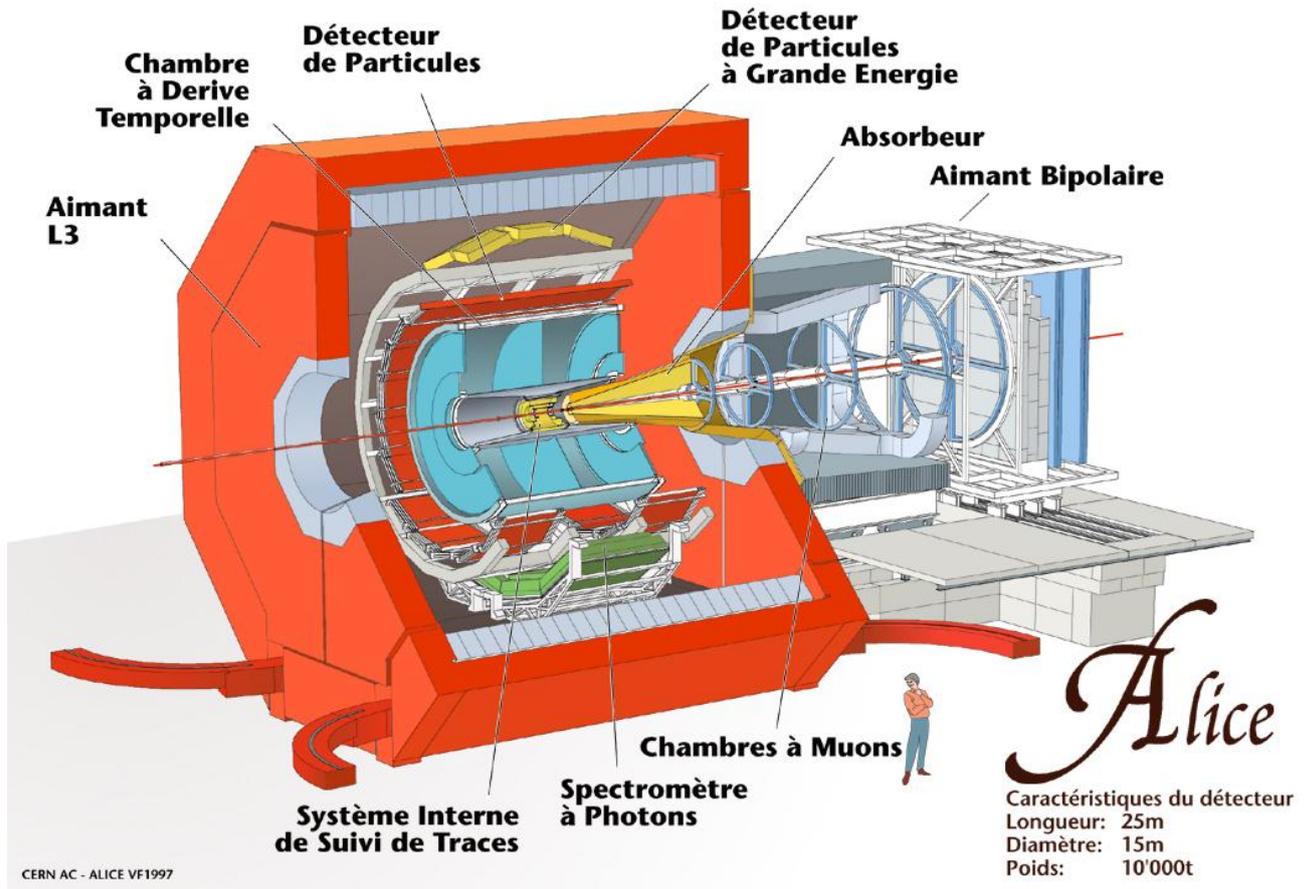


Рис. 1. Схема экспериментальной установки эксперимента ALICE.

Основными частями детектора являются две составляющие: центральная часть, состоящая из детекторов для исследования адронных сигналов и диэлектронов в диапазоне псевдобыстроты $-1 < \eta < 1$, и передний мюонный спектрометр для

исследования поведения кварков в плотном веществе. Схема установки представлена на рис. 1.

Техническая сложность задачи, поставленной перед экспериментаторами, обуславливается большим числом частиц, рождающихся при соударении двух ионов свинца. На сегодняшний день имеется большой разброс в предсказаниях числа заряженных частиц, рождающихся при центральном Pb-Pb соударении. При проектировании экспериментальной установки взята самая высокая оценка – 8000 заряженных частиц на единицу псевдобыстроты. Эта цифра устанавливает гранулярность детекторов и их оптимальное расстояние от соударяющихся пучков.

Центральная часть детектора ALICE также включает в себя электромагнитный калориметр PHOS, предназначенный для исследования фотонных сигналов (на схеме установки PHOS показан зеленым цветом). Руководство разработкой и созданием электромагнитного калориметра PHOS является задачей группы Курчатовского Института, участвующей в проекте ALICE.

1.2 Электромагнитный калориметр PHOS.

PHOS (PHOton Spectrometer) - это электромагнитный калориметр высокой гранулярности, состоящий из 17280 каналов регистрации - кристаллов вольфрамата свинца, $PbWO_4$ (PWO), размером $2.2 \times 2.2 \times 18 \text{ cm}^3$, соединенных с PIN-диодами с низкошумовыми предусилителями.

Он будет расположен в нижней части установки ALICE и будет покрывать приблизительно четверть единицы псевдобыстроты, $-0.12 \leq \eta \leq 0.12$ и 100° азимутального угла. Его полная площадь будет примерно 8 m^2 , а полный объем, занимаемый кристаллами, будет $\sim 1.5 \text{ m}^3$.

Электромагнитный калориметр PHOS использует другие детекторы АЛИСЫ для определения характера событий (например, центральности), а также в исследованиях многочастичных корреляций (например, коллективных потоковых эффектов, когда плоскость реакции должна быть определена на основании данных, полученных детектором). В других случаях данные, полученные детектором PHOS, могут изучаться независимо.

1.3 Физические задачи.

1.3.1 Введение.

Спектрометр PHOS обеспечивает уникальное решение следующих методических задач:

- Определение термических и динамических параметров начальной фазы столкновения, в частности, начальную температуру, посредством измерения одиночных протонов и диэлектронов;
- Затухание потока, как сигнал перехода в кварк-глюонную плазму, получаемое посредством измерения высокого $p_T \pi^0$;
- Получение сигналов восстановления киральной симметрии.

Кроме того, спектр поперечных моментов нейтральных пионов и Бозе-Эйнштейновские корреляции приводят к существенным ограничениям на динамическую эволюцию адронной фазы, вплоть до стадии вымораживания.

1.3.2 Прямые одиночные фотоны.

Прямые тепловые фотоны, в качестве дилептонов, уже долгое время рассматриваются как интересная возможность для исследования ранней стадии горячего и плотного вещества в ультррелятивистских ядро-ядерных столкновениях. Одиночные прямые фотоны предсказываются при большом

поперечном моменте p_T , из хорошо известных упругих QCD процессов, но они также должны возникать в области p_T ниже нескольких GeV/c благодаря тепловому излучению горячего и твердого вещества [6]. Поскольку средний свободный пробег рожденных фотонов значительно больше размера конечной ядерной системы, фотоны, рожденные на всех стадиях столкновения, будут наблюдаться в конечной стадии. Таким образом, полагают, что испущенные фотоны должны предоставлять информацию о начальных условиях системы и, следовательно, свидетельствовать об образовании кварк-глюонной плазмы (QGP).

Тепловые фотоны, излучаемые QGP и на более поздних стадиях должны наблюдаться в среднем диапазоне p_T (около 1 – 5 GeV/c), где, как ожидается, они будут преобладать над быстрыми QCD фотонами [7]. При очень больших моментах, прямые фотоны рождаются главным образом в начальных упругих процессах и могут быть использованы для нахождения партонных функций распределения в ядре (особенно в реакциях p–A).

Из-за сильного фона, происходящего от адронных распадов (главным образом π_0 и η), необходимо точное измерение скорости и p_T спектров этих мезонов для извлечения компоненты прямых фотонов. Предсказываемый сигнал от тепловых фотонов составляет порядка нескольких процентов от полного выхода фотонов, этот сигнал с большой вероятностью будет увеличиваться с увеличением p_T . Наибольшая неопределенность возникает из-за неизвестного p_T спектра мезонов. Однако она станет приемлемой при больших начальных плотностях энергии, которые предсказываются для LHC. Другие оценки [8] предсказывают отношение сигнала прямых фотонов к фоновым фотонам больше, чем 10% для $p_T > 3 - 4$ GeV/c.

Поиск прямых фотонов, образующихся при ультрарелятивистских ядроядерных столкновениях, был основной задачей экспериментов WA80 и WA98 в

ЦЕРН. Для центральных S-Au столкновений при $200 \cdot A$ GeV, изучаемых в эксперименте WA80, измерялся выход фотонов в зависимости от p_T , усредненная величина по $0.5 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 2.5 \text{ GeV}/c$, составила 5.0% полного выхода фотонов, со статистической погрешностью $\sigma_{\text{stat}} = 0.8\%$ и систематической погрешностью 5.8% [9]. Предварительные результаты анализа данных эксперимента WA98, относящихся к рождению фотонов в Pb-Pb столкновениях при $158 \cdot A$ GeV, показывают, для поперечного момента выше 1 GeV/c, превышение этой оценки на 20% из-за характерных резонансных распадов, которые закономерно наблюдались при различных критериях идентификации фотонов, как при периферийных, так и при центральных событиях [10].

Поиск прямых фотонов будет основываться на положительном опыте, полученном в исследовательских группах CERN WA80/WA98. Излишек прямых фотонов будет определяться на основании статистической базы для выбранных классов событий. Он будет сравниваться с фотонным выходом для событий тех же классов, ожидаемым от радиоактивных распадов долгоживущих резонансов, включая π^0 , η , ω , η' , которые будут рассчитываться с помощью моделирования. Излишек прямых фотонов будет определяться разницей измеренных и смоделированных распределений.

Исходные данные для моделирования будут основываться на выходах π^0 и η мезонов, измеренных тем же прибором (PHOS), которые составляют основной источник фона, примерно 97% от полной величины. Этот метод имеет то преимущество, что он исключает ошибки нормализации поперечного сечения, поскольку пары фотонов и одиночные фотоны наблюдаются одновременно в одном эксперименте, хотя и требуется некоторая экстраполяция быстроты. Дополнительный слабый вклад от других радиоактивных распадов (например ω и η') будет получен из генератора событий или других данных.

За величину, характеризующую образование одиночных фотонов, обычно берут γ/π^0 , поскольку фотоны из π^0 распадов образуют доминирующий источник фоновых фотонов, и, следовательно, выход π^0 устанавливает шкалу чувствительности поиска прямых фотонов.

В Pb–Pb столкновениях при LHC энергиях, число рождаемых частиц будет очень велико, так же, как и комбинаторный фон в двухфотонном инвариантном массовом спектре, благодаря вероятному большому числу фотонных пар. Действительный π^0 и η выходы будут получены из соответствующих массовых пиков, которые расположены на комбинаторном фоне. Комбинаторный фон будет получен с помощью метода, известного как смешивание событий. Этот метод был успешно использован при анализе CERN-SPS фотонных данных, полученных в WA80/WA98 экспериментах. Было показано, что метод смешивания событий хорошо работает при величине отношения сигнала к фону порядка нескольких тысячных процента, для статистики, составляющей несколько миллионов событий, с небольшой систематической ошибкой в определении комбинаторного фона.

1.3.3 Прямые ди-фотоны.

Тепловые ди-фотоны рассматривают как инструмент для исследования ранних стадий ультрарелятивистских столкновений тяжелых ионов. Они образуются в фазе плазмы путем кварк-антикварковой аннигиляции и, таким образом, похожи на тепловые ди-лептоны. Однако если тепловые ди-лептоны преобладают в области p массы, то ди-фотонов, по-видимому, должно быть больше при больших массах. Вплоть до $M_{\gamma\gamma} = 5 \text{ GeV}/c^2$ ожидается, что образование ди-фотонов будет основным в LHC.

Измерение ди-фотонов (как и ди-лептонов) имеет то преимущество, что массовый спектр зависит только от температуры излучающей среды в процессе соударения, с преобладанием ранних стадий, в то время как спектр импульсов

одиноким фотонам зависит как от температуры, так и от коллективного потока. Дифотонные, таким образом, дают полную информацию о начальной стадии. Поскольку дифотонные и дилептонные имеют разную чувствительность к различным фазам соударения, их одновременное измерение предоставит дополнительные возможности для исследования ранней динамики соударения.

Дилептоны необходимо выделить из чрезвычайно большого комбинаторного фона. Хотя этот фон можно оценить с помощью процедур смешивания событий, сигнал предположительно будет виден только при больших поперечных моментах. Проведенные простые расчеты показывают, что дифотонный сигнал будет возможно измерить при $p_T = 3 \text{ GeV}/c$ для каждого фотона.

1.3.4. Спектр поперечных импульсов π^0 .

Спектр поперечных моментов нейтральных пионов будет измеряться в широком диапазоне, главным образом в области высоких p_T , где разрешение фотонного спектрометра превосходит импульсное разрешение системы регистрации заряженных частиц. Этот спектр будет измеряться в широком диапазоне с высокой статистической точностью ($\sim 1\%$ для π^0 и $\sim 10\%$ для η) и даст информацию, как о конечном, так и о начальном вкладе в процесс образования частиц. Было показано, что для SPS энергий спектр импульсов π^0 , измеренный в области $p_T \sim 0.4 - 4 \text{ GeV}/c$, накладывает дополнительные ограничения на гидродинамические сценарии развития формы вымороженной гиперповерхности. Конечно, эти спектры чрезвычайно важны для точного измерения прямых фотонов, поскольку они позволяют предсказать вклад фоновых распадных фотонов в полный фотонный спектр импульсов.

Большие E_T партонные струи, или струи, считаются хорошим инструментом для исследования плотной материи, образующейся при ультррелятивистских

столкновениях тяжелых ионов. Удельная потеря поперечной энергии партонов должна быть гораздо больше, если плотная материя образуется, что должно привести к подавлению процесса образования частиц с высоким p_T (*jet quenching*).

Потеря энергии партонов может быть изучена путем сравнения образования пионов с высоким p_T и QCD вычислениями по теории возмущений. Такое сравнение для спектра нейтральных пионов в $158\text{-}A$ GeV Pb–Pb столкновениях было недавно проведено [11]. Свидетельств потерь энергии партонов в этих реакциях найдено не было. Поскольку возможный объем деконфайнмента будет больше при энергиях коллайдера, изучение образования адронов с высоким p_T будет одним из приоритетных направлений эксперимента ALICE. Так как сигнал напрямую зависит от деконфайнмента, это измерение дополнит измерения при образовании чармония. Идентификация нейтральных пионов детектором PHOS ограничено по импульсу, так как существует минимальный угол для распадных фотонов. Гранулярность PHOS должна позволить хорошую идентификацию вплоть до $p_T = 30$ GeV/c с хорошей эффективностью (~90%).

1.3.5 Сигналы, относящиеся к киральной симметрии.

1.3.5.1 Неориентированные киральные конденсаты.

Неориентированные киральные конденсаты (DCC) могут образовываться в столкновениях тяжелых ионов высокой энергии. Если система подвергается сдвигу в кирально асимметричную фазу, домены с паутиными изоспинами могут выжить. Они должны будут излучать большое количество мягких пионов, несущих тот же изоспин. Как следствие, DCC образование будет выражаться в аномально больших флуктуациях числа нейтральных пионов по отношению к полному числу пионов. К настоящему моменту еще не ясно,

насколько велики должны быть такие домены и как часто они должны появляться.

Детектор PHOS вместе с детекторами заряженных частиц АЛИСЫ, позволяет искать DCC путем исследования флуктуаций отношения числа фотонов к числу заряженных частиц от события к событию. Изучение будет ограничено относительно малой областью фазового пространства. Однако это не ограничит возможности фундаментально, поскольку DCC с наибольшей вероятностью образуются именно в ограниченной области фазового пространства. Главным образом это повлияет на статистическое значение эксперимента. Чтобы провести изучение мягких частиц, которые главным образом будут свидетельствовать об эффекте, необходим эффективный запрет на заряженные частицы для фотонного детектора. Будут проведены детальные моделирования по Монте-Карло для получения необходимой чувствительности детектора к таким флуктуациям.

1.3.5.2 Сохранение $U(1)$ симметрии.

Существуют различные мнения о том, будет ли в столкновениях тяжелых ионов сохраняться не только $SU(2)$ киральная симметрия, но и $U(1)_A$. Поскольку из-за аномалии $U(1)_A$ масса η' велика, возможное сохранение повлияет на эту массу и, косвенным образом, из-за связи между η и η' , также на массу η мезона. Эта уменьшенная масса, тем не менее, не будет измерима из-за больших времен жизни этих мезонов, но значительно увеличит скорость их образования. Точные измерения η и, возможно, η' образования, таким образом, еще одна важная задача детектора PHOS. Так как измерения этих тяжелых мезонов очень чувствительно к геометрии, эта задача потребует максимального большого из возможных охвата PHOS.

В последних работах были предложены еще некоторые более экзотические значения $U(1)_A$ сохранения, такие как возможность 'parity odd bubbles'. Это явления разрешит процессы, которые обычно запрещены, такие как $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Детектор PHOS позволит изучить и такие экзотические процессы.

1.3.6 Бозе-Эйнштейновские корреляции в π^0 - π^0 и γ - γ системах.

Изучение интерферометрии частиц - корреляции одинаковых частиц (или НВТ корреляции) - заслуживает самого пристального внимания в столкновениях тяжелых ионов из-за того, что в расширяющихся системах корреляции моментов содержат информацию о динамической эволюции этих систем. Поэтому рассматривается вопрос о расширении изучения НВТ в ALICE на нейтральные пионы, и по возможности на прямые фотоны.

Корреляции π^0 - π^0 не возмущаются Кулоновским взаимодействием, что, безусловно, является преимуществом по сравнению с заряженными пионами. Функция корреляции между нейтральными пионами $C_2(Q)$ однако сильно зависит от Q из-за резонансных распадов, таких как $\eta \rightarrow 3\pi^0$, $\eta \rightarrow 2\pi^0 \pi^0$ и других. Дополнительную сложность вносит тот факт, что восстановить индивидуальные π^0 в столкновениях тяжелых ионов невозможно из-за большого комбинаторного фона. Оказывается, что эта трудность преодолима благодаря тому, что π^0 - π^0 корреляции сохраняются в гамма-квантах, образующихся при распадах π^0 . Из прямых гамма-квантов можно получить информацию о ранних стадиях системы, образующейся при соударении, поскольку они не подвержены тем сложным взаимодействиям, которым подвергаются пионы. Однако присутствие распадных гамма-квантов внесет неясность в корреляционную функцию, если прямые гамма-кванты не будут составлять значительную часть спектра в некотором p_T регионе (порядка 35% или больше).

1.4 Общее обсуждение проекта.

1.4.1 Введение.

Электромагнитный калориметр PHOS оптимизирован для измерения фотонов в p_T диапазоне $\sim 0.5 - 10$ GeV/c, нейтральных пионов в p_T диапазоне $\sim 1 - 10$ GeV/c и η мезонов в p_T диапазоне $\sim 2 - 10$ GeV/c, обеспечивая наилучшее из возможных энергетическое и координатное разрешение для того, чтобы сузить массовые пики π^0 и η и таким образом увеличить отношение пика к фону.

В дополнение к фотонам PHOS может регистрировать также заряженные и нейтральные адроны: пионы, каоны, протоны, нейтроны и антинейтроны. Для того чтобы отсеять адроны, будет уменьшаться толщина ливня. В дополнение к этому, для того, чтобы отсеять заряженные адроны, перед PHOS будет установлен вето-детектор заряженных частиц (CPV).

1.4.2 Кристаллы вольфрамата свинца.

Ожидается, что при Pb-Pb соударениях будет рождаться очень большое число частиц. Наибольшая величина для количества рожденных заряженных частиц на единицу быстроты – 8000, что приводит к полной плотности быстроты ~ 16000 (учитывая распадные гамма-кванты вместо π^0).

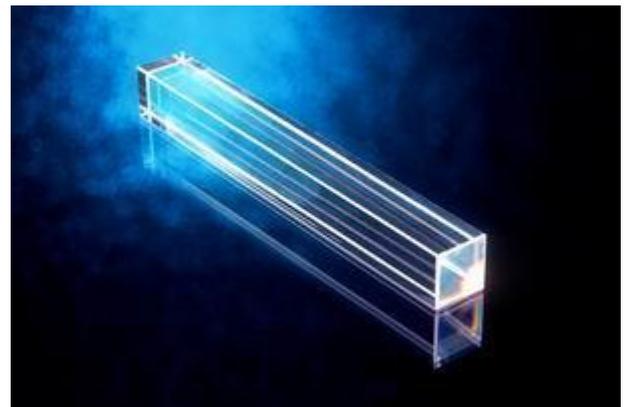


Рис 2. Внешний вид кристалла PWO.

Ожидаемая сложность системы частиц для центрального Pb-Pb столкновения требует малости поперечного сечения ячейки и, следовательно, предполагает

использование очень плотной активной среды, с наименьшим возможным мольеровским радиусом, а также большую сегментацию калориметра и по возможности наибольшим расстоянием до вихря.

Поэтому для материала детектора PHOS были выбраны кристаллы вольфрамата свинца ($PbWO_4$). Внешний вид кристалла вольфрамата свинца показан на рис.2. Эти кристаллы также были выбраны для электромагнитного калориметра в CMS, хотя экспериментальные требования двух экспериментов значительно отличаются.

1.4.2.1 Свойства кристаллов вольфрамата свинца, использующихся в эксперименте ALICE.

Использование кристаллов вольфрамата свинца (PWO) для электромагнитной калориметрии широко изучалось в последние годы, в результате чего был достигнут значительный прогресс в вопросе их использования в больших калориметрах. Некоторые физические и химические свойства PWO приведены в таблице 1.

Вольфрамат свинца (PWO) - это быстро сцинтиллирующий кристалл с довольно сложным спектром эмиссии, состоящим из двух компонент: синяя компонента с пиком на 420 нм (2.9 эВ) и зеленая компонента с пиком на 480 - 520 нм (2.5 эВ). Световыход этого кристалла при комнатной температуре мал по сравнению с другими тяжелыми сцинтиллирующими кристаллами (такими как BGO). Однако это сильно зависит от температуры.

Table 1: $PbWO_4$ properties.

Плотность	8.28 г/см ³
Радиационная длина	0.89 см
Длина взаимодействия	19.5 см
Мольеровский радиус	2.0 см
Точка плавления	1123° С
Твердость	4 Moh
Показатель преломления вдоль продольной оси (на длине волны 632нм)	2.16
Максимум спектра испускания	460 нм
Гидроскопичность	нет
Химическая активность	Инертен

1.4.2.2 Рабочая температура калориметра PHOS.

Температурный коэффициент составляет примерно -2% на градус Цельсия в широком температурном диапазоне. При температуре -25°C световыход увеличится в 3 раза по сравнению со световыходом при комнатной температуре (20°C), кроме того, электронный шум фотонного детектора значительно уменьшится. Оба этих эффекта приведут к улучшению энергетического разрешения.

Рабочая температура детектора PHOS была выбрана -25°C , это значение можно достичь просто и экономично. Это значение будет стабилизировано в пределах $0.3 - 0.4^\circ\text{C}$ для того, чтобы сделать световыход постоянным в пределах 1% . Для того, чтобы различные части спектрометра были идентичны, достаточно однородности градиента температуры в 1°C . Нестабильность температуры во времени будет скорректирована при анализе полученных данных с помощью данных из измерений температурного градиента по массиву кристаллов.

1.4.2.3 Поперечные размеры кристалла.

Для того чтобы получить достаточное координатное разрешение и чтобы иметь возможность разделять перекрывающиеся ливни, поперечный размер ячейки должен быть порядка мольеровского радиуса R_M . Кристалл PWO с мольеровским радиусом 2.0 см для калориметра PHOS, помещенном на расстоянии $R = 4.6$ м, позволяет сделать поперечный размер ячейки достаточно малым, чтобы получить достаточный охват в центральном Pb–Pb столкновении, при наибольшем предсказываемом числе частиц (multiplicity) – $dN/dy = 16000$. Таким образом, была выбрана величина ячейки (поперечный размер кристалла) в 2.2×2.2 см².

1.4.2.4 Длина кристалла.

Факторами, учитывавшимися при выборе длины кристалла, были энергетическое разрешение и цена изготовления кристалла.

Калориметр PHOS оптимизирован для измерения фотонов с относительно невысокой энергией (в диапазоне 0.5 – 10 GeV) с хорошим энергетическим разрешением. При таких энергиях ~ 15 радиационных длин (~ 14 см) будет достаточно для хорошего энергетического разрешения. Однако, PIN диоды, которые были выбраны в качестве фотодетекторов, реагируют на прохождение через них заряженных частиц, и таким образом энергетическое разрешение может ухудшиться из-за эффекта ливневого пробоя.

Очевидно, что эффект пробоя усиливается, в то время как цена снижается при уменьшении длины кристалла. Была выбрана длина кристалла 18 см. Это значение разумно совмещает свойства детектора с его ценой. Следует заметить, что при этой длине измерения фотонов и нейтральных мюонов с высокими

импульсами будут все еще возможны, хотя энергетическое разрешение и не будет оптимальным.

1.5 Описание калориметра PHOS.

1.5.1 Общая структура детектора PHOS.

1.5.1.1 Концепция механической структуры PHOS.

Для калориметра PHOS была выбрана модульная структура. Ее общий вид показан на рис. 3. PHOS будет размещен в нижней части установки ALICE на расстоянии 460 см от точки соударения. Угол падения прямых фотонов будет в пределах 13° . Калориметр PHOS будет состоять из четырех независимых частей, называемых супермодулями PHOS, каждый состоит из 4320 детектирующих каналов. Каждый супермодуль состоит из блоков

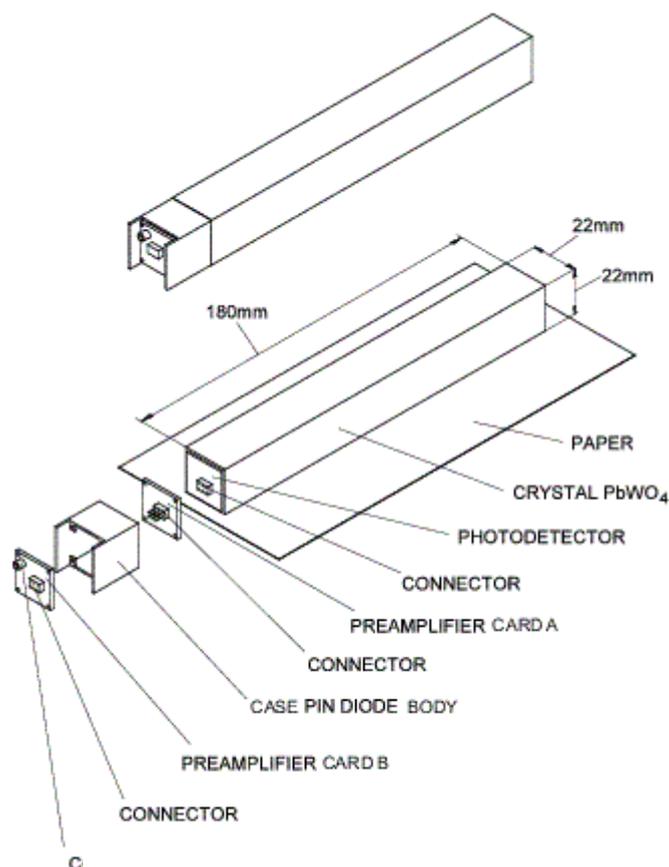


Рис. 3. Базовый модуль детектора

детектора, кристаллических полос – основных механических элементов конструкции. Каждая полоса состоит из восьми детекторных элементов, расположенных в ряд. Каждый элемент крепится к полосе с помощью тонкой титановой ленты. Детекторный элемент состоит из кристалла вольфрамата свинца размерами $22 \times 22 \times 180 \text{ мм}^3$, к которому присоединен фотодетектор – PIN фотодиод с активной областью $16.1 \times 17.1 \text{ мм}^2$, с интегрированным предусилителем, присоединенный к задней грани кристалла с помощью оптически прозрачного клея с большим показателем преломления. В совокупности электромагнитный калориметр PHOS состоит из

17280 детекторных элементов. Его полная поверхность будет $\sim 8 \text{ м}^2$, а полный объем $\sim 1.5 \text{ м}^3$, полный вес ~ 12.5 тонн.

1.5.1.2 Оптическое присоединение PIN фотодиода, различные обертки кристалла.

Показатель преломления кристаллов PbWO_4 достаточно велик по сравнению с показателем преломления окошка PIN диода – соответственно 2.29 и 1.5, что приводит к потерям пропускания света. Оптическая смазка со средним показателем преломления позволит уменьшить потери пропускания. Таким образом, требования к оптическому соединению PIN фотодиода к кристаллу:

- Показатель преломления должен быть между показателями преломления PbWO_4 и PIN диода;
- Оно должно иметь хорошее пропускание света в области спектра эмиссии кристалла;
- Оно должно быть механически надежным при нагревании и охлаждении;
- Оптические параметры должны быть стабильными по времени.

На данный момент была выбрана смазка Melt-Mount Quick-Stick (Cargille Laboratories, USA). Исследования показателя преломления смазки будут приведены ниже.

Обертки кристалла должны обеспечивать высокую эффективность светосбора и оптическую изоляцию между кристаллами. Были использованы различные обертки: белая бумага, Майлар, Тайвек, тефлоновые бумаги и миллипористые фильтры. Тип обертки практически не сказывается на эффективности светосбора. Это объясняется большим показателем преломления PWO . Белый Тувек был выбран в качестве обертки. Анализ различных оберток с помощью программ моделирования будет рассмотрен ниже.

Приклеивание PIN фотодетектора к кристаллу с помощью Quick-Stick проводится с помощью нагревания элементов под потоком горячего воздуха.

Точность расположения фотодетектора на кристалле в пределах 0.2 мм. Доза клея в 0.2 г используется для обеспечения стабильного соединения при минимальной толщине клея. После приклеивания необходимо проверить отсутствие пузырьков.

2. Постановка задачи.

Моделирование процессов распространения света в отдельно взятом элементе детектора PHOS - важная задача, которая позволит избежать ошибок при проектировании детектора и позволит получить оптимальные параметры спектрометра. В частности это касается окончательного выбора смазки, обертки, длины кристалла, размера окошка PIN диода и других ключевых параметров. Основной же задачей моделирования является получение сцинтилляционных параметров базового элемента детектора на основе кристаллов вольфрамата свинца, включающих в себя эффективность светосбора и временное разрешение детектора (которое получается из зависимостей распределений по временам пробегов фотонов в кристалле).

Моделирование производилось, исходя из следующих предположений:

- Каждый PWO модуль имеет форму параллелепипеда размерами $2.2 \times 2.2 \times 18$ см³. Детектор с оптической смазкой крепится к торцевой стороне модуля.
- Так как в экспериментальной установке каждый модуль полностью оптически изолирован от других, рассматривается только один модуль.
- Изотропность кристалла. Не учитывалась слабая зависимость от направления к точке роста кристалла.
- Исходя из предыдущего пункта, предполагается, что начальный импульс частиц распределен изотропно. Величина импульса, связанная с длиной волны λ , выбирается методом Монте-Карло из полученного спектра светимости кристалла PWO (см. пункт 3.2).

- Начальная координата частиц берется произвольной в заданном участке кристалла, например, в определенном слое между плоскостями $z=z_i$ и $z=z_f$.
- Начальная поляризация фотона также изотропна.
- Вне кристалла – различные типы оберток, а именно: абсолютно черное тело, идеальный отражатель, идеальный диффузор, реальный отражатель (алюминий), реальный диффузор («тайвек»).

Исходя из этих предположений, была написана блок-схема программы моделирования распространения света в кристалле вольфрамата свинца. Блок-схема для одного фотона представлена на рис. 4. Различные обертки на этой блок-схеме не учитываются, только абсолютно черное тело.

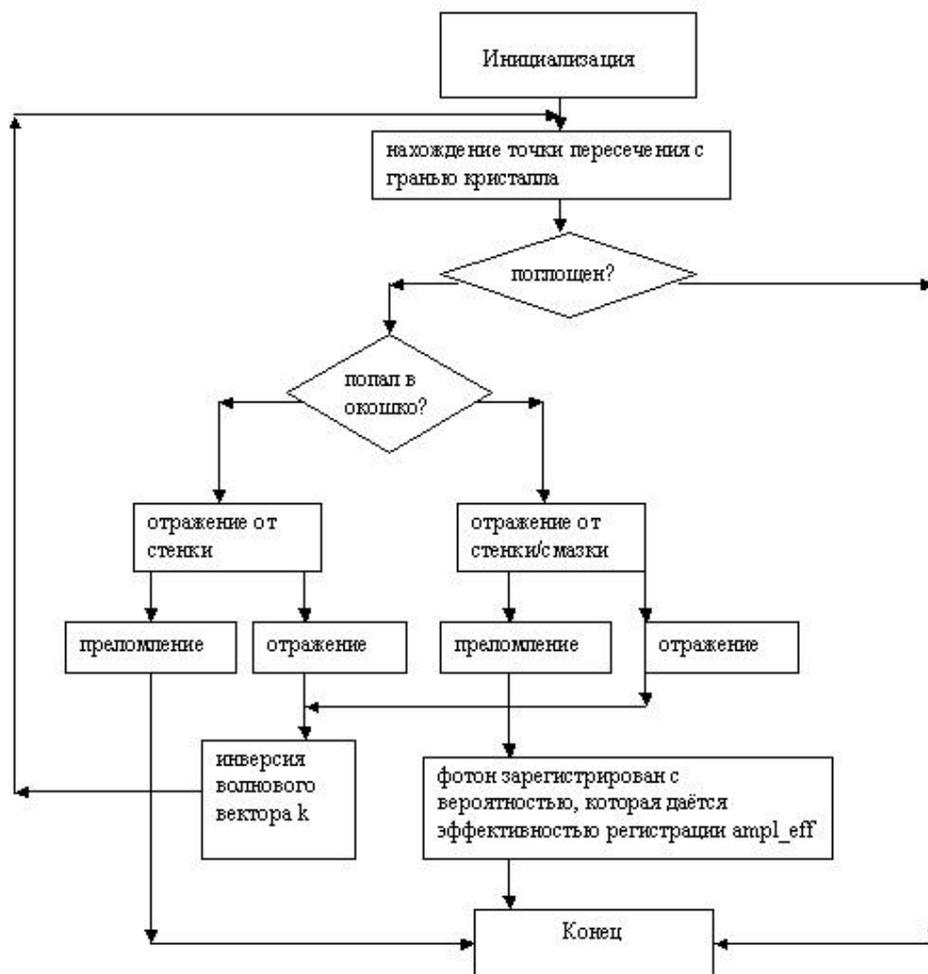


Рис. 4. Схема алгоритма работы программы моделирования распространения света в базовом модели детектора PHOS.

3. Измерение оптических характеристик PWO.

Для проведения поставленной задачи необходимо знать оптические свойства кристаллов вольфрамата свинца, а именно - показатель преломления, спектр испускания и коэффициент поглощения. Получению зависимостей этих величин от длины волны фотона посвящена первая часть нашей работы.

3.1 Анализ спектров пропускания.

Сотрудниками Лаборатории Исследований Взаимодействий Сложных Ядер РНЦ "Курчатовский Институт" были измерены спектры пропускания света в кристаллах вольфрамата свинца для большой статистики кристаллов (~10000). Измерения проводились в двух режимах – вдоль (с расстоянием от источника до приемника света $d = 20$ см) и поперек ($d = 2$ см) кристалла, причем поперек кристалла измерения были проведены в трех точках. Схема установки представлена на рис. 5.

PWO transmission spectra measurement

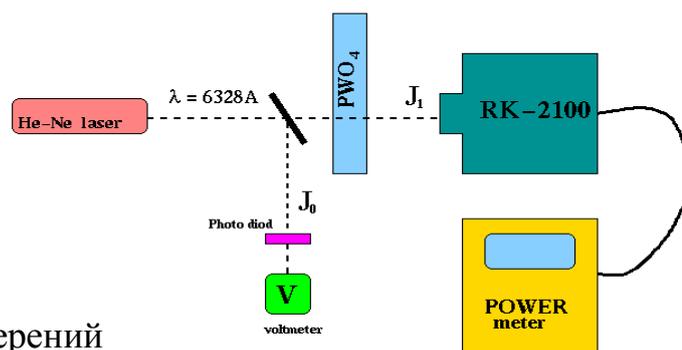


Рис. 5. Схема измерений спектров пропускания кристаллов PWO.

$$T = \frac{J_1}{J_0} \cdot 100\%$$

В результате обработки проведенных измерений были получены спектры пропускания для 9000 кристаллов. Эти данные были усреднены для того, чтобы

уменьшить ошибку в каждой точке. Экспериментальная погрешность при измерении коэффициента пропускания составляет $\sim 1\%$. Таким образом, ошибка усредненного значения коэффициента пропускания будет равна $0.01/\sqrt{9000} \approx 10^{-4}$. Усредненные экспериментальные данные и их аппроксимация по формуле, приведенной ниже, показаны на рис. 6 и 7 для обыкновенного и необыкновенного лучей соответственно.

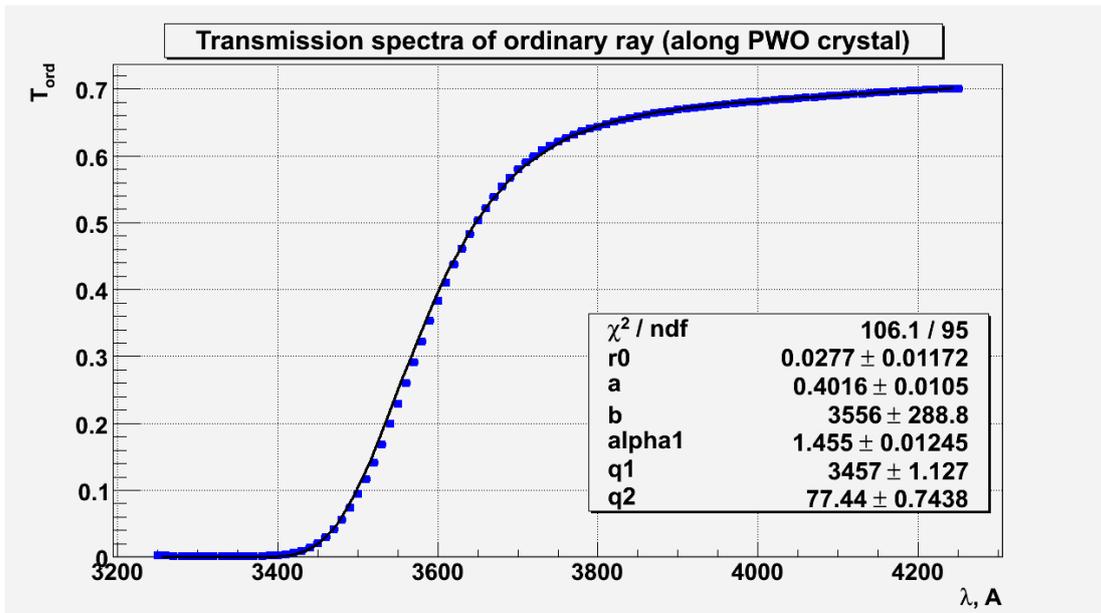


Рис. 6. Спектр пропускания кристаллов PWO для обыкновенного луча.

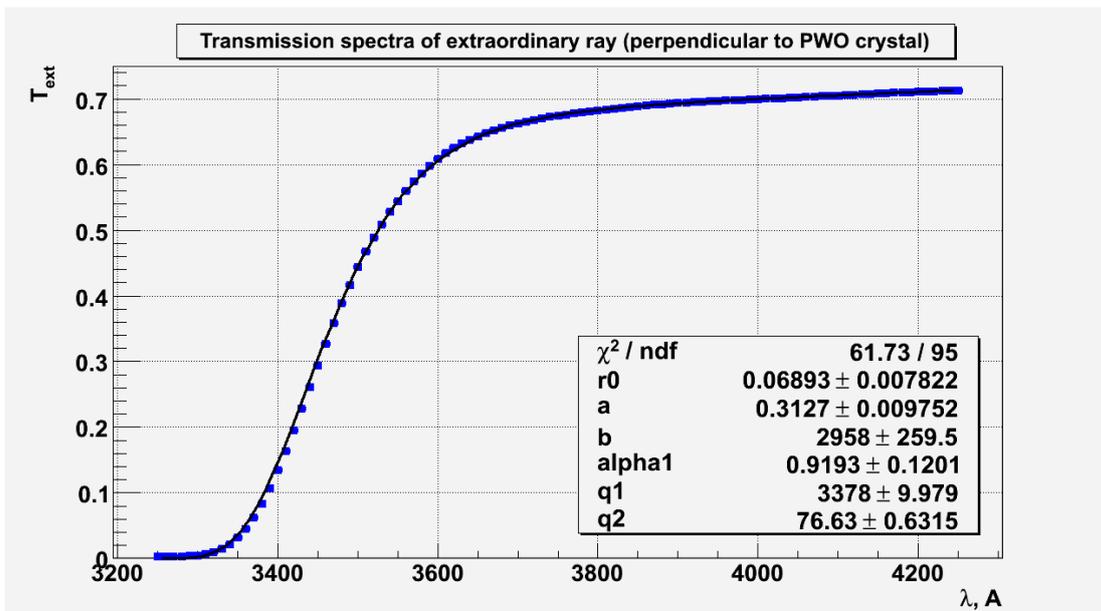


Рис. 7. Спектр пропускания кристаллов PWO для необыкновенного луча.

Теперь найдем аналитическую формулу для коэффициента пропускания в случае нормального падения света. Пользуясь правилами геометрической оптики, запишем коэффициент пропускания при отражениях от граней кристалла (рис. 8).

Когда плоская волна падает на границу воздух-кристалл, она расщепляется на две волны: прошедшую через кристалл и отраженную, которая распространяется обратно в воздух. При нормальном падении, пропускание и отражение плоской волны записываются следующим образом:

$$t = 1 - r \quad r = \left| \frac{n-1}{n+1} \right|^2 \quad (1)$$

где подразумевается, что $n_{\text{air}} = 1$, а $k \ll n$. Как t , так и r независимы от направления распространения света. В случае изотропных кристаллов, t и r не зависят от поляризации света. В противном случае (для неодносных кристаллов) в формуле (1) необходимо подставить обыкновенный показатель

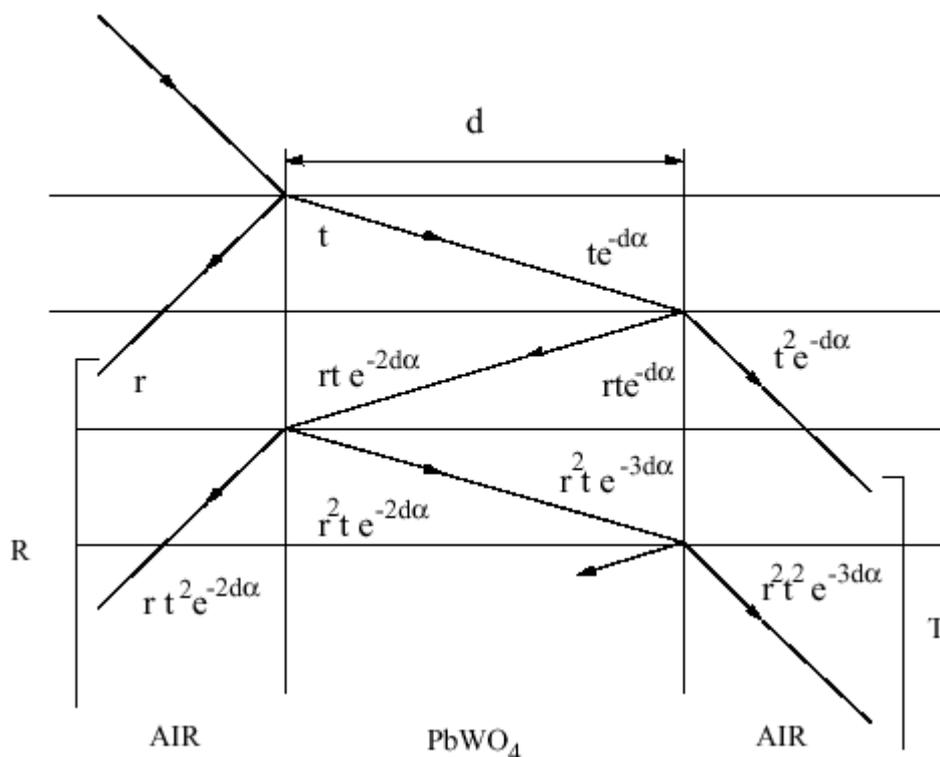


Рис. 8. Расчет коэффициентов пропускания и отражения кристаллов PWO.

преломления и смешанный в случае поляризации, направленной соответственно ортогонально и параллельно плоскости Σ (см. рис. 13).

На рис. 8 показано многократное отражение-прохождение плоской волны, проходящей через кристалл. T и R вычисляются как сумма бесконечных вкладов. Даже если длина когерентности плоской волны довольно высока, неоднородность поверхности кристалл-воздух делает вклады оптически некогерентными, таким образом, T и R даются выражениями (2)–(3).

$$T = \frac{t^2 e^{-\alpha d}}{1 + r^2 e^{-2\alpha d}} \quad R = r + \frac{rt^2 e^{-2\alpha d}}{1 + r^2 e^{-2\alpha d}} \quad (2)$$

где α – коэффициент поглощения. Интенсивность света быстро спадает, поэтому в разложении можно оставить только первые вклады, а именно:

$$T = (1 - 2r)e^{-\alpha d} \quad (3)$$

В формулу (3) входят неизвестные величины α и r , зависящие от длины волны. Для аппроксимации экспериментальных данных аналитической кривой была предложена 6-параметрическая формула (4), которая косвенным образом дает искомую зависимость коэффициентов пропускания и отражения (а следовательно, благодаря формуле (1), и показателя преломления) от длины волны. Это важный результат не только для исследования распространения света в кристаллах вольфрамата свинца, он может быть использован во многих других задачах, где используется РВО. См. также [4].

$$T = (1 - 2r_0 - 2ae^{-\lambda/b}) \exp\{-(\alpha_1 e - (\lambda - \lambda_0)/\Lambda)d\} \quad (4)$$

где r_0 , a , b , α_1 , λ_0 , Λ – параметры, λ – длина волны света, d – ширина кристалла в случае поперечного пропускания и длина кристалла в случае продольного пропускания.

Таким образом (сравнивая (3) и (4)) коэффициент пропускания и коэффициент преломления равны соответственно:

$$\alpha = \alpha_1 e^{-(\lambda - \lambda_0)/\Lambda} \quad r = r_0 + a e^{-\lambda/b} \quad (5)$$

Результаты аппроксимаций для обыкновенного и необыкновенного лучей представлены на рисунках (9)–(10).

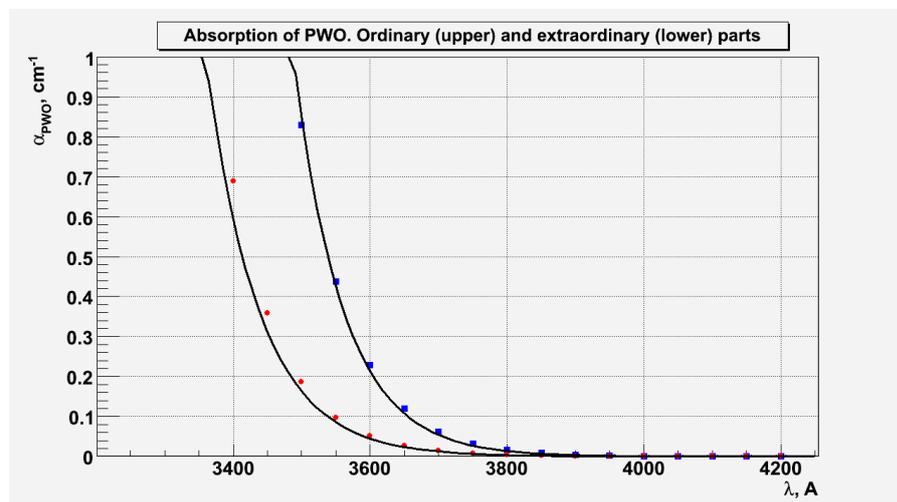


Рис. 9. Коэффициент поглощения кристаллов PWO в зависимости от длины ВОЛНЫ.

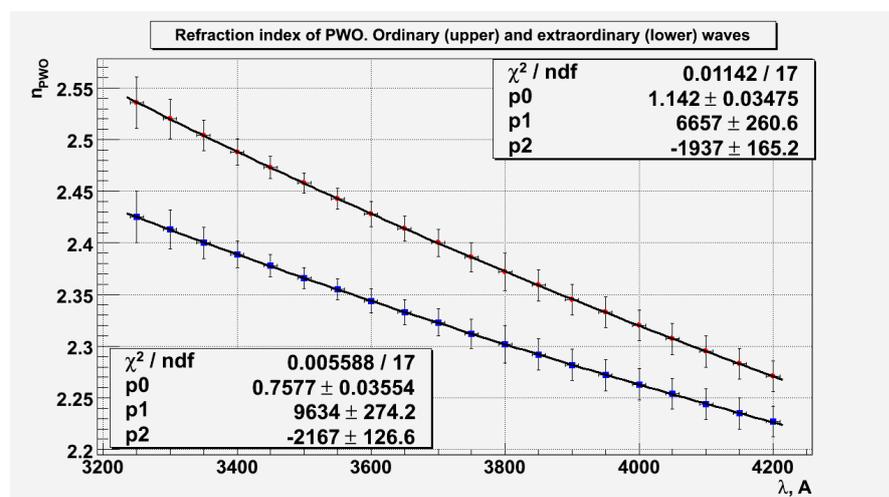


Рис. 10. Показатель преломления кристаллов PWO в зависимости от длины ВОЛНЫ света.

3.2 Спектры испускания PWO.

Другой важной предварительной задачей является анализ спектров испускания вольфрамата свинца, исходя из которых задается длина волны, а следовательно, и модуль волнового вектора у рожденных фотонов.

В измерительном центре Лаборатории Исследований Взаимодействий Сложных Ядер были проведены опыты по измерению спектров испускания вольфрамата свинца. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 11.

Хорошо известно, что спектр испускания PWO содержит три пика, поэтому экспериментальные данные были аппроксимированы тремя гауссовыми распределениями.

Экспериментальные данные, а также кривая, их аппроксимирующая, показаны на рис. 12. Там же показаны полученные параметры аппроксимации.

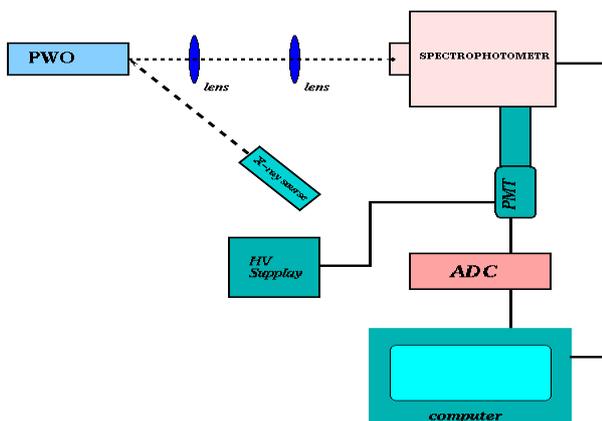


Рис. 11. Схема измерений спектров эмиссии PWO.

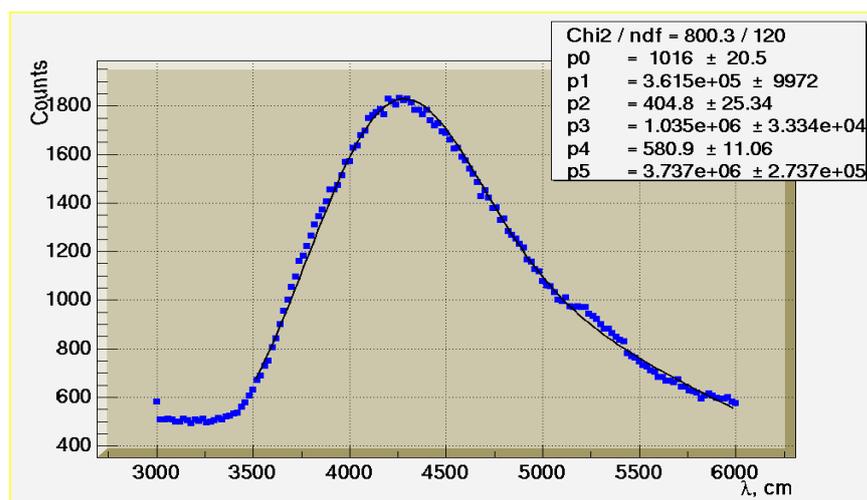


Рис. 12. Спектр испускания кристаллов PWO

Расположение пиков по длинам волн считалось заданным и равным 420 нм, 460 нм и 520 нм соответственно [1].

3.3 Обыкновенный и необыкновенный лучи.

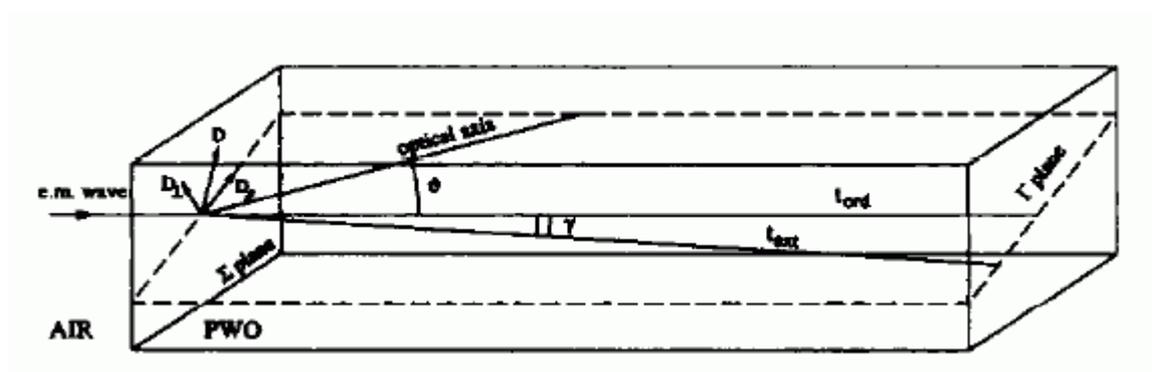


Рис. 13. Кристалл PWO и его оптические свойства.

На рис. 13 показаны обыкновенный и необыкновенный лучи для кристалла вольфрамата свинца. Угол между оптической и геометрической осью кристалла составляет $\sim 10^\circ$ (экспериментальная величина), он достаточно мал и в задаче им пренебрегается [13].

В наиболее общем случае показатель преломления в зависимости от различного направления образует эллипсоид - так называемый эллипсоид преломления:

$$\frac{x^2}{N_x^2} + \frac{y^2}{N_y^2} + \frac{z^2}{N_z^2} = 1, \quad (6)$$

Пусть луч света образует угол θ с нормалью к плоскости Σ (см. рис. 13). Тогда показатель преломления будет равен:

$$n = \frac{n_o}{\sqrt{\cos^2\theta + \sin^2\theta \frac{n_o^2}{n_e^2}}} \quad (7)$$

В то время как α определяется с помощью коэффициента возбуждения k , что приводит к следующей формуле:

$$\alpha = n^2 \sqrt{\cos^2\theta \frac{k_o^2}{n_o^4} + \sin^2\theta \frac{k_e^2}{n_e^4}} \quad (8)$$

Обе эти формулы используются при рассмотрении процесса распространения света в кристалле.

3.4. Показатель преломления смазки и кварца.

Когда фотон достигает грани, на которой расположен фотодетектор (PIN-диод или ФЭУ), он проходит через систему границ РВО-смазка-кварц, при этом он может либо отразиться обратно в кристалл, либо попасть в фотодетектор, либо погибнуть на этапе прохождения через смазку. Последний случай не учитывается, так как толщина смазки крайне мала (хотя зависимость световыхода от ее толщины существует). Поэтому для программы

моделирования распространения света в реальном модуле детектора необходимо знать показатели преломления смазки и кварца, использующиеся при изготовлении модуля.

Зависимости показателей преломления от длины волны для используемой смазки и кварца показаны на рис. 14 и 15 соответственно. Они также предоставлены Лабораторией Исследования Взаимодействий Сложных Ядер Курчатовского Института.

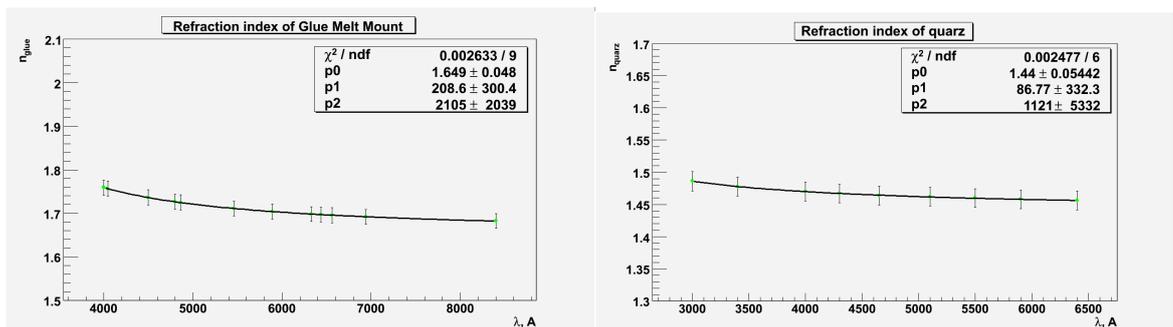


Рис. 14. Показатель преломления смазки Рис. 15. Показатель преломления кварца

3.5. Время высвечивания PWO.

Одной из важных характеристик сцинтиллирующего вещества является время высвечивания. Первичный ливень, образованный частицей высокой энергии, возбуждает молекулы вещества, которые затем испускают фотоны в диапазоне видимого света (процесс люминесценции). Вероятность такой молекулы испустить фотон за время t после начала распространения ливня равна $\sum_i A_i \exp(-t/\tau_i)$ [1]. Мы использовали упрощенную модель, в которой эта сумма состоит только из двух составляющих – «быстрой» и «медленной», у которых средние времена высвечивания τ были приняты за 2 нс и 20 нс соответственно [1].

4. Моделирование процессов распространения света в кристаллах PWO.

Так как в задаче каждому фотону сопоставляется своя поляризация, то при отражениях от стенок необходимо это учитывать. Поэтому при вычислении вероятности фотона покинуть кристалл при отражении были использованы формулы Френеля [5].

При падении на плоскую границу раздела линейно поляризованной плоской волны, вектор \mathbf{E} которой колеблется в плоскости падения (p-волна), амплитуды a_p^r отраженной и a_p^d преломленной волн связаны с амплитудой a_p^o падающей волны соотношениями (формулы Френеля):

$$a_p^r = a_p^o \frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)} \quad a_p^d = a_p^o \frac{2\cos(i)\sin(r)}{\sin(i+r)\cos(i-r)} \quad (9)$$

При падении на границу раздела линейно поляризованной плоской волны, в которой вектор \mathbf{E} колеблется в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения (s-волна) амплитуды a_s^r , a_s^d , a_s^o связаны соотношениями:

$$a_s^r = -a_s^o \frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)} \quad a_s^d = a_s^o \frac{2\cos(i)\sin(r)}{\sin(i+r)} \quad (10)$$

4.1. Квантовая эффективность фотоприемников (ФЭУ и APD).

Вероятность получения сигнала от одного фотона называется квантовой эффективностью. Программа моделирования распространения света в базовом модуле электромагнитного калориметра PHOS позволяет изучать

характеристики модуля с двумя типами фотоприемников – Avalanche Photodiode (APD S8664-55 компании Hamamatsu), которые будут использоваться в эксперименте АЛИСА, и ФЭУ XR2262/В, которые уже используются в стенде для измерения световых кристаллов PWO на измерительном стенде Лаборатории Исследований Взаимодействий Сложных Ядер РИЦ «Курчатовский Институт».

Квантовые эффективности ФЭУ XR2262/В [16] и APD S8664-55 [17] представлены на рис. 16 и 17 соответственно. Размеры фотодетекторов $22 \times 22 \text{ мм}^2$ и $5 \times 5 \text{ мм}^2$ для ФЭУ и APD соответственно. Кривые описываются с хорошей точностью полиномиальными функциями 4 степени.

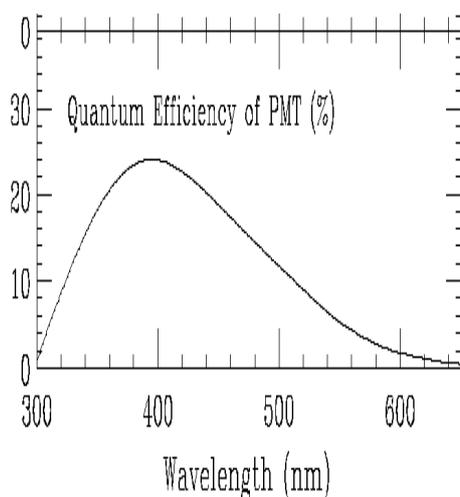


Рис. 16. Квантовая эффективность PMT

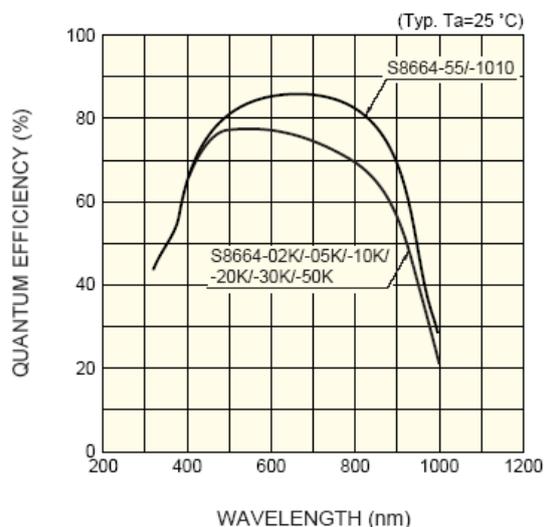


Рис. 17. Квантовая эффективность APD

Эффективность светосбора кристаллов PWO с черной оберткой с учетом квантовой эффективности фотоприемников и без учета, представлены на Рис. 18 и 19 для ФЭУ и APD соответственно.

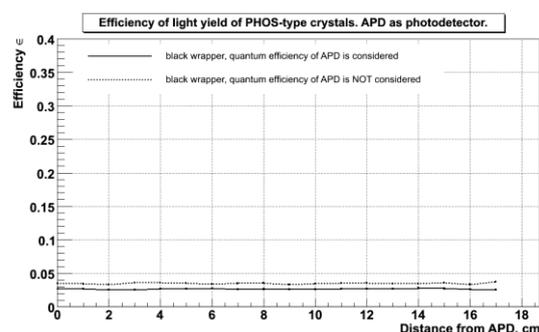


Рис. 18. Эффективность светосбора с учетом КЭ в случае APD.

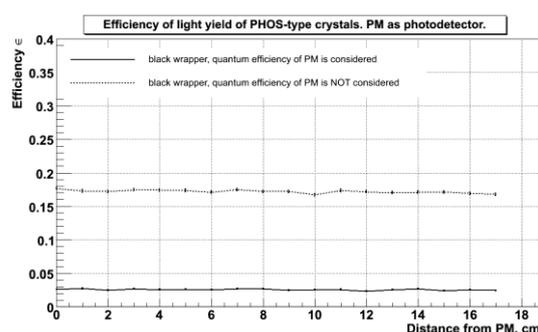


Рис. 19. Эффективность светосбора с учетом КЭ в случае ФЭУ.

4.2. Исследование оберток.

Для увеличения самого важного параметра модуля – световыхода – используются различные обертки кристаллов. При использовании оберток та часть света, которая преломляется на границе кристалл-воздух и покидает кристалл, отражается от обертки и снова попадает внутрь кристалла. Таким образом световыход может увеличиваться. Исследование влияния оберток на световыход также возможно с помощью нашего пакета программ PHOS PHOTON PROPAGATION SIMULATION.

Программа позволяет использовать следующие типы оберток:

1. Черная обертка. Снаружи кристалла помещается абсолютно черное тело, т.е. весь свет, покинувший кристалл, более не рассматривается.
2. Идеальное зеркало. Фотон отражается по законам отражения (угол падения равен углу отражения). Поглощения на обертке нет.
3. Идеальная диффузная обертка. Фотон отражается по закону равномерного распределения в угол 2π . Поглощения на обертке нет.
4. «Тайвек». Этот материал, как предполагается, будет использован в реальном эксперименте. Тайвек это диффузная обертка с очень низким поглощением. Оптические свойства этого материала были получены на измерительном стенде Лаборатории Исследований Взаимодействий Сложных Ядер РНЦ «Курчатовский Институт» [14].
5. Алюминиевая фольга. Обертка, альтернативная «тайвеку». В отличие от него, закон отражения не диффузный, а зеркальный. Поглощение алюминия бралось равным 92% для всего диапазона света (см. [22]).

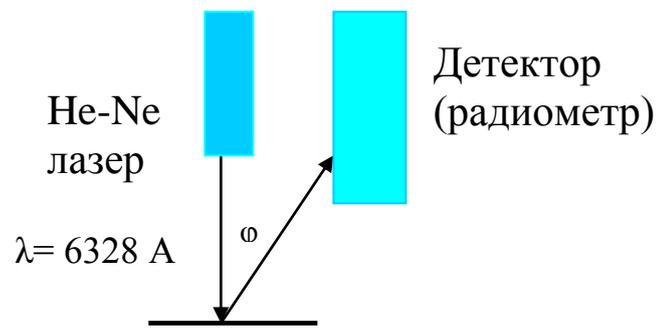
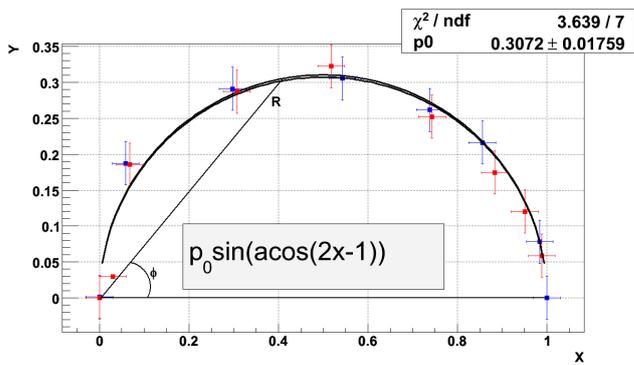


Рис. 20. Зависимость интенсивности отраженного от «тайвека» света от угла к нормали поверхности. Схема измерений.

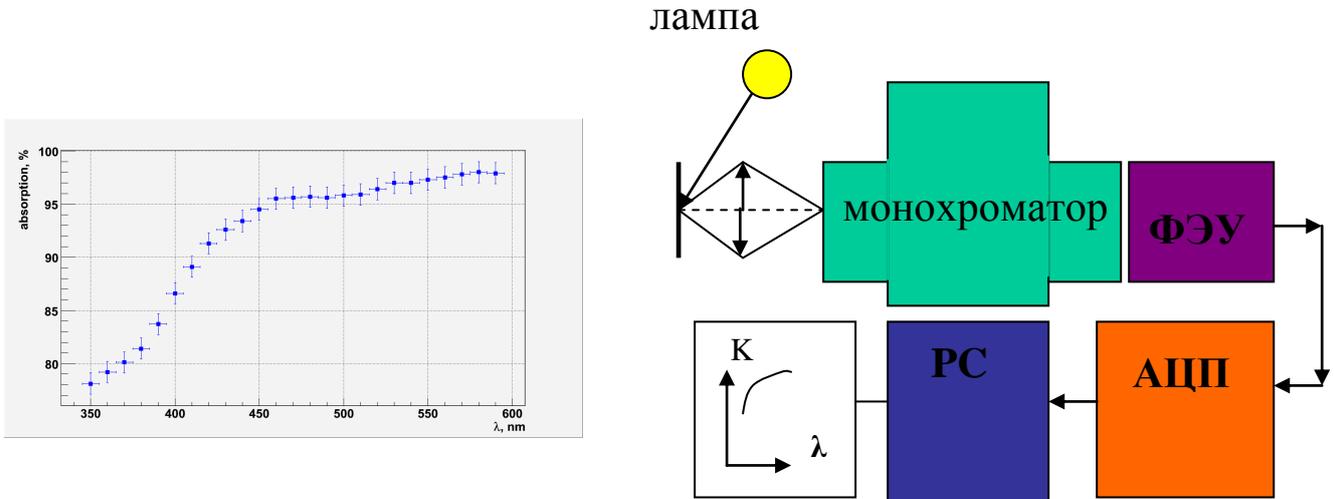


Рис. 21. Зависимость поглощения «тайвека» от длины волны света. Схема измерений.

Отражение тайвека описывается зависимостью, представленной на рис. 20. В полярных координатах отложены угол ϕ (угол, под которым отражается фотон по отношению к нормали обертки) и R (относительная интенсивность света в данном направлении). Поскольку программа работает с каждым фотоном отдельно, то понятие интенсивности в данном случае эквивалентно вероятности рассеяния. В декартовых координатах экспериментальные точки хорошо описываются следующей формулой:

$$Y = p_0 \sin(\arccos(2X-1)) \quad (11)$$

После преобразования к полярным координатам, легко можно получить:

$$R = 4p_0^2 \cos^2\varphi(1-4p_0^2)/(1-\cos\varphi)f \quad (12)$$

Где f – фактор нормирования, для того чтобы полный интеграл от R по $-\pi/2 < \varphi < \pi/2$ равнялся единице (поскольку R это вероятность).

$$f = \arctan p_1/p_1 \quad p_1^2 = (1 - 4p_0^2)/4p_0^2 \quad (13)$$

Поглощение света тайвеком представлено на рис. 21 и как видно сильно зависит от длины волны. Поглощение тайвека не было аппроксимировано аналитической формулой и в программе использовалась кусочно-линейная интерполяция экспериментальных точек.

4.3. Формы кристаллов и применение программы моделирования для других экспериментов, использующих детекторы на основе вольфрамата свинца.

Наша программа позволяет моделировать эффективность световых выходов для трех типов кристаллов – PHOS (тип 0), CMS (тип 1) и PANDA6 (тип 2). Кристаллы отличаются только геометрией (различия в оптических и сцинтилляционных параметрах кристаллов не учитывались в данном исследовании, предполагалось, что свойства кристаллов в экспериментах CMS и PANDA близки к свойствам кристаллов эксперимента ALICE).

Кристаллы PHOS имеют следующие геометрические размеры: длина – 180 мм, сечение передней и задней граней – 22.0×22.0 мм².

Кристаллы CMS имеют следующие геометрические размеры: длина кристалла – 230 мм, сечение передней грани – $20.5 \times 20.5 \text{ мм}^2$, сечение задней грани – $23.8 \times 23.8 \text{ мм}^2$.

Эксперимент CMS (Compact Muon Solenoid) – это еще один эксперимент на Большом Адронном Коллайдере, цель которого – нахождение частицы Хиггс-бозон. Электромагнитный калориметр в этом эксперименте один из самых больших в мире и состоит из ~70000 кристаллов вольфрамата свинца.

Кристаллы PANDA6 имеют следующие геометрические размеры: длина – 200 мм, в сечении передней грани – трапеция с прямым углом между основаниями и одной из сторон, высотой 21.389 мм, длины оснований – 21.956 мм и 21.362 мм. В сечении задней грани – также трапеция с прямым углом между основаниями и одной из сторон, высотой 27.325 мм, длины оснований – 27.567 мм и 26.808 мм.

Кристаллы такого типа будут использоваться в эксперименте PANDA на ускорителе SIS100/200 в GSI, Дармштадт, Германия. Этот эксперимент направлен на исследование столкновений антипротонов. Большая часть кристаллов для этого эксперимента будет производиться в Богородицке. Один из таких кристаллов и был исследован нами с целью изучения эффекта «фокусировки» (чертеж получен из IPN, Орсе, Франция).

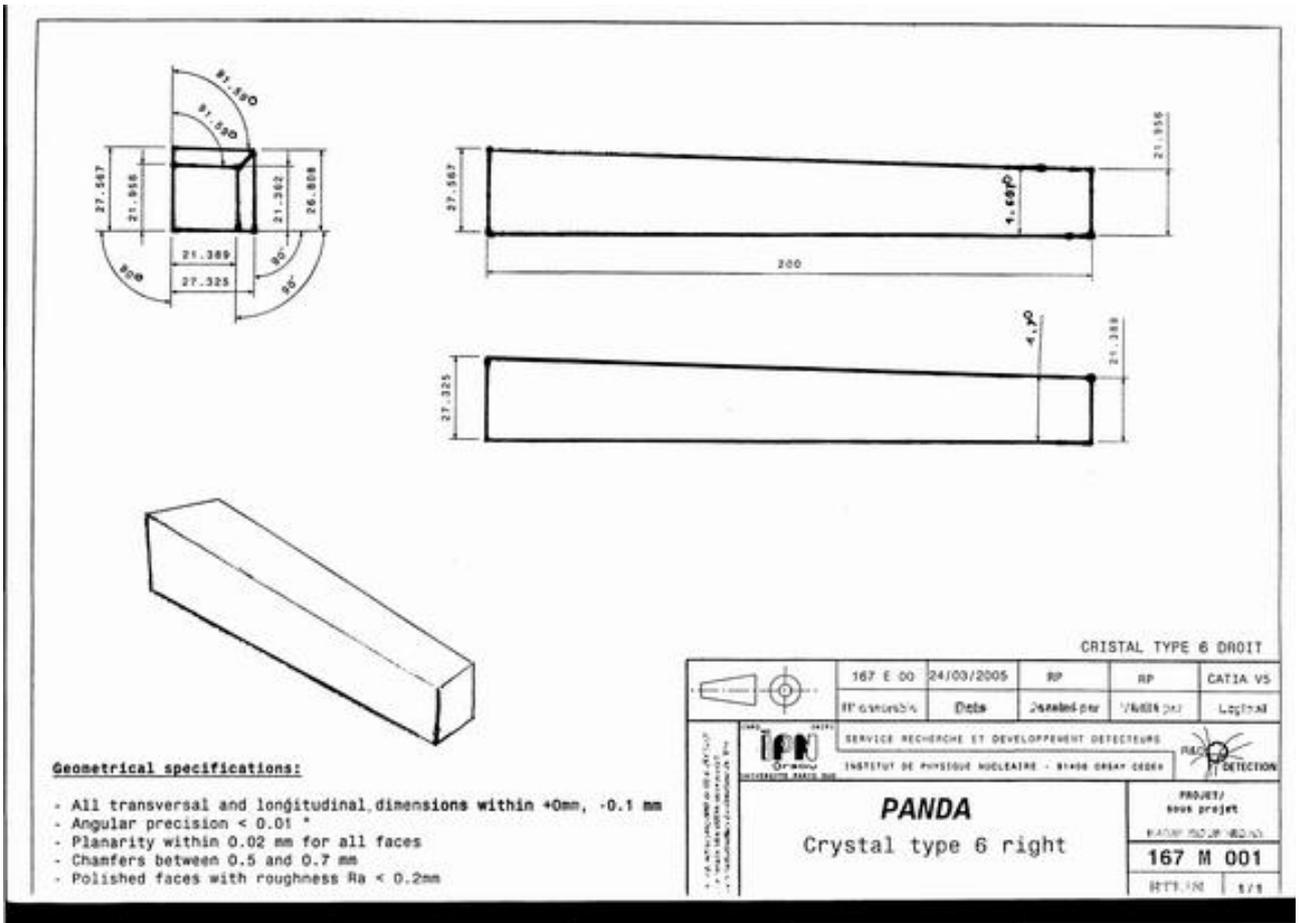
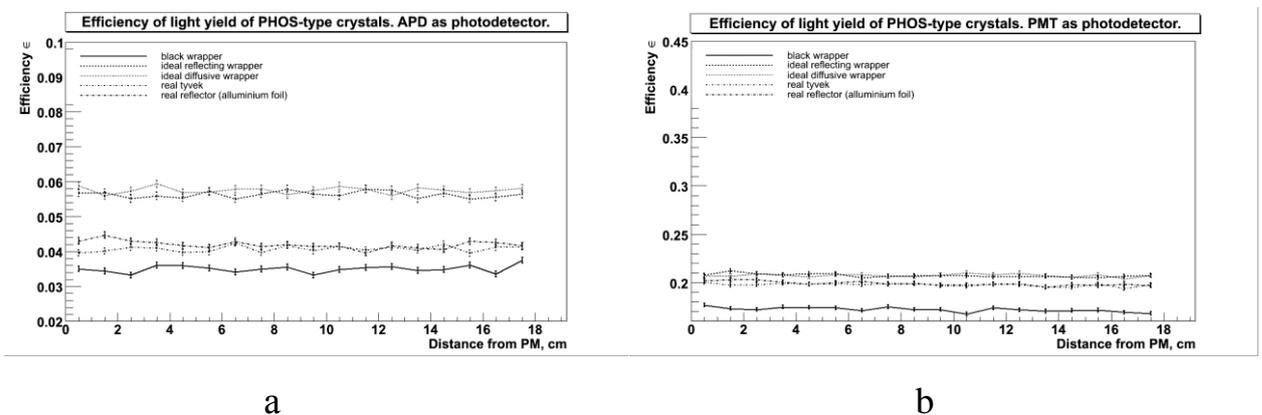
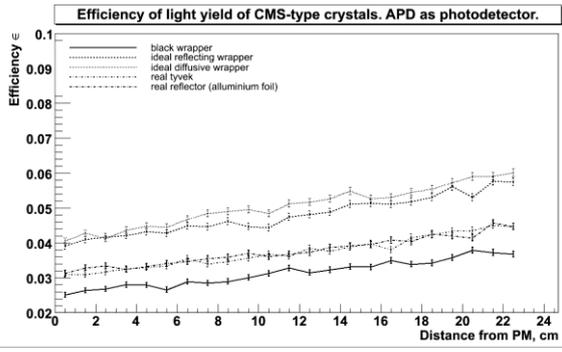


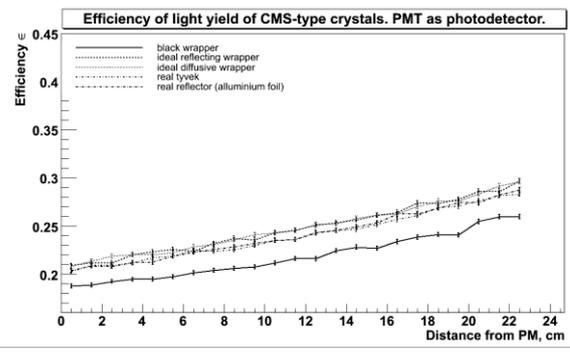
Рис. 22. Чертеж кристалла типа “PANDA”.

4.4. Результаты моделирования световых выходов различных кристаллов с различными обертками.

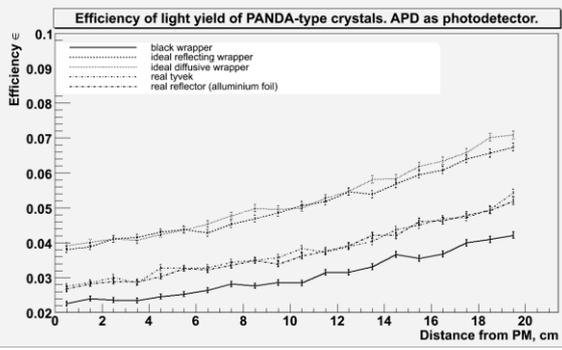




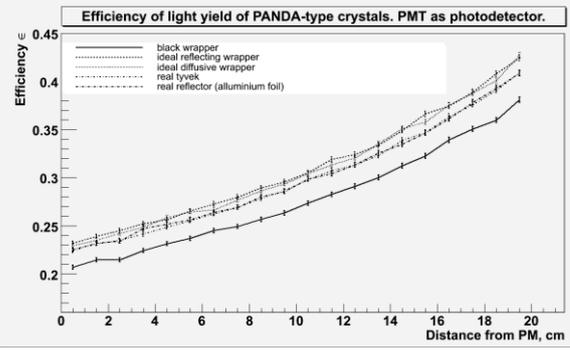
c



d



e



f

Рис. 23. Результаты моделирования эффективности светосбора.

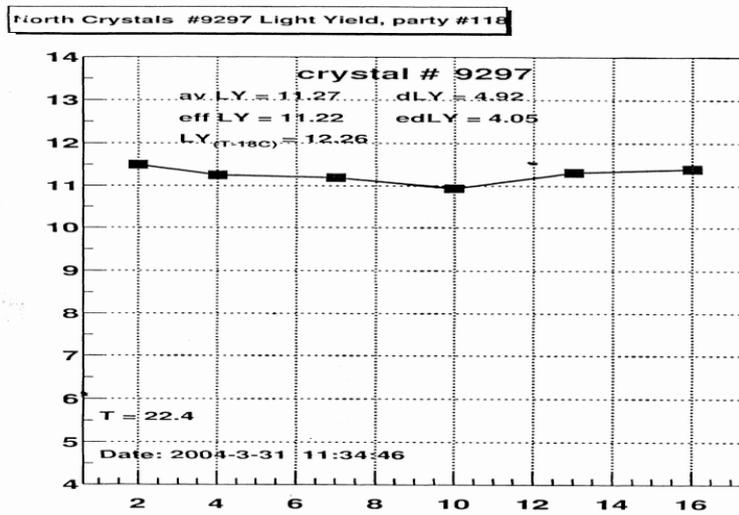


Рис. 24. Экспериментальная зависимость светосбора от расстояния до фотодетектора (ФЭУ) для кристаллов PHS с черной оберткой.

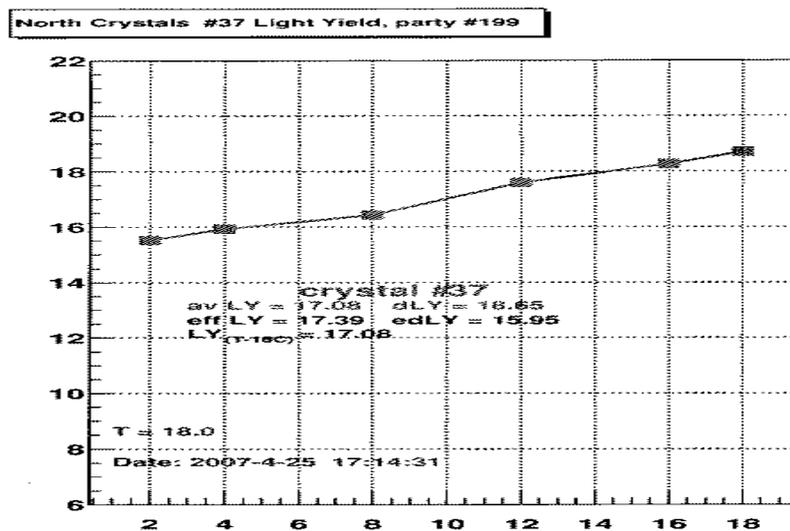


Рис. 25. Экспериментальная зависимость светосбора от расстояния до фотодетектора (ФЭУ) для кристаллов PANDA с черной оберткой.

Приведенные выше зависимости светосбора от расстояния до фотодетектора, полученные в результате моделирования нашей программой находятся в хорошем соответствии с результатами экспериментов, проведенных на стенде лаборатории, в частности, результате облучения кристаллов радиоактивным источником. Результаты моделирования также соответствуют результатам моделирования из предыдущих работ по исследованию световыхода в кристаллах PWO [2].

Анализируя эти результаты, мы видим что, несмотря на то, что световыход в конусоидальных кристаллах и выше, чем в прямоугольных, это компенсируется серьезным недостатком – неоднородностью световыхода в зависимости от расстояния до фотоприемника. Это может привести к проблемам при определении энергии регистрируемой спектрометром частицы. Одним из решений этой проблемы стала выход, предпринятый группой эксперимента CMS – вводить различные обертки и шероховатости с одного из концов кристалла [21]. Кристаллы типа PANDA обладают очень сильной неоднородностью световыхода по длине, что вызывает сомнение в возможности их использования в условиях реального эксперимента.

4.5. Моделирование электромагнитных ливней от высокоэнергетичных гамма-квантов.

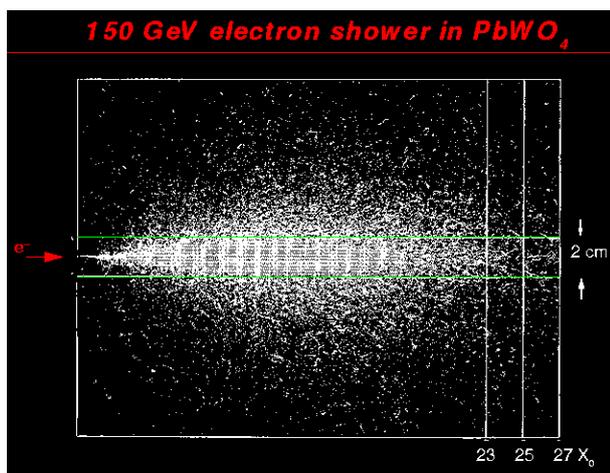


Рис. 26. Вид электромагнитного ливня в кристаллах CMS, моделирование проведено коллаборацией CMS.

Для того, чтобы смоделировать временной отклик от электромагнитного ливня, образовавшегося от попадания высокоэнергетичного гамма-кванта, необходимо учитывать время высвечивания (см. раздел 3.5) и характеристики ливня.

Кристалл засвечивался равномерно от $z=z_0$ до $z=18$, z_0 – координата, на которой 95% энергии ливня поглощается. Эта координата определяется по формулам, которые можно найти, например, в [20]. Для кристаллов $PbWO_4$ эти формулы выглядят следующим образом:

$$t_{95\%} = t_{\max} + 0.08 Z + 9.6 [X_0]$$

$$t_{\max} = \ln(E_0/E_c)/\ln 2$$

$$E_c = 610 \text{ MeV} / (Z + 1.24) \text{ (for solids)}$$

$$X_0 = 0.89 \text{ cm}$$

$$Z = 73$$

Поперечное распределение ливня в кристалле также бралось равномерным (для центрального попадания частицы в кристалл PWO разница между равномерным распределением и реальным составляет меньше 10%). Число фотонов, рождаемых от одной частицы, попадающей в детектор, бралось из

расчета 250 фотонов на MeV энергии частицы (100 фотонов при комнатной температуре, примерно в 2.5 раза больше при температуре -25°C , до которой будет охлаждена установка). См. [1] и [18].

Учитывая это, были смоделированы временные отклики от ливней различных энергий. На Рис. 27 приведены графики для энергий ливня 1, 10 и 100 ГэВ, обертка кристалла – диффузная. Полученные гистограммы были аппроксимированы функцией

$$Y_t = p_0 * x^{p_1} * \exp(-x/p_2) \quad (14)$$

Результаты находятся в хорошем соответствии с формой импульса, приведенной в [19].

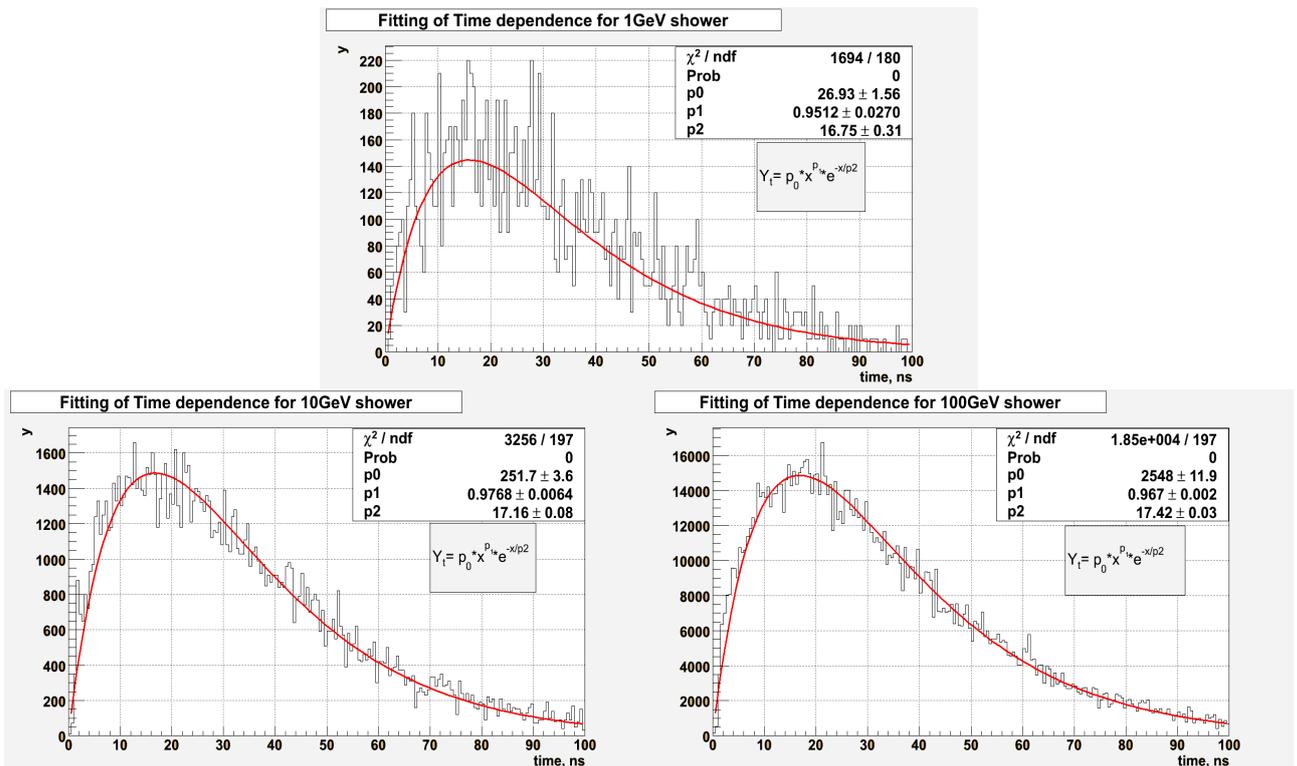
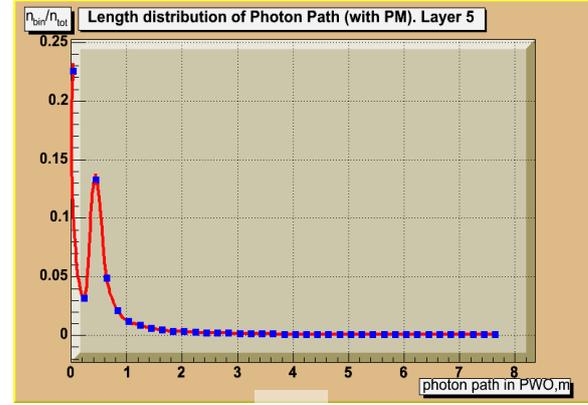
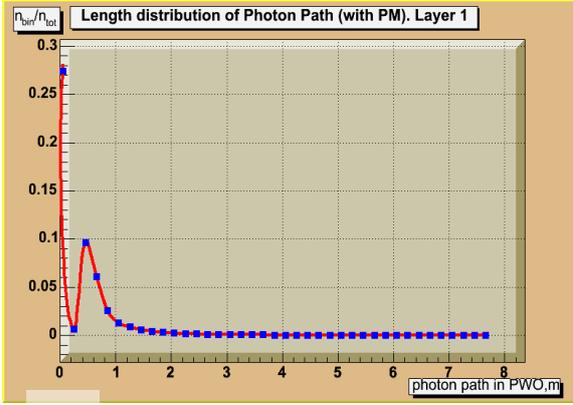


Рис. 27. Форма временного импульса на APD от ливней с энергией 1, 10 и 100 GeV. Аппроксимация формулой (14).

4.6. Распределение фотонов по длинам путей, пройденных в кристалле до регистрации, и зависимости типа путь-слой.

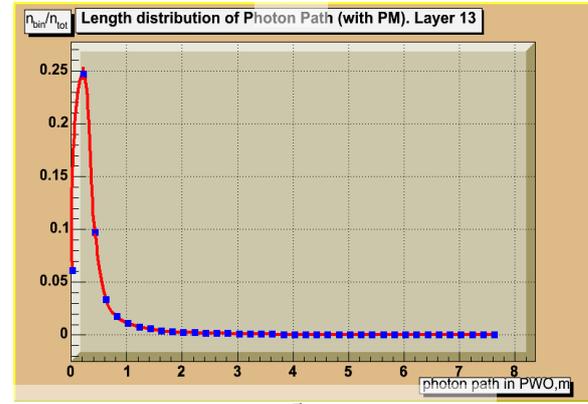
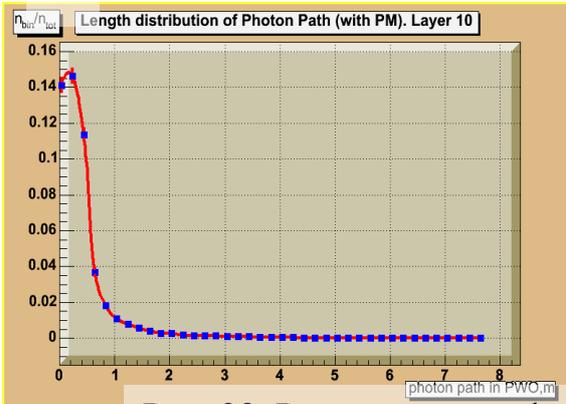
Исследование распределение фотонов по длинам их пробега внутри кристалла было проведено в нашей прошлой работе [15]. Для получения этих гистограмм использовалась предыдущая версия программы, не учитывающая различные типы оберток и формы кристаллов. Поэтому все нижеприведенные зависимости отображают поведение фотонов в кристаллах типа PHOS с черной оберткой снаружи.

Под понятием «слой» в дальнейших рассуждениях и графиках подразумевается целое число, характеризующее расстояние до фотодетектора для генерируемых фотонов. В частности, если номер слоя равен z , то фотоны могут рождаться с координатами вдоль оси кристалла от z до $z + 1$.



a

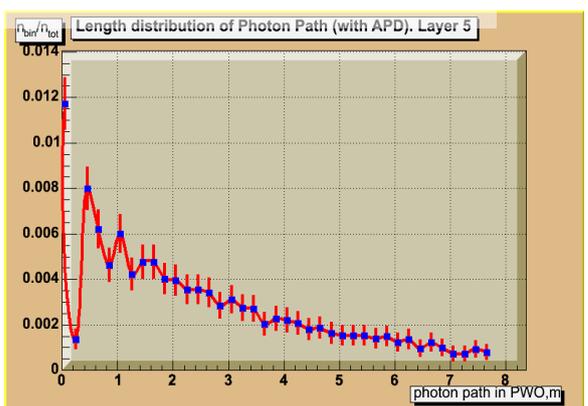
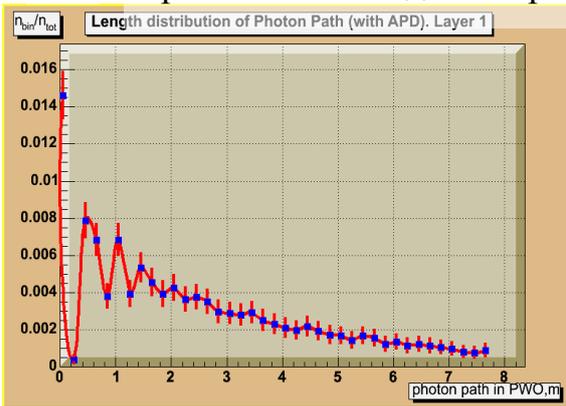
b



c

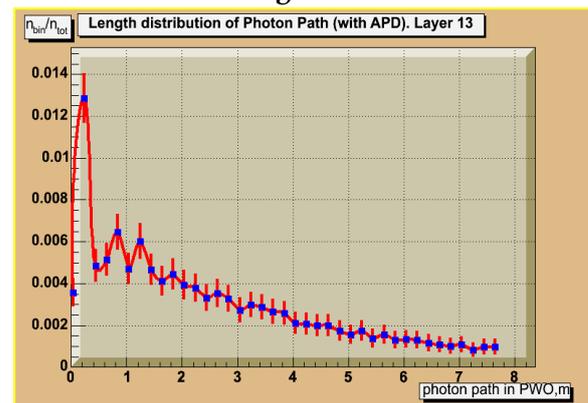
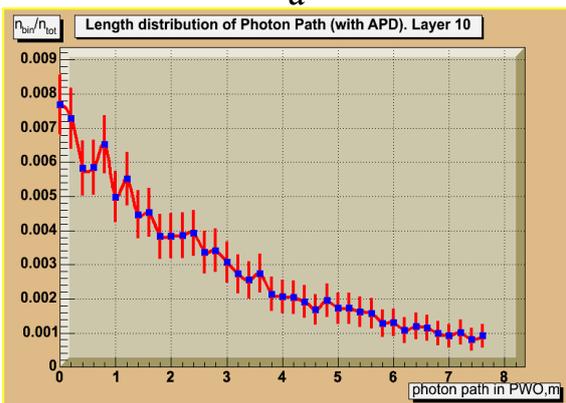
d

Рис. 28. Распределение фотонов по длинам пробега внутри кристалла. Фотодетектор – ФЭУ.



a

b



c

d

Рис. 29. Распределение фотонов по длинам пробега внутри кристалла. Фотодетектор – APD.

Эти же графики можно представить в виде двухмерных гистограмм средний путь фотонов–номер слоя. Соответствующие зависимости для ФЭУ и APD представлены на рис. 30.

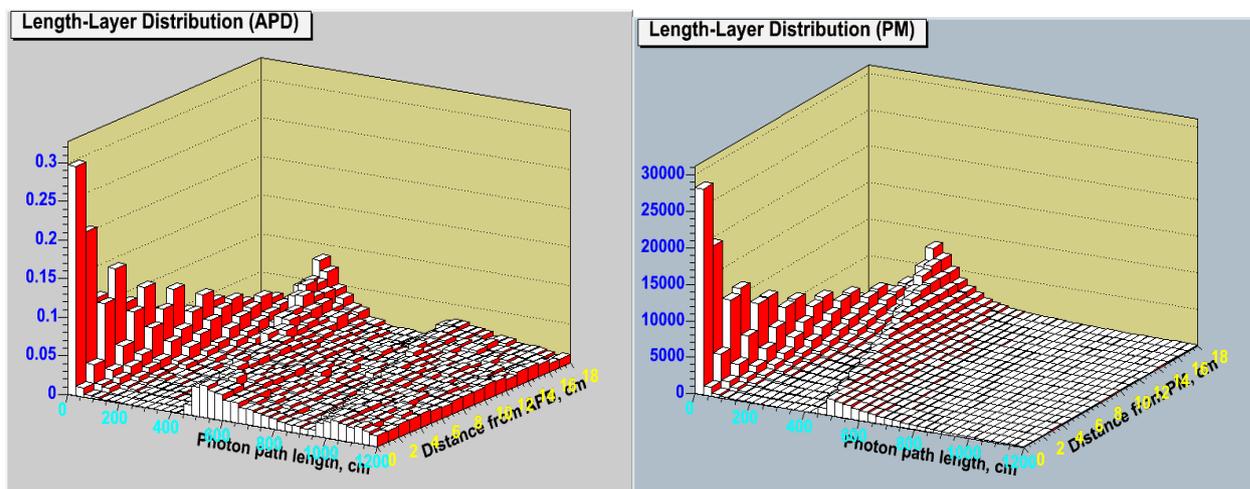


Рис. 30. Зависимость зарегистрированных фотонов от слоя и длины пробега.

Средние значения времен и длин пробега фотонов в кристалле слабо зависят от номера слоя и равны соответственно:

Table 2: Средние длины и времена пробега.

Среднее время жизни фотона в кристалле (усреднённое по слоям):	
4 нс,	для ФЭУ
25 нс,	для PIN-диода
Средняя длина пробега:	
60 см,	для ФЭУ
350 см,	для PIN-диода

4.7. Распределения зарегистрированных фотонов по углу между начальным импульсом и осью кристалла.

С помощью нашей программы была проанализирована зависимость зарегистрированных фотонов от угла между начальным импульсом и осью кристалла (за угол $\theta = 0$ принят угол вылета в направлении источника регистрируемых гамма-квантов).

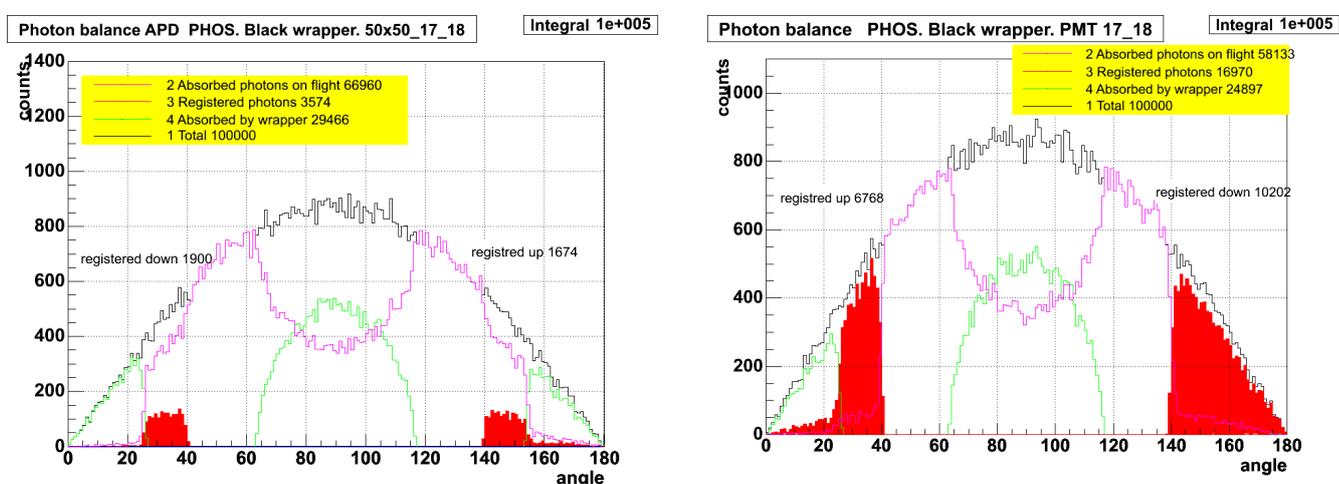


Рис. 31. Угловое распределение для кристаллов PHOS с черной оберткой. Слева в качестве фотоприемника взят APD, справа – ФЭУ.

На Рис. 31 представлен интересный пример асимметрии зарегистрированных фотонов (обозначены красным цветом) в направлении к детектору и от детектора. Для APD подобной асимметрии не наблюдается. Объясняется этот эффект тем, что в случае ФЭУ большинство фотонов, испущенных в направлении ФЭУ под малым углом регистрируются сразу, тогда как в обратном направлении они с большой вероятностью вылетают из кристалла. При приближении угла к углу полного внутреннего отражения сред РВО-воздух (около 40 градусов), число зарегистрированных фотонов растет, поскольку все меньше вероятность им покинуть кристалл.

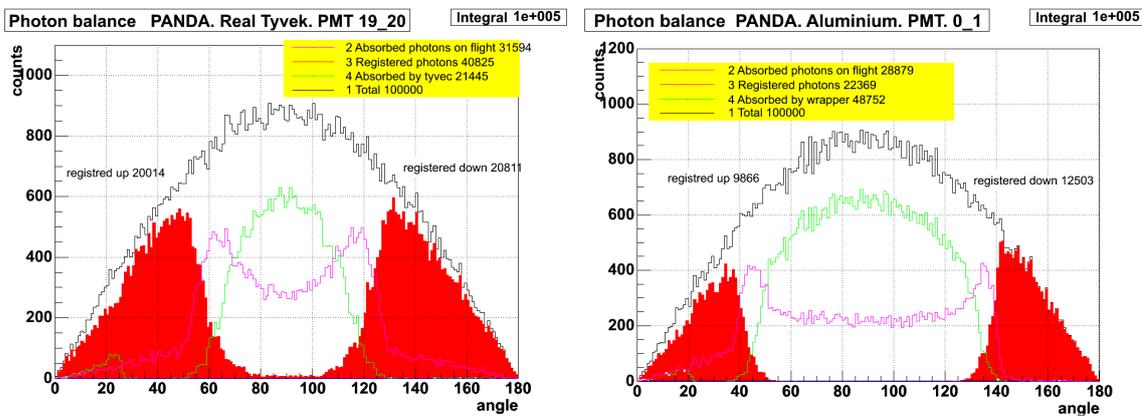


Рис. 32. Угловое распределение для кристаллов PANDA с различными обертками. Слева выбрана обертка типа «тайвек», справа – алюминиевая фольга.

Как видно на примере рис. 32, различные обертки могут влиять не только на высоту кривой зарегистрированных фотонов (а следовательно и общую эффективность светосбора), но также и интервал углов рождения для зарегистрированных фотонов. В частности для обертки типа «тайвек» этот интервал достаточно широк.

5. Заключение.

- 1) На основе результатов измерений спектров пропускания и эмиссии кристаллов вольфрамата свинца получены необходимые для моделирования оптические характеристики кристаллов $PbWO_4$ (показатель преломления, коэффициент поглощения, аналитическая формула для эмиссии).
- 2) Создана программа моделирования распространения света в кристаллах, использующихся в фотонном спектрометре PHOS эксперимента ALICE. Также добавлена возможность исследовать кристаллы типа CMS и PANDA.
- 3) Исследованы оптические параметры других элементов модуля детектора: квантовая эффективность фотоприемников (APD, ФЭУ) и оптические свойства различных оберток кристаллов (в том числе «тайвек»).
- 4) С помощью программы получены зависимости эффективности светосбора от расстояния до фотодетектора в случаях различных оберток, типов кристаллов и фотодетекторов.
- б) Произведено моделирование временного отклика от электромагнитного ливня, образованного от гамма-кванта высокой энергии.

В ходе проведения работы неоценимую помощь оказали сотрудники Лаборатории Исследования Взаимодействий Сложных Ядер РНЦ «КИ». В частности я благодарю за помощь В.Г. Антоненко, В.И. Манько, С.А. Никулина, А.С. Нянина, А.В. Казанцева, М.С. Ипполитова.

6. Список литературы.

1. ALICE Collaboration, Technical Design Report of the Photon Spectrometer (PHOS), CERN / LHCC 99-4 ALICE TDR 2 (1999).

2. V. Antonenko, Simulation of light collection processes in "PHOS" prototype, ALICE / 99-15, Internal note /PHOS (1998)
3. S. Vaccaro et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 385 (1997) 209-214.
4. M. Montecchi, Proposal of a functional representation of the PWO transmittance spectrum, CMS IN 2000/015.
5. Б. М. Яворский и А. А. Детлав, Спр. по физике для инженеров и студентов ВУЗов, 536с.
6. P. V. Ruuskanen, Nucl. Phys. A544 (1992), 169с.
7. A. Dumitru and N. Hammon, Effect of quark-jet energy on direct photons in ultrarelativistic heavy-ion collisions, hep-ph/9807260.
8. J. I. Kapusta, Nucl. Phys. A566 (1994), 45с.
9. WA80 Collaboration, R. Albrecht et al., Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 3506.
10. V. I. Manko for the WA98 Collaboration, talk given at the International Nuclear Physics Conference INPC98 (Paris, August, 1998).
11. X.-N. Wang, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 2655.
12. Таблицы Физических Величин под редакцией И.К.Кикоина.
13. S. Vaccaro et al., Optical Properties of lead tungstate (PbWO_4) crystal for LHC em-calorimetry, CMS TN/95-152 (1995).
14. S.A. Nikoulin, private conversation.
15. Dmitry Blau, Bachelor diploma thesis.
16. Qun Deng, Ren-yuan Zhu, Quantum Efficiency Measurement for XP2262B Photomultipliers, CMS Note 1997/046
17. Hamamatsu Si APD 8864 series datasheet, http://jp.hamamatsu.com/resources/products/ssd/pdf/s8664_series_kapd1012e04.pdf
18. РИЦ "Курчатовский Институт", Научно-технический отчет "Создание измерительного центра для изучения сцинтилляционных свойств детекторов на основе кристаллов вольфрамата свинца", N 52-05/10 от 24.10.2002.

19. А.В. Курякин, Ю.А. Кучеряев, Ю.Г. Сибиряк, «Исследование временного и амплитудного разрешения фотонного спектрометра PHOS с помощью моделирования».
20. F. Gautheron, A. Givernaud, “About the electromagnetic shower lateral profile in the lead tungstate”, CMS Note 1997/037.
21. CMS ECAL, Technical Design Report, CERN/LHCC 97-33 1997
22. С.В. Андреев, Л.А. Губанова. Исследование оптических постоянных металлов. Сборник статей под ред. В.Н. Васильева. СПб: СПбГИТМО (ТУ), 2001. 251 с.