



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2013–1
ОЭФ

О.П. Ющенко

**ПРОТОННАЯ ТОМОГРАФИЯ В ИФВЭ.
2. Варианты установки**

Протвино 2013

Аннотация

Ющенко О.П. Протонная томография в ИФВЭ. 2. Варианты установки: Препринт ИФВЭ 2013–1. – Протвино, 2013. – 16 с., 13 рис., библиогр.: 4.

Рассматриваются различные версии трековой системы и методы измерения энергии для установки протонной томографии. Показано, что достижимые угловые разрешения трековой системы варьируются в диапазоне $1 \div 6$ мрад. при изменении энергии протона от 350 до 50 МэВ. Измерение энергии протона рассмотрено в вариантах детектора полного поглощения и по измерению длины пробега. Для обоих случаев во всем диапазоне энергий ($50 \div 350$ МэВ) достижимо относительное разрешение на уровне $1. \div 1.5$ %.

Abstract

Yushchenko O.P. Proton tomography at IHEP. 2. Setup versions: IHEP Preprint 2013–1. – Protvino, 2013. – p. 16, figs. 13, refs.: 4.

. Different versions of the track system as well as methods of the energy measurement for the proton computed tomography are considered. It is shown that the possible angular resolution of the track system varies in the range $1 \div 6$ mrad. when the proton energy changes from 350 to 50 MeV. The proton energy measurement is considered in the case of the total energy absorption detector as well as range detector. In both cases for total energy range of $50 \div 350$ MeV the relative energy resolution of $1. \div 1.5$ % is achievable.

1. Введение

Во второй работе цикла будут рассмотрены различные версии трековой системы и методы измерения энергии протонов, прошедших через объект. Выбор наиболее оптимальной установки является самым принципиальным вопросом во всем комплексе проблем протонной томографии.

В предыдущей работе было продемонстрировано, что теоретически достижимым разрешением по вариации плотности является величина $1.5 \div 2\%$, и по интегралу плотности $< 1\%$. Однако, данные результаты были получены в предположении “идеальных” разрешений по координате, углу и энергии протона. На практике мы не можем ожидать подобного поведения от реальной установки. Практически достижимые разрешения определяют реальные точности реконструкции как локальной плотности, так и интеграла последней и, в конечном итоге, уровень применимости всего метода протонной томографии.

Сразу следует отметить, что в данном случае мы сталкиваемся с ситуацией, существенно отличающейся от обычной в физике высоких энергий. В протонной томографии мы имеем дело с частицами очень низких энергий, с импульсом $< \sim 1$ ГэВ. В этом случае доминирующим процессом, вносящем основную ошибку в параметры трека, реконструированного трековой системой, является многократное рассеяние как на воздухе, так и на материале собственно трековой системы. Вклад рассеяния на воздухе может быть минимизирован при максимально компактном дизайне трековой системы и расположении компонент последней в предельно возможной близости от объекта. Уменьшение влияния материала трековой системы предполагает использование детекторов минимальной радиационной толщины.

Измерение энергии протона после прохождения через объект также имеет свои особенности. Классическая схема магнитного спектрометра в данном случае становится совершенно неприменимой. Практически реализуемыми в данном случае являются детекторы полного поглощения и детекторы, измеряющие длину пробега протона в веществе (Range detectors). Именно эти версии и будут рассмотрены ниже.

2. Трековая система

Как уже отмечалось во Введении, малые импульсы протонов предполагают использование трековых детекторов малой радиационной толщины. Без сомнения, наиболее подходящими, как с точки зрения радиационной толщины, так и с точки зрения достижимых координатных разрешений, являются детекторы на основе GEM-технологии [1] либо кремниевые микро-стриповые детекторы. Многие исследования в протонной томографии опираются именно на детекторы данных типов (см., например, [2]-[3]).

Мы же в данной работе сосредоточимся на исследовании практически реализуемого в наших условиях типа детектора на основе дрейфовых трубок. Технология создания подобных детекторов хорошо разработана. Более того, в последние годы была продемонстрирована возможность использования тонких полимерных пленок (лавсан) [4] для изготовления собственно трубок. Реализована и испытана технология создания трубок диаметром 3 см. с толщиной стенок 125 мкм. Используя в качестве рабочего газа смесь $\text{Ar}(\sim 90\%) - \text{CO}_2(\sim 10\%)$ под незначительным избыточным давлением, данные трубки обеспечивают характерное время дрейфа ~ 400 нс. и собственное координатное разрешение $\sim 150-200$ мкм.

Для исследования координатного и углового разрешений и определения оптимальной геометрии трековой системы используется детальное Монте-Карло. Все материалы описаны точно. Предполагается использование лавсановых трубок диаметром 3 см., с толщиной стенок 125 мкм, заполненных смесью $\text{Ar} - \text{CO}_2$ в соотношении 93-7 % под давлением 1.05 атмосферы. Сигнальная проволока диаметром 50 мкм. изготовлена из вольфрама. Во всех материалах включены все известные пакету GEANT механизмы взаимодействия (включая рождение δ -электронов). Установлены предельно низкие пороги (например, порог рождения δ -электронов установлен в 10 keV). Прослеживалась траектория первичного протона и всех вторичных частиц до их полной остановки либо вылета за пределы трековой системы. Для каждой конкретной трубки сигнал определялся как минимальное расстояние до сигнальной проволоки среди траекторий всех заряженных частиц, которые двигались в газовом объеме трубки в данном событии. Флуктуации дрейфа зарядов не учитывались.

На трековую систему направлялись протоны в диапазоне энергий $T_{\text{kin}} = 50 \div 350$ МэВ с шагом 50 МэВ. При каждой энергии генерилось 30000 протонов. Импульс протонов параллелен оси Z и точка их вылета равномерно распределена в квадрате $X-Y$ со стороной 5 см.

Прежде чем обратиться к результатам моделирования, остановимся на алгоритме

реконструкции треков. Поскольку предполагается использование трубок, алгоритм реконструкции должен соответствовать цилиндрической геометрии. Второе и, пожалуй, основное требование: он должен быть максимально быстрым, поскольку при практическом применении протонной томографии возникает необходимость реконструировать $10^8 \div 10^9$ треков.

2.1. Алгоритм реконструкции

При работе с цилиндрической геометрией наиболее удобным представлением трека является параметрическое (в каждой из плоскостей X-Z и Y-Z):

$$\sin \alpha X + \cos \alpha Z = D \quad (sX + cZ = D) \quad (1)$$

Оно удобно тем, что расстояние от произвольной точки (X_0, Z_0) до трека, представленного уравнением (1), имеет вид:

$$R = D - sX_0 - cZ_0. \quad (2)$$

Необходимо отметить, что в данном случае расстояние определено со знаком. Этот факт не имеет значения при вычислении вклада конкретного хита в χ^2 , поскольку мы можем в этом случае использовать модуль расстояния, однако должен учитываться при вычислении производных минимизируемого функционала.

На рисунке 1 представлен схематический вид дрейфового детектора на основе трубок, осуществляющего измерение координаты X.

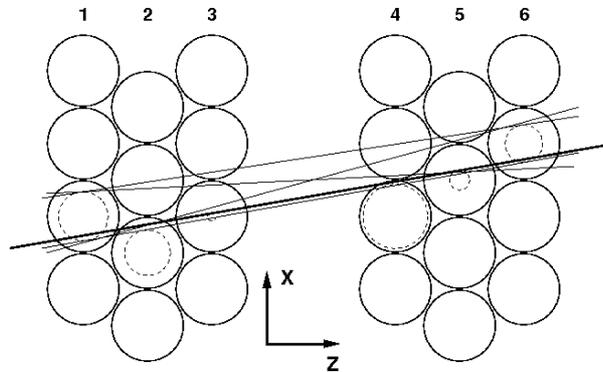


Рис. 1. Схематический вид дрейфового трекового детектора.

В данном случае мы предполагаем, что детектор состоит из двух модулей, каждый из которых содержит 3 слоя трубок. Проходящий трека (жирная линия на рисунке) порождает сигналы в пересекаемых им трубках, которые после соответствующего t-R преобразования задают набор цилиндрических поверхностей (пунктирные круги в сигнальных трубках). Нашей задачей является нахождение прямой, которая проходит на минимальном расстоянии от этих поверхностей.

Выше уже упоминалось, что расстояние от трека до точки определено со знаком. Это соответствует тому, справа или слева от трека располагается точка при введении ориентации на треке. В свою очередь, ориентация трека определяется знаком $\sin \alpha$. Без потери общности мы можем зафиксировать знак $\sin \alpha \geq 0$.

Для определения стартового приближения, рассмотрим наиболее удаленные друг от друга трубки (в нашем случае – это трубки в слоях 1 и 6). Мы можем определить 4 прямые, которые являются касательными к цилиндрическим поверхностям хитов в данных трубках.

Предположим, что центры выбранных трубок расположены в точках с координатами (X_1, Z_1) и (X_6, Z_6) , а реконструированные радиусы поверхностей хитов R_1 and R_6 . Обозначим также знаки расстояния от трека до центров трубок r_1 и r_6 . Очевидно, что именно приписывание конкретных знаков расстояниям в выбранных трубках и определяет 4 касательные прямые.

Зафиксировав пару знаков r_1 и r_6 , можно записать систему уравнений:

$$\begin{aligned} r_1 R_1 &= D - \frac{2 \tan \frac{\alpha}{2}}{1 + \tan^2 \frac{\alpha}{2}} X_1 - \frac{1 - \tan^2 \frac{\alpha}{2}}{1 + \tan^2 \frac{\alpha}{2}} Z_1 \\ r_6 R_6 &= D - \frac{2 \tan \frac{\alpha}{2}}{1 + \tan^2 \frac{\alpha}{2}} X_6 - \frac{1 - \tan^2 \frac{\alpha}{2}}{1 + \tan^2 \frac{\alpha}{2}} Z_6, \end{aligned} \quad (3)$$

где осуществлен переход к тангенсу половинного угла.

Устраняя параметр D и обозначая $\tan \alpha/2 = V$, получим уравнение:

$$(r_1 R_1 - r_6 R_6 + Z_6 - Z_1) V^2 - 2(X_6 - X_1) V + (r_1 R_1 - r_6 R_6 + Z_1 - Z_6) = 0. \quad (4)$$

По смыслу своего построения, уравнение (4) имеет либо два действительных решения, либо одно $V \equiv 0$. В случае двух решений, одно из них должно быть положительным, второе – отрицательным. После выбора неотрицательного решения (мы зафиксировали знак $\sin \alpha$), параметр D определяется с помощью одного из уравнений (3):

$$D = r_1 R_1 + \frac{2V}{1 + V^2} X_1 + \frac{1 - V^2}{1 + V^2} Z_1$$

Таким образом, для каждой комбинации знаков r_1 и r_6 определяются касательные прямые, вычисляются χ^2 по всем остальным хитам и лучшее значение χ^2 определяет стартовые значения параметров D и $\sin \alpha$. На этом же этапе фиксируются все знаки r_i .

Минимизируемый функционал имеет вид:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^6 \frac{(D - sX_i - cZ_i - r_i R_i)^2}{\sigma_i^2}, \quad (5)$$

где мы ввели также ассоциированные с каждым хитом ошибки σ_i .

Минимизация осуществляется итерационно с помощью метода Ньютона. Аналитически вычисляя вектор первых и матрицу вторых производных по параметрам D и α , мы получаем систему из двух уравнений, решение которой задает приращения ΔD и $\Delta \alpha$. Определив новые значения параметров, мы также фиксируем новые правила знаков r_i . Минимизация прекращается, когда относительное изменение χ^2 после очередной итерации становится < 0.01 .

На практике стартовое приближение, полученное описанным выше методом, является очень близким к окончательному решению, и процедура минимизации сходится за одну итерацию. Поскольку как определение стартового приближения, так и процедура минимизации являются аналитическими, типичная скорость реконструкции треков данным методом составляет $\sim 10^5$ треков/сек.

2.2. Конфигурация трековой системы

Мы начнем рассмотрение со стандартной конфигурации трековой системы, представленной на рисунке 2.

Как видно из рисунка, измерение трека в одной из координатных плоскостей осуществляется с помощью двух модулей, каждый из которых состоит из 3-х слоев трубок. Модули, осуществляющие измерение трека в двух плоскостях (X-Z и Y-Z) объединены в блоки, расположенные на определенном расстоянии друг от друга. Данное расстояние варьировалось в интервале $20 \div 100$ см. с шагом 20 см.

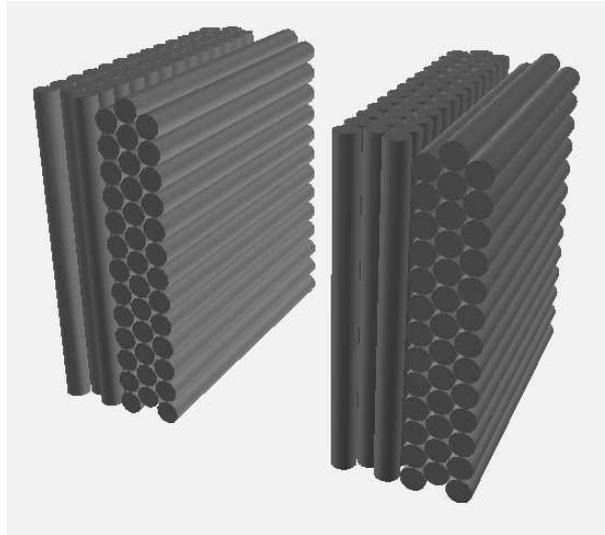


Рис. 2. Стандартная конфигурация трековой системы.

Сгенеренные в процессе Монте-Карло события, реконструировались описанным выше методом. В процессе Монте-Карло фиксировались точные параметры трека

(положение и углы) на выходе из последнего слоя трубок. Разница между реконструированными параметрами и точными определяет достижимые разрешения. В процессе реконструкции использовался простейший метод отбора, позволяющий устранить события, в которых протон испытал неупругое взаимодействие с ядрами. Событие удалялось, если в каком-либо слое трубок сигнал был сгенерен более чем в одной трубке. При этом возможна ситуация, когда в каком-либо слое вообще не возникает сигнала (протон не проходит через газовый объем в данном слое).

На рисунке 3 представлены типичные распределения разности реконструированного и точного углов вылета протона в плоскости Y-Z при кинетической энергии 350 МэВ. Слева – все события, прошедшие отбор, справа – используется дополнительная процедура отбора. Данная процедура состоит в отборе треков, в которых конечный $\chi^2 < 0.5 \cdot \bar{\chi}^2$ и среднее значение χ^2 определяется по всем реконструированным трекам. Очевидно, что в данной процедуре реконструкция проекций трека осуществляется совершенно независимо.

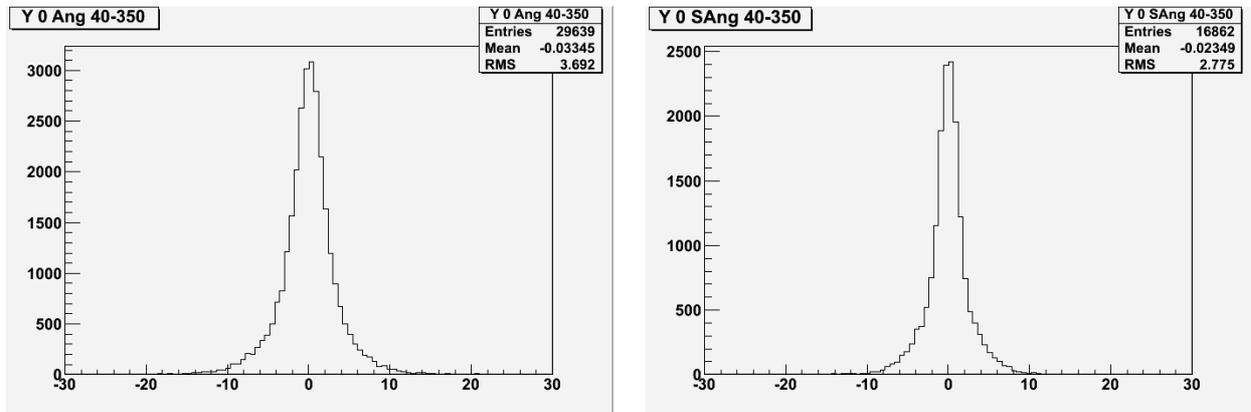


Рис. 3. Угловое разрешение в плоскости Y-Z. Ось X – разность реконструированного и точного угла трека в мрад. Слева – все события, справа – отбор по качеству фита.

Подобные распределения получены для всех вариантов Монте-Карло (вариация энергии протона и расстояния между блоками трековой системы), обеих проекций и для различных версий реконструкции (все треки и отбор по качеству фита).

Качество фита в данном случае в значительной мере определяется вкладом многократного рассеяния в материале собственно трековой системы и в воздухе. По этой причине весьма полезно также провести реконструкцию треков с использованием только последних 3-х слойных модулей в каждой проекции.

Получаемые распределения, аналогичные рисунку 3, фитировались гауссом и ширина распределения определяла угловое разрешение трековой системы. Отметим сразу, что в данном случае получаемые разрешения практически не зависят от расстояния между блоками трековой системы. Также и координатное разрешение в плоскости Y-Z на выходе из трековой системы (последний модуль трековой системы осу-

ществляет измерение именно в этой плоскости) составляет ~ 120 мкм и не зависит от расстояния между блоками.

На рисунке 4 представлены зависимости угловых разрешений от кинетической энергии протона как для всех событий, так и для случая отбора по качеству фита. Слева – использование полной трековой системы (два блока), справа – используется только один последний блок (3-х слойные модули в каждой из проекций).

Легко заметить, что во всех вариантах разрешение в плоскости Y-Z лучше, чем в плоскости X-Z. Это обусловлено наличием пассивного материала (модуль, осуществляющий измерение трека в Y-Z плоскости) с точки зрения проекции X-Z, который вносит дополнительное многократное рассеяние. Особенно хорошо это заметно в случае использования только одного модуля трековой системы (правый рисунок). Однако этот же рисунок демонстрирует существенное улучшение углового разрешения в плоскости Y-Z.

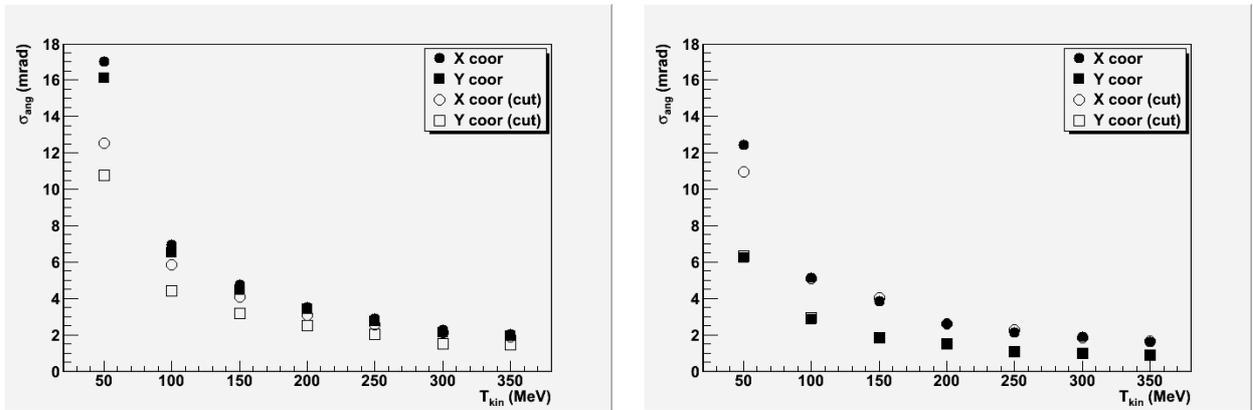


Рис. 4. Угловые разрешения. Слева – полная трековая система, справа – используется только последний блок.

Такое поведение приводит к необходимости изменения конфигурации трековой системы. Альтернативная версия конфигурации представлена на рисунке 5.

Как видно, в данном случае происходит чередование слоев, осуществляющих измерение в X-Z и Y-Z плоскостях. Это приводит к значительному выравниванию вклада пассивного материала для каждой из координат, а так же к двукратному уменьшению количества каналов в трековой системе. Расстояние между двухслойными модулями варьировалось в диапазоне $0 \div 20$ см. с шагом 10 см.

На рисунке 6 приведены пример распределения разности реконструированного и точного углов при условии отбора по качеству трека (слева) и зависимость разрешения от кинетической энергии протона для разных версий реконструкции и разных проекций трека (справа).

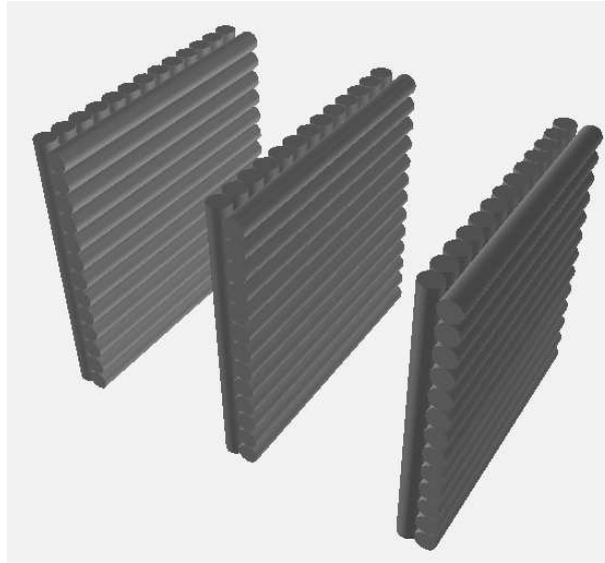


Рис. 5. Альтернативная конфигурация трековой системы.

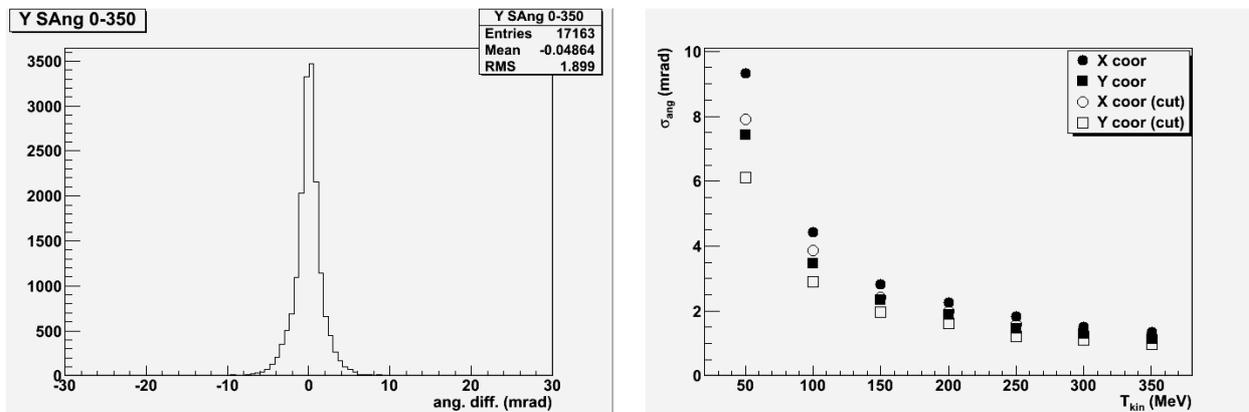


Рис. 6. Угловые разрешения. Слева – пример распределения разности углов (аналогичен рис. 3 справа). Справа – зависимость углового разрешения от энергии, проекции и отбора.

Таким образом, начиная с $T_{\text{kin}} = 200$ МэВ угловое разрешение составляет 2 и менее мрад. с незначительным различием X-Z и Y-Z проекций. Значимой зависимости от расстояния между 2-х слойными модулями не обнаружено.

3. Измерение энергии протона

Чтобы убедиться в том, что спектрометрическая схема измерения энергии протона не применима в данном случае, достаточно рассмотреть возможные геометрические параметры необходимого спектрометрического магнита. На рисунке 7 представлено распределение точки входа протона (по оси X) в магнит, расположенный на расстоянии 200 см. от объекта. В качестве объекта использовался водяной куб со стороной 30 см., энергия протона составляла 250 МэВ, исходный протон направлялся строго параллельно оси Z с $X=Y=0$.

Как хорошо видно, ширина распределения предполагает использование магнита с апертурой не менее 80 см. При этом следует еще учесть, что необходимость сканирования объекта (в нашем случае – пациента) добавит к этой величине еще около 60 см. В конечном итоге речь идет о магните с апертурой не менее 140x140 см. Подобные размеры предполагают и значительную длину магнита.

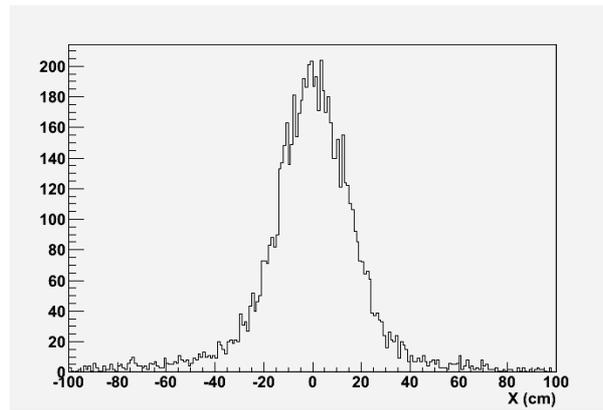


Рис. 7. Распределение точки входа в магнит.

При таких размерах следует ожидать значительного “вытекания” поля за пределы магнита, а значит и существенного его влияния на работу трековой системы. Уменьшить это влияние можно лишь отодвинув магнит на большее расстояние от объекта, что приведет к необходимости еще увеличить его апертуру. Стоимость подобного спектрометра и сложности его обслуживания становятся совершенно нереальными.

3.1. Детектор полного поглощения

Данный тип детектора предполагает измерение ионизационных потерь протона при его полной остановке в пластике. Глубина проникновения протона с кинетической энергией 350 МэВ в пластике составляет ~ 65 см.

Конструкция подобного детектора достаточно проста. Он представляет собой матрицу, сложенную из пластиковых параллелепипедов, каждый из которых имеет длину 70 см., обернут алюминизированным майларом и имеет поперечный размер, соответствующий диаметру фотоумножителя. Возможно использование одного либо двух ФЭУ на каждый пластиковый модуль.

При моделировании данного типа детектора использовались ФЭУ с внешними диаметрами от 48 до 138 мм. Поперечные размеры пластиковых модулей на 2 мм. превосходят диаметр ФЭУ. Для каждого ФЭУ использовались реальные размеры фотокатодов, взятые из каталога Hamamatsu. Квантовая эффективность предполагалась равной 20%. Производилось детальное моделирование светосбора. Длина затухания в пластике предполагалась равной 60 см. и коэффициент отражения от алюминизированного майлара – 0.9. Показатель преломления пластика – 1.581, кварцевого окна ФЭУ – 1.458.

Наиболее критичной характеристикой для данного детектора является однородность светосбора в поперечном сечении модуля. Значительные вариации однородности светосбора приведут к зависимости отклика детектора от координаты точки входа протона. Для исследования однородности и зависимости эффективности светосбора от координаты внутри модуля было проведено детальное Монте-Карло при котором на 3D сетке с шагом 1 мм. внутри модуля в каждом узле генерилось 10^4 фотонов равномерно распределенных в полном телесном угле. При распространении фотона считалась вероятность “выживания”:

$$P = 0.9^N \cdot \exp(-L/\lambda), \quad (6)$$

где N – количество отражений от майлара, L – интегральная длина пути фотона в модуле и λ – длина затухания в пластике. Распространение фотона прекращалось при достижении фотокатода, либо когда $P < 10^{-3}$. Для фотонов, достигших фотокатода, кумулятивная вероятность (6) использовалась как дополнительный фактор к квантовой эффективности фотокатода.

На рисунке 8 приведена эффективность светосбора для модуля длиной 60 см. при использовании одного ФЭУ в поперечной плоскости, расположенной на расстоянии 40.1 см от начала модуля.

В каждом слое по Z толщиной 1 мм. считалась средняя эффективность светосбора и RMS распределения эффективности в этой плоскости. На рисунке 9 показана зависимость от Z относительного RMS (RMS деленный на среднее) для модуля длиной 70 см. для случаев использования одного и двух ФЭУ.

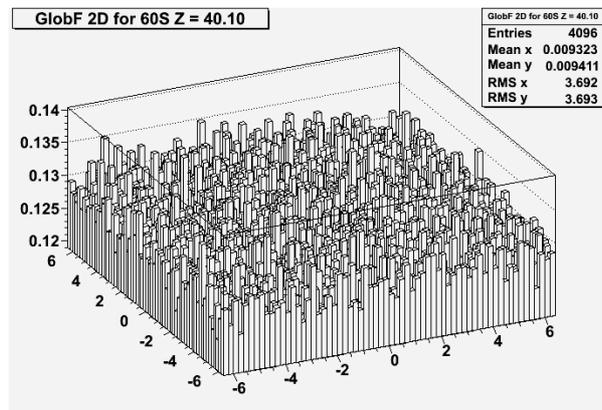


Рис. 8. Однородность светосбора в поперечной плоскости.

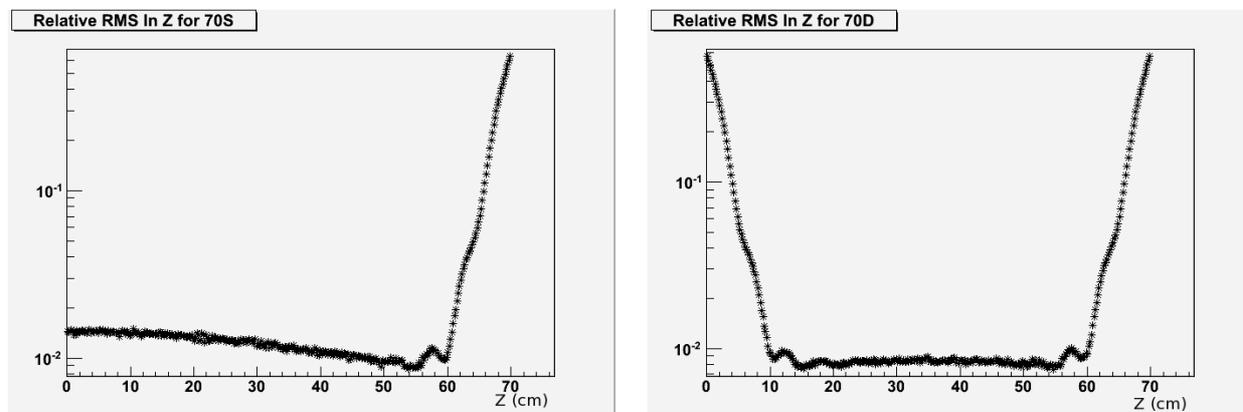


Рис. 9. Относительный RMS в зависимости от Z для случаев одного (слева) и двух (справа) ФЭУ.

Как видно из рисунка 9, существенные вариации возникают только вблизи ФЭУ. Для случая одного ФЭУ в диапазоне $Z 0 \div 60$ см. вариации не превышают 2%.

Для исследования отклика детектора, проведено Монте-Карло при котором использовались протоны различных энергий. Точки входа протонов распределялись равномерно по поверхности модуля. Зависимость отклика детектора (в относительных единицах) для случаев одного и двух ФЭУ приведены на рисунке 10.

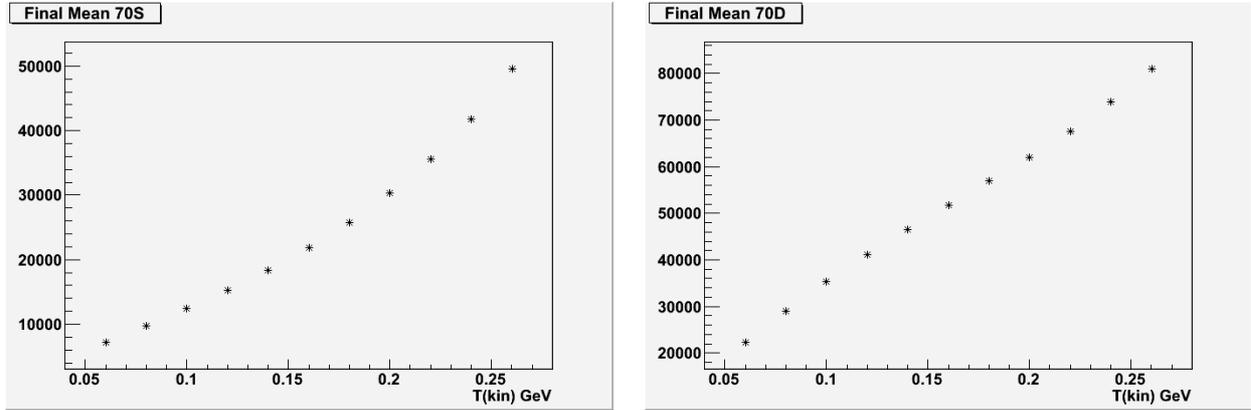


Рис. 10. Отклик детектора (длина 70 см.) для случаев одного (слева) и двух (справа) ФЭУ.

Для случая одного ФЭУ наблюдается очевидная нелинейность отклика.

Как должно быть ясно из рассмотрения техники протонной томографии, приведенной в первом препринте, основным параметром, определяющим качество реконструкции, является разрешение по потерянной энергии протона. На рисунке 11 приведены разрешения, полученные для детектора полного поглощения с длиной модуля 70 см., при использовании одного ФЭУ, для поперечных размеров модуля 50 и 140 мм.

Рисунок 11 требует определенных пояснений. Различные маркеры соответствуют различным толщинам объекта, через который проходят протоны (в качестве материала использовалась вода) и эти толщины подписаны на левом рисунке с правой стороны. Каждая точка в группе одной толщины объекта соответствует энергии протона на выходе из объекта (подписаны возле маркеров, соответствующих толщине объекта 20 см). Ось X – энергия протонов на входе в объект. Ось Y – относительное разрешение по потерянной энергии.

Как видно из рисунка, для любых толщин объекта в практически интересном диапазоне (20 ÷ 60 см.) всегда можно подобрать энергию протонного пучка так, что относительное разрешение по потерянной энергии будет меньше, например, 1%. С другой стороны, данный рисунок демонстрирует, что для малых толщин объекта (20-25 см.) требование хорошего разрешения по потерянной энергии приводит к необ-

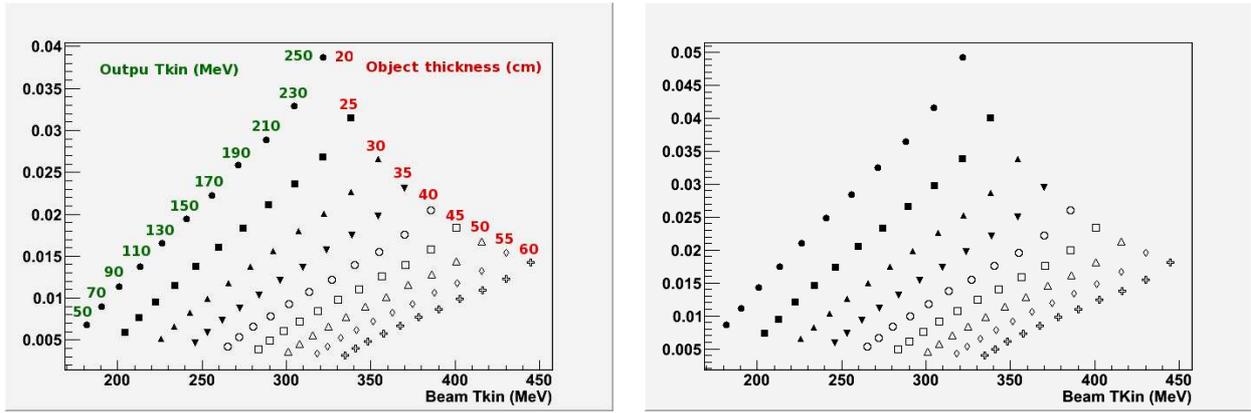


Рис. 11. Относительное разрешение детектора полного поглощения с длиной 70 см. при использовании одного ФЭУ/модуль при поперечном размере модуля 140x140 мм (слева) и 50x50 мм (справа).

ходимости использовать исходный протонный пучок низкой энергии и, соответственно, иметь выходящие протоны с $T_{\text{kin}} = 50 \div 100$ МэВ. Как было продемонстрировано в предыдущем разделе, угловое разрешение при реконструкции треков низких энергий составляет ~ 6 мрад. Таким образом, при малых толщинах объекта необходимо искать определенный компромисс между угловым и энергетическим разрешением. При ограничении энергии исходного протонного пучка величиной, например, 350 МэВ, подобная проблема возникает и для больших толщин объекта. Поиск разумного компромисса составляет одну из проблем оптимизации установки протонной томографии, детальному исследованию которой будет посвящена следующая работа.

Следует также отметить, что качественное измерение энергии протона с помощью детектора полного поглощения основывается на высокой стабильности отдельных каналов. Это предполагает постоянное мониторингирование каналов с помощью системы LEDов и высокую стабильность последних.

3.2. Range-детектор

В данном случае идея измерения энергии основывается на том, что протоны определенной энергии не будут проникать в пластике далее некоторой глубины. Используя секционированный по Z детектор и определяя номер последней секции, где имеется сигнал, можно судить об энергии протона.

Рассмотрим детектор, состоящий из пластин сцинтиллятора толщиной 3 мм, расположенных перпендикулярно пучку и обернутых алюминизированным майларом толщиной 100 мкм. К двум противоположным узким торцевым поверхностям каждой пластины приклеен WLS фибер диаметром 2 мм.

Как и в случае детектора полного поглощения, детально моделировалась процедура светосбора в зависимости от точки внутри пластины. При этом также учитывался

захват фотона, вышедшего из пластины, фибером. Вероятность переизлучения в фибере предполагалась равной 10%. Предполагается, что оба фибера просматриваются одним ФЭУ. Поперечный размер пластины предполагался 100x100 см. Конечно, на практике возможность изготовления тонкой пластины подобного размера выглядит достаточно сомнительно и большие площади должны состояться из полос меньшего размера, например 100x20 см. Однако, при соответствующей обработке торцов, по которым полосы соприкасаются друг с другом, тот факт, что используется составная пластина, практически не повлияет на процедуру светосбора.

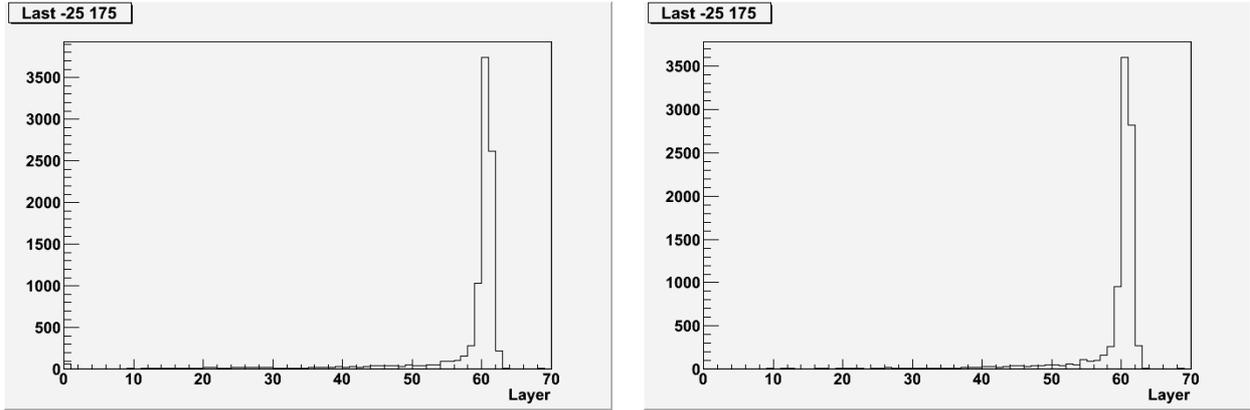


Рис. 12. Распределение последнего сработавшего слоя для протона с $T_{mboxkin} = 175$ МэВ. Порог для последнего слоя 100 фотонов (слева) и 50 (справа).

На детектор, составленный из 200 таких пластин (общая длина пластика 60 см.), направлялись протоны разной энергии в точках с координатами $Y=0$ и X в диапазоне $[-45 \div 45]$ см. с шагом 10 см. Последний сработавший слой определялся как последний слой, в котором фотокатода достигло > 100 фотонов. На рисунке 12 приведено распределение реконструированного последнего слоя для протонов с $T_{mboxkin} = 175$ МэВ (слева). Для сравнения справа приведено аналогичное распределение, когда порог для определения последнего сработавшего слоя составлял 50 фотонов.

Из рисунка видно, что даже изменение порога в два раза не приводит к изменению положения максимума и ширины распределения. Этот факт существенно смягчает проблему стабильности каналов детектора.

Наличие фоновых событий справа от пика соответствует протон-ядерным взаимодействиям. Такие взаимодействия приводят к образованию вторичных заряженных частиц и характеризуются резким увеличением амплитуды в отдельных каналах. Типичное распределение максимальной амплитуды в каналах для протона с $T_{mboxkin} = 175$ МэВ приведено на рисунке 13 слева. Следует отметить, что положения границ сигнала не зависят от энергии протона (в диапазоне $50 \div 350$ МэВ) и могут быть использованы для отбора событий, где вклад неупругих взаимодействий мал. На рисунке 13 справа приведено распределение последнего сработавшего слоя при использовании процедуры отбора.

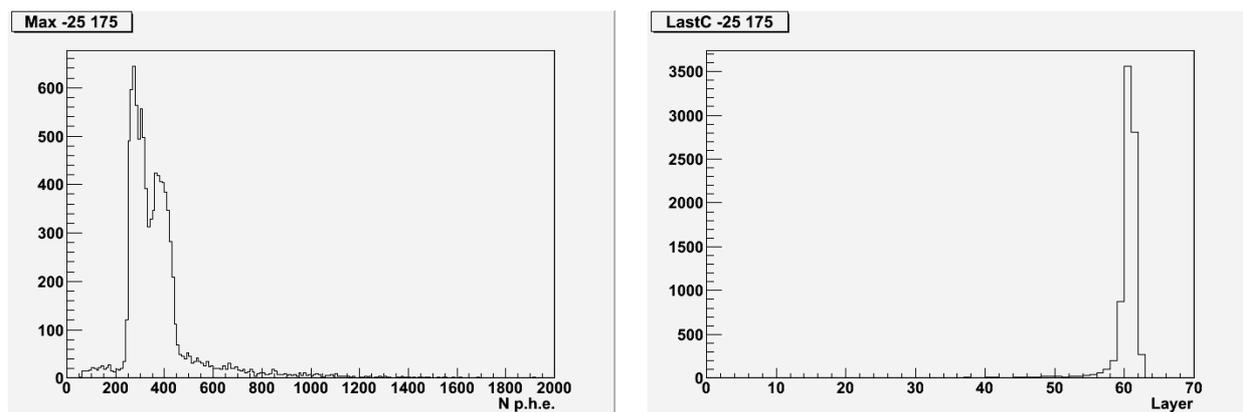


Рис. 13. Распределение максимальной амплитуды (слева) и последнего сработавшего слоя (справа) при использовании отбора по максимальной амплитуде.

Как и для случая детектора полного поглощения, проведено детальное моделирование в широком диапазоне энергий налетающего пучка протонов. В процессе реконструкции использовалась процедура отбора по максимальной амплитуде в индивидуальных слоях детектора с целью устранить события, в которых протон испытывает неупругие протон-ядерные взаимодействия с материалом детектора.

Полученные относительные разрешения в зависимости от толщины объекта и энергии протона практически совпадают с результатами, полученными для детектора полного поглощения с длиной 70 см. и размером модуля 140x140 мм (рис. 11, слева).

4. Заключение

Рассмотрены различные версии трековой системы, основанные на технологии дрейфовых трубок малой радиационной толщины. Показано, что достижимые угловые разрешения трековой системы варьируются в диапазоне $1 \div 6$ мрад. при изменении энергии протона от 350 до 50 МэВ.

Для практических целей протонной томографии важным аспектом является скорость реконструкции данных с трековой системы. Реализован метод, наиболее пригодный для детекторов с цилиндрической геометрией чувствительных элементов (дрейфовые трубки), который позволяет достигать скорости реконструкции $\sim 10^5$ треков/сек.

Для измерения энергии протона возможно использование двух различных методик: детектора полного поглощения и детектора, основанного на измерении длины пробега протона в пластике. В обоих случаях во всем диапазоне практически интересных энергий ($50 \div 350$ МэВ) достижимо относительное разрешение на уровне $1. \div 1.5$ %.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить Ю.М. Антипова, Г.И. Бритвича и Р.М. Фахрутдинова за многочисленные полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] F.Sauli, “GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors.”, Nucl. Instr. Meth. **A386** (1997), 531.
- [2] U.Amaldi et al., “Construction, test and operation of a proton range radiography system”, Nucl. Inst. Meth. **A629** (2011), 337.
- [3] V.Sipala et al., “Tomographic Images by Proton Computed Tomography System for Proton Therapy Applications”, 2001, IEEE/MIC Conference Poster MIC15.S-305.
- [4] Н.И.Божко и др. “Прецизионная дрейфовая трубка в лавсановом корпусе”. – Препринт ИФВЭ 2012-3 (2012).

Рукопись поступила 24 января 2013 г.

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного автором.

О.П. Ющенко

ПРОТОННАЯ ТОМОГРАФИЯ В ИФВЭ. 2. Варианты установки.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **Л^AT_EX**.

Подписано к печати 31.01.2013. Формат 60 × 84/16. Цифровая печать.
Печ.л. 1,25. Уч.-изд.л. 1,73. Тираж 80. Заказ 7. Индекс 3649.

ФГБУ ГНЦ ИФВЭ

142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 2013–1, И Ф В Э, 2013
