



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»
Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

Препринт 2017-7

А.П. Воробьёв, С.А. Горохов, А.А. Киряков, М.К. Полковников,
А.Г. Воронин¹, М.М. Меркин¹

Измерение состава пучка ионов ВРБС ИФВЭ

Направлено в журнал
«Медицинская физика»

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики
им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва

Аннотация

Воробьев А.П. и др. Измерение состава пучка ионов ВРБС ИФВЭ: Препринт НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ 2017-7. – Протвино, 2017. – 18 с., 8 рис., 4 табл., библиогр.: 15.

Для определения зарядового состава пучка ионов ВРБС ИФВЭ разработан и изготовлен детектор, состоящий из четырех падовых кремниевых p-i-n структур размером 6x6 мм² и толщиной 300 мкм каждая, который измеряет пособытийное энерговыделение при пролете через него заряженных частиц (ионов). В работе описана конструкция детектора и методика определения примесей в пучке ядер углерода. В качестве результатов представлены амплитудные спектры сигналов с p-i-n структур и рассчитанный на их основе зарядовый состав пучка ионов ВРБС ИФВЭ.

Abstract

Vorobiev A.P. et al. Identification of ion beam charges at the TRBS IHEP: NRC «Kurchatov Institute» – IHEP Preprint 2017-7. – Protvino, 2017. – p. 18, figs. 8, tables 4, refs.: 15.

The detector was designed and manufactured for the identification of the ion beam charges at the TRBS IHEP. The detector consists of four silicon p-i-n pad elements, area of each element is 6x6 mm² and thickness of the element is 300 um. The detector measures event-by-event energy deposition when projective particle goes through the material of pad elements. Current paper describes detector design and the algorithm of charge identification of the carbon ion beam and its fragments. Signal spectrum of energy deposition within each pad element have been demonstrated as the result, as well as charge composition of the projectile beam particles at the TRBS IHEP.

Введение

Для обеспечения точного расчета дозы при облучении пучком ядер углерода ^{12}C биологических объектов, исследуемых на пучке Временного радиобиологического стенда (ВРБС) ИФВЭ [1], необходимо знать состав пучка. Для измерения состава пучка ионов могут использоваться различные методы (калориметры полного поглощения, тонкие детекторы регистрации частичного энерговыделения, время пролетные системы и т.д.) и комбинации этих методов [2]. В настоящей работе для измерения заряда частиц пучка используется сборка четырех полупроводниковых кремниевых падовых детекторов с p-i-n структурой, размером $6 \times 6 \text{ мм}^2$ и толщиной чувствительной области 300 мкм, размещенных друг за другом с промежутками 10 мм. Детекторы изготовлены в НИИ Материаловедения (г. Зеленоград) [3].

Описание системы

Для проведения измерений детекторы устанавливались по оси пучка после квадрупольных линз и вобблер-магнита [4]. Схема установки представлена на рис. 1.

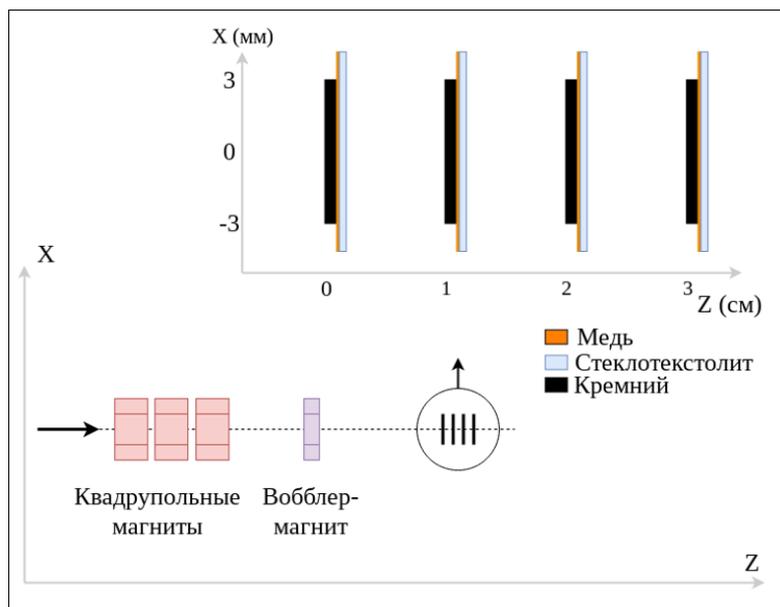


Рис. 1. Схема положения детекторов относительно оси пучка.

Каждый падовый детектор подключен к предварительному усилителю, формирователю и к блоку выходных усилителей для передачи сигнала по длинной линии на плату управления. Амплитуда сигнала, пропорциональная энерговыделению в p-i-n структуре каждого детектора, преобразовывается в счет 12-разрядного АЦП для последующей математической обработки.

В качестве предварительного усилителя выбран двухканальный усилитель, разработанный в НИИЯФ МГУ для эксперимента ZEUS [5, 6].

В качестве формирователя используется операционный усилитель, включенный по схеме интегратора. Время формирования сигнала 100 нс, т.е. система обеспечивает гарантированную работу при интенсивности до 10^6 частиц за сброс пучка ускорителя. Использование системы при больших интенсивностях пучка приводит к неправильной её работе. На каждом выходе формирователя используются два усилителя. Первый усилитель подключается к триггерной логике, выходной сигнал для которой имеет большую амплитуду, чем сигнал для АЦП и резкий передний фронт. Второй усилитель, задержанный на 50 нс при помощи кабельной задержки, подключён к входу АЦП. Этот усилитель может работать на нагрузку 50 Ом без применения дополнительных выходных буферов.

Предусилители, формирователи и блок выходных усилителей размещены вблизи детекторов в зоне пучка ионов. Остальные элементы системы находятся на плате управления в домике экспериментаторов. Блок-схема всей системы показана на рис. 2.

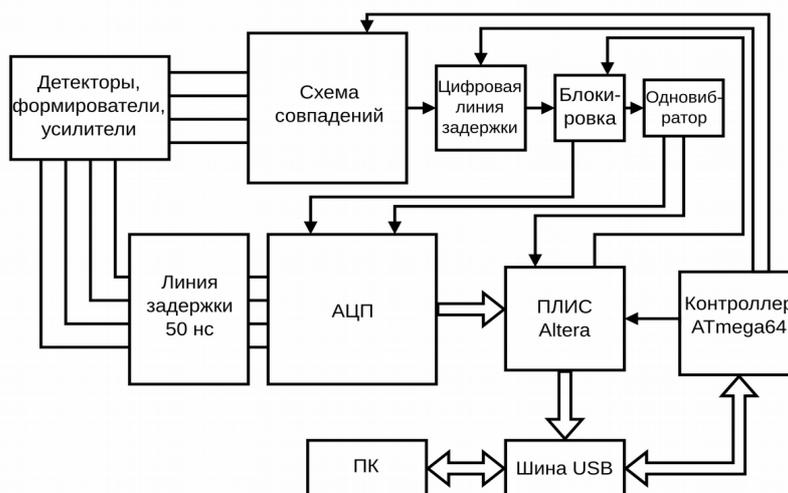


Рис. 2. Блок-схема системы измерения состава пучка.

Плата управления предназначена для: выработки триггерного решения на прием данных, оцифровки входных сигналов, передачи полученной информации в персональный компьютер. Плата управления может работать в двух режимах: «измерение» и «пьедестальном». «Пьедестальный» режим работы предназначен для определения положения нуля выходных усилителей и получения шумовых характеристик детекторов сборки. Режим «измерение» предназначен для оцифровки амплитуд сигналов с детекторов.

В «пьедестальном» режиме триггерный коммутатор отключает выходы компараторов от схемы совпадения. Первый вход схемы совпадения подключается к генератору импульсов контроллера ATmega64.

В режиме «измерение» триггерный коммутатор подключает необходимое количество компараторов (от одного до четырех выбирается оператором) к входу схемы совпадения. При наличии заданного количества сигналов, превышающих порог компаратора, схема совпадений разрешает дальнейшее прохождение импульса в линию задержки. Линия задержки предназначена для синхронизации по времени триггерного сигнала и сигналов детекторов. Далее импульс попадает в схему «Блокировка» и, если в данный момент АЦП не занят обработкой предыдущего импульса, сигнал проходит в формирователь (Одновибратор). Для оцифровки сигналов детекторов используется интегрирующие АЦП производства ИФВЭ [7]. Формирователь вырабатывает импульс длительностью от 80 нс до 300 нс (в нашем случае используется длительность импульса 100 нс) который разрешает интегрирование входного сигнала модулю АЦП и запускает ПЛИС Altera. ПЛИС получает данные АЦП, формирует событие объемом 8 байт, по 2 байта для каждого детектора, и передает данные события по шине USB в персональный компьютер (ПК).

Для чтения и обработки данных была написана программа на C++ с использованием: драйвера ftd2xx [8] для управления микросхемой FT2232H (шина USB) [9] в операционной системе GNU/Linux; графический интерфейс — Qt 4.8 [10]; для гистограмм и графиков используется ROOT 6.04 [11].

Данные с устройства USB обрабатываются онлайн в два потока (нити): поток считывания — считывает данные событий с устройства; поток обработки — проверка целостности данных событий, обработка данных в каждом событии и расчет заряда

частицы. Для синхронизации потоков использованы стандартные мютекс (QMutex) и переменная состояния (QWaitCondition) из библиотеки Qt. При появлении новых данных с детекторов они (данные) считываются в потоке считывания и помещаются в очередь. Поток обработки проверяет наличие данных в очереди и при наличии данных производит их обработку. Если данных в очереди нет, то поток обработки ждет их появления (рис. 3).

Все данные, полученные с устройства USB потоком считывания, записываются в файл в бинарном виде для возможной последующей дополнительной обработки.

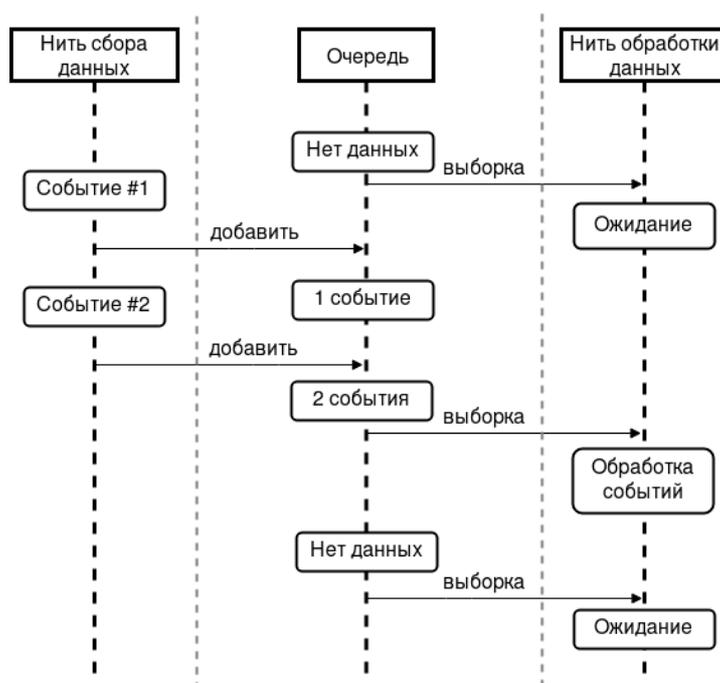


Рис. 3. Блок-схема чтения и обработки данных, разделенные на две нити.

Для выравнивания амплитуд сигналов, в отсчётах АЦП, всех четырех детекторов к одной (базовой) величине была снята амплитудная характеристика каждого канала регистрации системы сбора данных, в зависимости от амплитуды (условного постоянного заряда) задаваемой генератором импульсов. Параметры амплитудной характери-

стики для каждого канала находились из фита с использованием кубических сплайнов. Для перерасчета сигнала к базовой величине «V» используется обратная функция (1):

$$\begin{aligned} j \in N; j \in [1, 4] \\ A = F_j(V) \quad (1). \\ V = F_j^{-1}(A) \end{aligned}$$

Анализ данных — расчет заряда на основе энерговыделения

Среднее энерговыделение при прохождении заряженной частицы (иона) через вещество падового детектора оценивается по формуле Бете-Блоха (2). В обзоре [12] приводится формула Бете-Блоха оценки средних ионизационных потерь в диапазоне энергий частиц $0.1 \leq \beta\gamma \leq 1000$. Для материалов с промежуточным Z, результаты расчета и измерения отличаются друг от друга на несколько процентов.

$$\begin{aligned} \left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = C z^2 \frac{Z}{A \beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \\ W_{max} = \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + \frac{2 \gamma m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (2), \end{aligned}$$

где C — константа,

Z — атомный номер вещества,

A — атомный вес вещества,

z — заряд налетающей частицы,

m_e — масса электрона,

M — масса налетающей частицы,

I — средний потенциал возбуждения атомов вещества,

W_{max} — максимальная энергия, передаваемая электрону отдачи,

β — отношение скорости налетающей частицы к скорости света $\beta = v/c$,

γ — коэффициент Лоренца налетающей частицы,

δ — поправка, учитывающая уменьшение роли далеких столкновений за счет поляризации среды.

При $M \gg m_e$ и $2\gamma m_e/M \ll 1$ параметр $W_{max} \approx 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$. Расчет поправки δ в зависимости от $\beta\gamma$ приводится в [13]. В диапазоне кинетических энергий (200-455 МэВ/нуклон) ионов углерода ВРБС, используемых в радиобиологических исследованиях, поправка δ в формуле (2) является несущественной, также, как и зависимость энерговыделения от массы налетающих ионов. При известном материале детектора, энерговыделение зависит от заряда налетающей частицы z и энергии (скорости) налетающей частицы как функция её β (3):

$$\frac{dE}{dx} \propto z^2 f(\beta) \quad (3).$$

Так как среднее энерговыделение ΔE в тонком кремниевом детекторе намного ниже кинетической энергии релятивистских налетающих частиц ($I \ll \Delta E \ll E_{кин}$), то можно считать dE/dx постоянной на всей глубине чувствительной области материала детектора, а кинетическую энергию неизменной после прохождения детектора. Таким образом, зная амплитуду сигнала, которая пропорциональна интегралу тока (заряду) в детекторе, можно рассчитать заряд пролетающей частицы. Отметим, что сигнал детектора от пролета частицы отличается от среднего энерговыделения (2), из-за флуктуаций энерговыделения, и потери части энергии, которая «уносится» высокоэнергетическими электронами отдачи за пределы детектора. Для оценки этих факторов было произведено моделирование среднего энерговыделения в объеме детектора пакетом FLUKA (версия 2011.2c.6). Полученный результат сравнивался со значением электронных ионизационных потерь, получаемых по формуле (2). В качестве первичных частиц использовались протоны, альфа частицы, ионы углерода $^{12}C_{+6}$ с параметром $\beta=0.72$ (табл. 1).

Таблица 1.

Частица	$\langle \Delta E \rangle$ Fluka (МэВ)	ΔE Бете-Блох (МэВ)	$\langle \Delta E \rangle / \Delta E$
p	0.170787±0.00138	0.1676901	1.01846
α	0.648643±0.003785	0.6728574	0.964
$^{12}C_{+6}$	5.92246±0.094587	6.058233	0.9776

Разница в энерговыделении составляет менее 4%, что не значительно влияет на конечный результат расчетов. Кроме того, триггерная логика убирает из анализа собы-

тия с большими потерями энергии в отдельных детекторах из-за ядерных процессов и высокоэнергичных электронов.

Используя отношение сигнал энерговыделения от иона пучка к сигналу от частицы с минимальным зарядом $z_{Ref}=1$ (опорному сигналу A_{Ref}) перейдём к безразмерной величине, в которой уже нет зависимости от материала детектора (4):

$$A_i = A_{Ref} \frac{z_i^2 \cdot \beta_{Ref}^2}{\beta_i^2} \frac{\frac{1}{2} \ln \frac{2 m_e c^2 \beta_i^2 \gamma_i^2 W_i}{I^2} - \beta_i^2 - \frac{\delta(\beta_i \gamma_i)}{2}}{\frac{1}{2} \ln \frac{2 m_e c^2 \beta_{Ref}^2 \gamma_{Ref}^2 W_{Ref}}{I^2} - \beta_{Ref}^2 - \frac{\delta(\beta_{Ref} \gamma_{Ref})}{2}} = A_{Ref} \frac{z_i^2 \cdot \beta_{Ref}^2}{\beta_i^2} K(\beta_{Ref}, \beta_i) \quad (4).$$

Введя в (4) замену z_i^2 / β_i^2 на z_i^k исключим явную зависимость амплитуды A_i ионов пучка от β_i и переходим к соотношениям для определения зарядового состава пучка (5). Моделирование прохождения пучка ионов углерода в слое воздуха в Geant4 (версия 10.3.1) показывает разницу в коэффициентах $K(\beta_{Ref}, \beta_i)$ для ионов углерода и фрагментов менее 7% (для 10 ГэВ π^+ -мезона в качестве опорной частицы). Таким образом этот коэффициент можно заменить на постоянную величину.

$$A_i = A_{Ref} \cdot \beta_{Ref}^2 \cdot K(\beta_{Ref}, \beta_i) \cdot z_i^k$$

$$z_i = \left(\frac{A_i}{A_{Ref} \cdot \beta_{Ref}^2 \cdot K(\beta_{Ref}, \beta_i)} \right)^{\frac{1}{k}} \quad (5).$$

Параметр k в степенной зависимости z_i^k вычисляется по известной энергии (амплитуде сигнала) ионов углерода выводимого из ускорителя пучка по формуле (6):

$$k = \frac{\ln \frac{A_C^v}{A_{Ref} \cdot \beta_{Ref}^2 \cdot K(\beta_{Ref}, \beta_C)}}{\ln z_C} \quad (6),$$

где A_C^v — наиболее вероятное значение сигнала от иона углерода,

β_C — значение беты для иона углерода,

z_C — заряд иона углерода.

Коэффициент $K(\beta_{Ref}, \beta_i)$ для вышеприведённых соотношений находится по измеренным данным β_{Ref} и β_i для налетающих и опорных частиц. Расчёты показывают, что

при использовании в качестве опорной - релятивистской частицы, для данной работы π^+ -мезонов с энергией 10 ГэВ ($\beta_{Ref}=0.9999$), этот коэффициент приблизительно равен единице (1.137 ± 0.056), для всех возможных зарядовых компонентов пучка ВРБС.

Величины A_{Ref} и β_{Ref} определяются на этапе калибровки детектора.

В случае изменения энергии выводимого из ускорителя пучка ионов углерода, для использования формулы (4), необходимо определить следующие параметры: положение пика энерговыделения A^V_C , значение беты частицы β_C , величину $K(\beta_{Ref}, \beta_C)$.

Каждому зарегистрированному событию в детекторах соответствуют амплитуды сигналов $A = [A_1, A_2, A_3, A_4]$, по которым в соответствии с (5) рассчитывается заряд $z = [z_1, z_2, z_3, z_4]$. Отбираются события когда частица проходит все четыре детектора.

Для расчета заряда иона применялся алгоритм по событийного анализа при котором отбирались частицы с зарядом, определяемым из соотношений (5) и (6), и находящимся во всех детекторах в интервале Δz (7):

$$\Delta z \geq \sqrt{\frac{z = [z_1, z_2, z_3, z_4], N = 4}{(z_1 - \bar{z})^2 + (z_2 - \bar{z})^2 + (z_3 - \bar{z})^2 + (z_4 - \bar{z})^2}} \quad (7).$$

Параметр Δz может задаваться для всех зарядов одинаковым, либо для каждого заряда индивидуально. Значение величины Δz (8) получим дифференцированием уравнения (5) по переменной A_i как косвенно измеряемой величины. В качестве ошибки ΔA_i использована величина 3σ (σ — среднеквадратичное отклонение для фита нормальным распределением пика сигнала от ионов углерода). Переменные A_{Ref} и β_{Ref} практически не влияют на параметр Δz . Для пика углерода определены следующие параметры: $k = 2.21654$, $K(\beta_{Ref}, \beta_6) = 1.13776$, $A_6 = 223.1$ мВ, $\sigma A_6 = 18.42$ мВ, $\beta_{Ref} = 0.9999$, $A_{Ref} = 3.6$ мВ, и Δz находится как:

$$z_i = \left(\frac{A_i}{A_{Ref} \cdot \beta_{Ref}^2 \cdot K(\beta_{Ref}, \beta_i)} \right)^{\frac{1}{k}}$$

$$\Delta z_i = \frac{\partial z_i}{\partial A_i} \Delta A_i = \frac{\Delta A_i}{k} \left(\frac{1}{A_{Ref} K(\beta_{Ref}, \beta_i)} \right)^{\frac{1}{k}} \cdot A_i^{\frac{1}{k}-1} \quad (8).$$

$$\Delta z_6 = \frac{3 \cdot 18.42}{2.21654} \left(\frac{1}{3.6 \cdot 0.9999^2 \cdot 1.13776} \right)^{0.45115} \cdot 223.1^{-0.548846} = 0.68$$

Полученная таким методом величина $\Delta z=0.7$ использовалась в дальнейшем анализе.

Приведённые выше формулы удобно использовать для автоматизации процедуры оперативного определения состава пучка ионов при проведении работ на стенде. Ошибки в процентном составе пучка ВРБС при их использовании будут обсуждены ниже.

Результаты анализа

Для калибровки детекторов по однозарядной частице, как уже отмечалось выше, использовался доступный пучок π^+ мезонов энергией 10 ГэВ. Для первого канала детектора сигнал энерговыделения фитировался распределением Ландау со сверткой шумом в виде распределения Гаусса. Спектр сигнала и пьедестальное распределение показаны на рис. 4. Для формулы (6) амплитуда опорного сигнала, относительно пьедестала равна $A_{Ref} = A_{Signal} - A_{background} \approx 32.65$ отсчета АЦП или 3.6 мВ, $\beta_{Ref}=0.9999$.

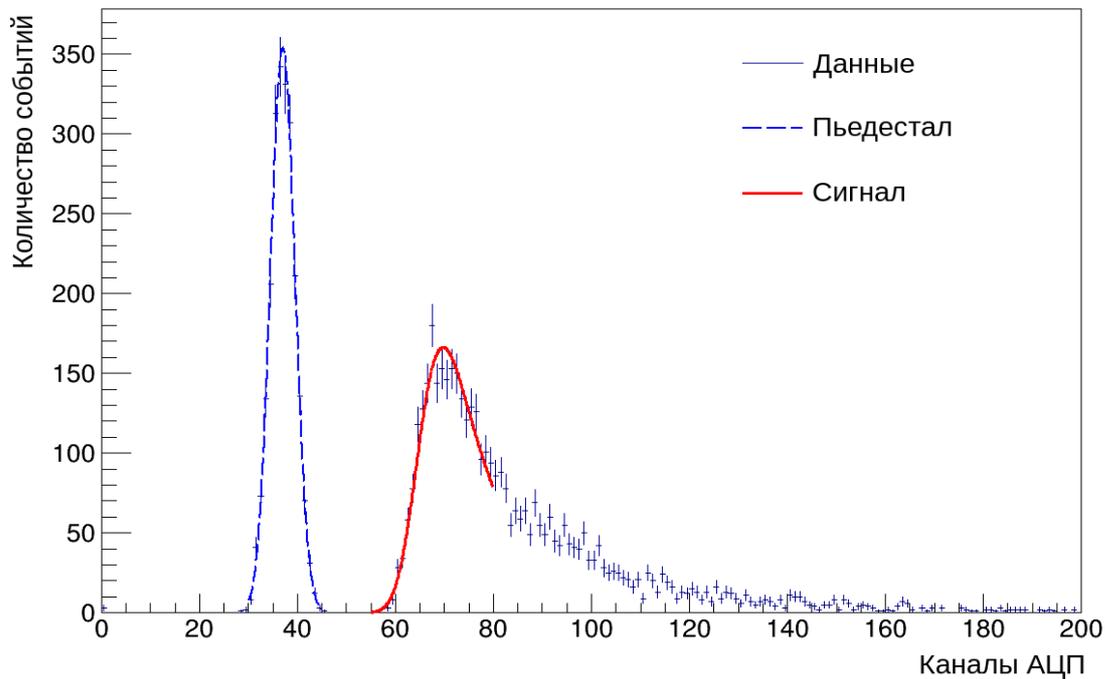


Рис. 4. Сигнал первого детектора от частицы с минимальной ионизацией. Граница фита сигнала ограничена значением 80 по горизонтальной оси, для более точного выделения наиболее вероятного значения.

В связи с тем, что путь пучка ионов углерода ^{12}C от кольца ускорителя У-70 до детекторов составляет приблизительно 30 метров по воздуху, то это является основной причиной появления ионов других зарядов в пучке (в дальнейшем планируется иметь на этом пути вакуумопровод). Начальная кинетическая энергия ядер углерода, выводимых из ускорителя, 455 МэВ/нуклон уменьшается при этом приблизительно до 410 МэВ/нуклон, по данным измерения времяпролетной системы, установленной перед детекторами, что соответствует значению $\beta_C=0.72$.

Перед измерением амплитуд сигналов от ионов производилось считывание пьедестального распределения сигналов с каждого детектора без пучка при разных режимах включения в зоне ВРБС магнитов транспортировки и формирования пучка, используемых для формирования поперечно-плоского дозового поля [4]. Результаты фита этих распределений функцией Гаусса приведены в табл. 2. Как видно из таблицы, включение магнитов транспортировки и формирования пучка ионов в зоне ВРБС значительно ухудшает шумовые характеристики каналов измерений.

Таблица 2. Средний уровень (μ) и шум (σ) амплитуд сигналов детекторов без пучка.

Режим	Средний уровень и шум ($\mu \pm \sigma$) в отсчетах АЦП			
	Детектор-1	Детектор-2	Детектор-3	Детектор-4
Без магнитов	34.22 ± 2.9	32.2 ± 2.3	124.8 ± 2.75	75.3 ± 2.8
С квадрупольными магнитами	37.0 ± 23.7	34.2 ± 22.7	128.0 ± 22.0	81.2 ± 25.4
С квадрупольными магнитами и вобблер-магнитом	34.85 ± 27.1	32.5 ± 27.0	125.6 ± 25.5	76.1 ± 28.0

Наиболее вероятное значение сигнала от ионов углерода составляет $A_C=221.3$ мВ. Параметр $K(\beta_{Ref}, \beta_C)=1.13776$ для налетающего иона углерода. В соответствии с (5) степенной коэффициент k равен:

$$k = \frac{\ln \frac{A_C}{A_{Ref} \cdot \beta_{Ref}^2 \cdot K(\beta_{Ref}, \beta_C)}}{\ln Z_C} = \frac{\ln \frac{221.3}{3.6 \cdot 0.9999^2 \cdot 1.13776}}{\ln 6} = 2.21654$$

Спектр энерговыделения частиц в каждом детекторе представляет собой плотность распределения вероятности случайной величины (например $f(x)$ для первого детектора и $f(y)$ для второго детектора и т.д.). Для анализа отбираются события с максимальной корреляцией, которой соответствует графическое распределение под углом в 45° на двумерном графике для системы двух случайных величин $f(x)$ и $f(y)$. На рис. 5 представлены, в качестве примера, графики корреляционной функции распределения для первого и последнего детектора до и после отбора событий. Такие графики строились для всех пар детекторов. На всех графиках видна кластеризация событий, соответствующая прохождению ионов с разным зарядом.

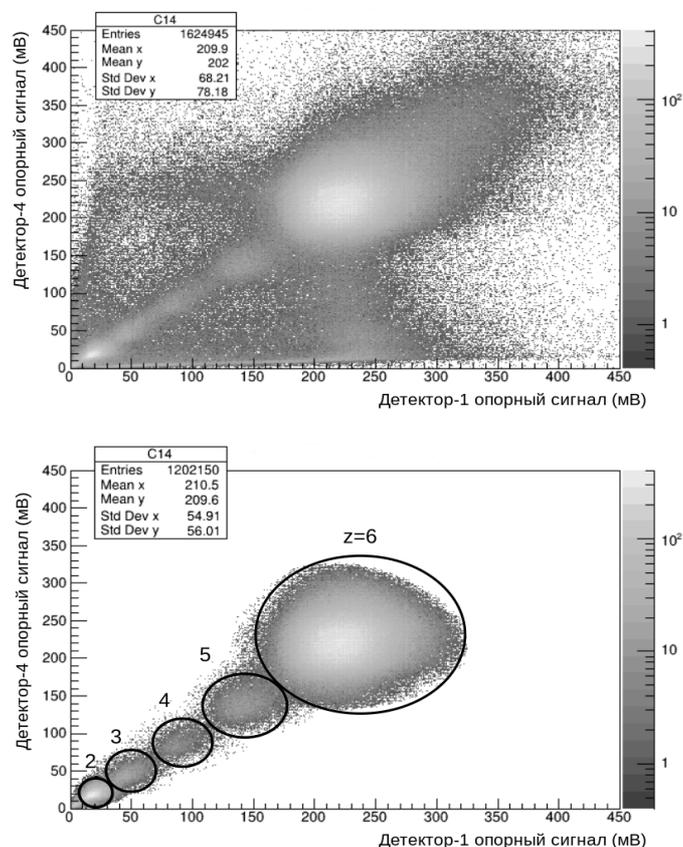


Рис. 5. Двумерное распределения амплитуд для первого и последнего детектора до и после отбора событий. Кластеры, соответствующие определенным зарядам отмечены цифрами. Доля отобранных событий, по отношению к их первоначальному количеству, составляет 75%.

Одномерные проекции этих распределений в дальнейшем могут быть использованы для определения состава пучка ионов ВРБС. События, не прошедшие отбор, могут

быть: фоном сопровождения пучка ионов в канале транспортировки, шумами в работе системы регистрации событий и случайными совпадениями прохождения частиц с различными зарядами через детекторы.

В нижеприведённом анализе для каждого отобранного события рассчитывался средний заряд по четырём детекторам. Для всех отобранных событий строится спектр зарядов, который фитировался суммой распределений Гаусса.

Измерения без квадрупольных линз и вобблер-магнита

После расчета зарядов в детекторах для каждого события по формуле (5) и применения алгоритма отбора событий по формуле (7), получены спектры распределения зарядов в пучке ионов ВРБС (без включения квадрупольных линз и вобблер-магнита), которые приведены на рис. 6.

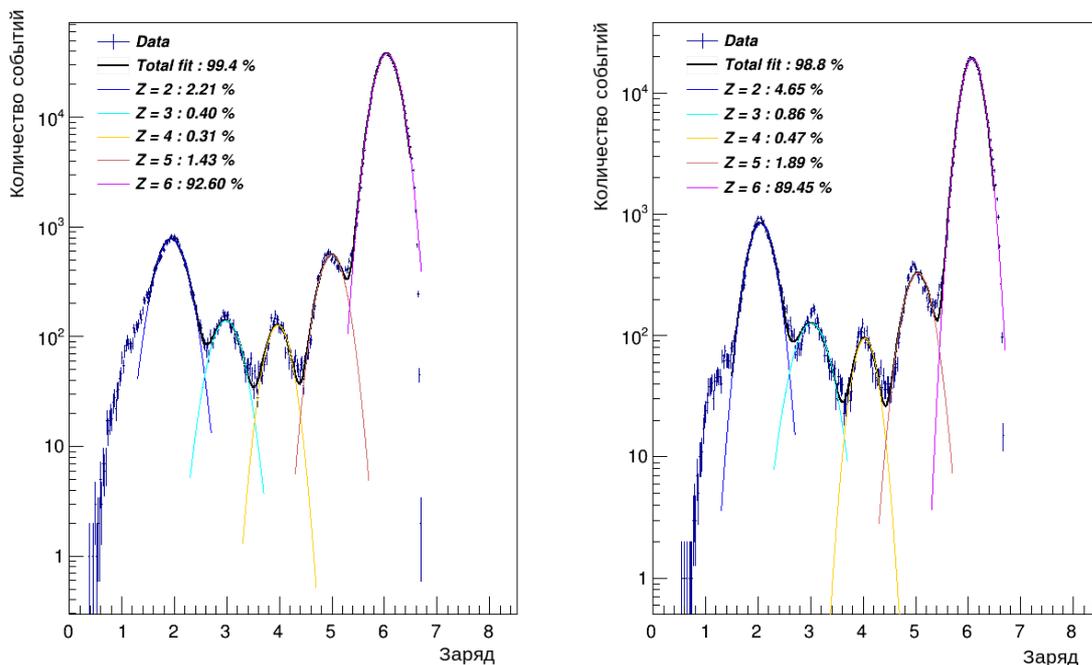


Рис. 6. Распределение зарядов в пучке после отбора событий, и их фит распределениями Гаусса. Слева — положение детекторов по оси пучка. Справа — положение детекторов, смещенных вверх на 60 мм от оси пучка. Процентный состав для каждой компоненты, по отношению к суммарному фиту, рассчитывался в диапазоне $z \pm 0.5$. Измерения с выключенными магнитными элементами.

Полученный процентный состав пучка ионов по отношению к суммарному фиту показаны на рис. 6 (логарифмический масштаб). Из-за больших наведённых шумов выделить сигнал однозарядной частицы не представляется возможным, поэтому фит выполнен только для зарядов от 2 до 6.

Измерения с квадрупольными линзами и вобблер-магнитом

Распределения зарядов в пучке и их фит, при включённых магнитных элементах, показано на рис. 7. При положении детекторов по оси пучка (график слева) вобблер-магнит был выключен при включённых квадрупольных линзах. При положении детекторов, смещенных на 60 мм от оси пучка (график справа) вобблер-магнит был включен.

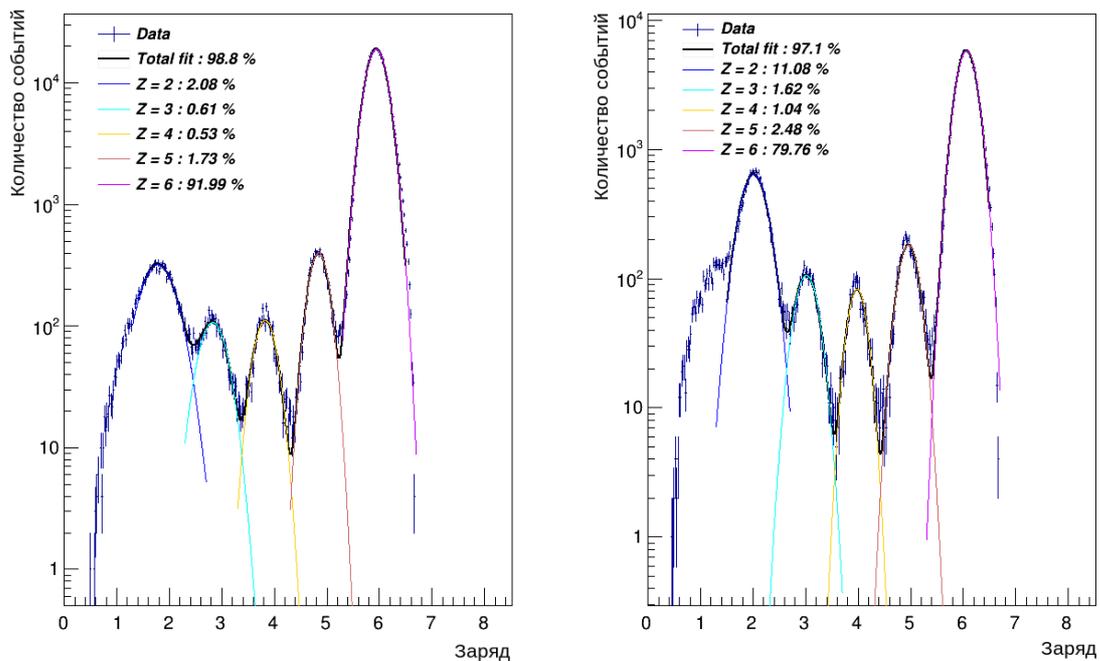


Рис. 7. Распределение зарядов в пучке после отбора событий, и их фит распределениями Гаусса. Слева — положение детекторов по оси пучка. Справа — положение детекторов, смещенных вверх на 60 мм от оси пучка. Процентный состав для каждой компоненты, по отношению к суммарному фиту, рассчитывался в диапазоне $z \pm 0.5$. Измерения с включёнными магнитными элементами.

Оценка эффективности алгоритма по данным Монте-Карло моделирования

Для оценки эффективности работы описанных выше алгоритмов, было выполнено моделирование сигналов энерговыделения в детекторах для распределения зарядов в пучке с использованием пакета Geant 4 версии 10.3.1. Разыгрывалось распределение зарядов от $z = 2$ до $z = 6$. При моделировании учитывались: потеря кинетической энергии пучка из-за его пробега в воздухе, угловое рассеяние и разброс кинетической энергии. Размещение детекторов соответствовало рис. 1. Результаты моделирования представлены на рис. 8. Сравнение результатов измеренных и смоделированных данных представлено в табл. 3. По результатам моделирования видно, что эффективность использованного алгоритма почти 100% для зарядов 4-6 и уменьшается для зарядов 3 и 2.

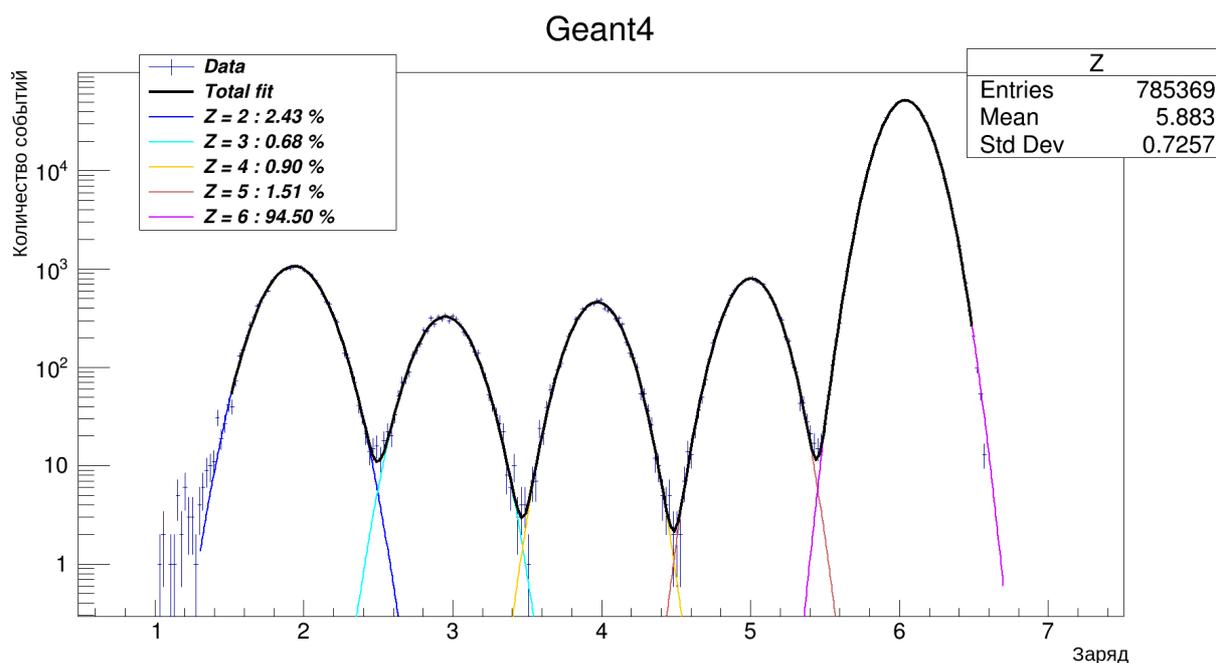


Рис. 8. Распределение зарядовых компонент пучка ионов, смоделированных в Geant4 и отображенных по алгоритму (7). Процентный состав для каждой компоненты рассчитывался в диапазоне $z \pm 0.5$.

Таблица. 3

Заряд частицы	Распределение зарядов, смоделированных в Geant4 P_0 , (%)	Распределение зарядов после алгоритма отбора событий P_1 , (%)	Эффективность алгоритма, (%) [[1-(P_0 - P_1)/ P_0]]
$z=2$	2.60	2.43	93,5
$z=3$	0.70	0.68	97,1
$z=4$	0.90	0.90	100.0
$z=5$	1.50	1.51	99.3
$z=6$	94.30	94.50	99.8

Оценка вклада сигнала от однозарядных частиц

Оценку вклада не измеряемых в представленной системе однозарядных частиц в процентный состав пучка ионов ВРБС можно сделать по имеющимся экспериментальным данным. Измерения сечений выхода зарядов при взаимодействии ионов углерода с энергией 500 МэВ/нуклон с разными типами мишеней, выполненные в GSI [14], показали, что для материалов и соединений с малым атомным весом (графит, вода, полиэтилен, карбид кремния) отношение выхода частиц с зарядом $z=1$, к частицам с зарядом $z=2$ соотносится как 1:4 или 1:3. По данным [15] для энергии 400 МэВ/нуклон соотношение выхода зарядов $z=1$ и $z=2$ в воде для угла 0° равно 1:2.

Распределение зарядов для выполненных измерений состава пучка ионов, представлено в табл. 4. Доля неучтенных однозарядных частиц составляет $\sim 1\%$ по центру пучка в случае, если все образовавшиеся по пути пучка однозарядные частицы попадают в детектор.

Таблица. 4.

Режим	Заряд (%)				
	$z=2$	$z=3$	$z=4$	$z=5$	$z=6$
Без магнитов, детекторы по центру	2.2	0.4	0.3	1.4	92.6
Без магнитов, детекторы 60 мм от центра	4.7	0.9	0.5	1.9	89.5
С магнитами, без вобблера, детекторы по центру	2.0	0.6	0.5	1.7	92.0
С магнитами и вобблером, детекторы 60 мм от центра	11.1	1.6	1.0	2.5	79.8

Заключение

В настоящей работе описана система измерения зарядового состава пучка ионов Временного радиобиологического стенда ИФВЭ, созданная с использованием полупроводниковых р-і-п диодов. Разработанный алгоритм анализа позволяет оперативно определять состав примесей других ионов, в выведенном из ускорителя У-70 пучке ионов углерода ^{12}C (с зарядом 6+) при настройке пучка перед облучением биологических объектов.

Из-за наведённого шума выделить сигнал от однозарядных ионов в описанной системе измерений оказалось невозможным. Из-за этого приводимые величины процентов состава пучка ВРБС несколько завышены (см. рис. 6 и 7). Однако имеющиеся экспериментальные данные по измерению сечений выхода ионов разного заряда от пучка ионов углерода с энергией 400-500 МэВ на различных мишенях позволяют дать оценку величины завышения процентного состава пучка. Для ионов углерода по центру пучка она составляет ~1%, для других компонентов пучка ионов ВРБС — не более сотых долей процента. На периферии пучка эта величина выше из-за возможного вклада от рассеяния ионов углерода ^{12}C на тяжёлых ядрах металлических конструкций канала транспортировки пучка.

Изменение параметра $K(\beta_{\text{Ref}}, \beta_i)$ от 1.13 до 1.1 в (5) из-за изменения β_i налетающей частицы в интервале 0.72-0.75, при неизменных A_{Ref} и β_{Ref} , приводит к уменьшению среднего заряда частицы на величину ~0.1. При этом зарядовый состав пучка изменяется менее чем на 1% для каждого из зарядов, относительно общего фита распределения зарядов.

Созданная система не только обеспечивает возможность оперативного контроля состава пучка ВРБС перед облучением объектов, но и даёт необходимую информацию для выполнения работ по улучшению трассы транспортировки пучка и улучшению однородности его состава в поперечной плоскости.

Список литературы

- [1] Антипов Ю.М., Солдатов А.П., СОЗДАНИЕ ЦЕНТРА ИОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ, Медицинская физика. 2016. № 2 (70). С. 5-9.
- [2] S. Salvador et al., Simulation study on light ions identification methods for carbon beams from 95 to 400 MeV/A, <https://arxiv.org/abs/1310.0259v1> [nucl-ex] 1 Oct. 2013
- [3] ЗАО «НИИ Материаловедения», URL: www.niimv.ru
- [4] Антипов Ю.М., Бритвич Г.И., Иванов С.В., Костин М.Ю., Лебедев О.П., Людмирский Э.А., Максимов А.В., Пикалов В.А., Солдатов А.П., Хитев Г.В., Ульяненко С.Е., Лычагин А.А., Исаева Е.В., Бекетов Е.Е., Трошина М.В., ФОРМИРОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНО-ПЛОСКОГО ДОЗОВОГО ПОЛЯ И ПЕРВЫЕ РАДИОБИОЛОГИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА УГЛЕРОДНОМ ПУЧКЕ, ВЫВЕДЕННОМ ИЗ У-70, Приборы и техника эксперимента. 2015. № 4. С. 107-116.
- [5] Bashindzhagyan, G.L., Voronin, A.G., Ermolov, P.F. et al., Analog Section of a Hadron-Electron Separator of the ZEUS Experiment (DESY), Instruments and Experimental Techniques (2002) 45: 167. doi: [10.1023/A:1015300231018](https://doi.org/10.1023/A:1015300231018)
- [6] Voronin, A.G., Grebenyuk, V.M., Karmanov, D.E. et al., Testing a prototype of the charge-measuring system for the NUCLEON setup, Instruments and Experimental Techniques (2007) 50: 187. doi: [10.1134/S0020441207020030](https://doi.org/10.1134/S0020441207020030)
- [7] Боголюбский М.Ю., Викторов В.А., Петров В.С. и др. Система сбора данных эксперимента ГИПЕРОН-М на основе электроники МИСС и контроллера ЛЭ-74 с внутренней аппаратной буферизацией : Препринт ИФВЭ 2005–7. – Протвино , 2005. – 13 с., 6 рис., 1 табл ., библиогр.: 13.
- [8] D2XX Direct Drivers — FTDI Chip, URL: <http://www.ftdichip.com/Drivers/D2XX.html>
- [9] FT2232H Mini-Module, URL: http://www.ftdichip.com/Products/Modules/DevelopmentModules.htm#FT2232H_Mini
- [10] Qt | Cross-platform software development for embedded & desktop, URL: <https://www.qt.io/>
- [11] ROOT a Data analysis Framework, URL: <https://root.cern.ch/>
- [12] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, **40**, 100001 (2016). PP. 442.

- [13] D. E. Groom, N. V. Mokhov, S. I. Striganov, Muon stopping power and range tables 10 MeV — 100 TeV, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 76, No. 2, July 2001, Pages 183-356.
- [14] Bechet Alpat et al., Total and Partial Fragmentation Cross-Section of 500MeV/nucleon Carbon Ions on Different Target Materials, <https://arxiv.org/abs/1401.4897v1> [physics.ins-det] 20 Jan. 2014.
- [15] Martha Hultqvist et al., Evaluation of nuclear reaction cross-sections and fragment yields in carbon beams using the SHIELD-HIT Monte Carlo code. Comparison with experiments, Phys. Med. Biol., 57 (2012), 4369-4385, P. 4381 doi: [10.1088/0031-9155/57/13/4369](https://doi.org/10.1088/0031-9155/57/13/4369).

Рукопись поступила 14 ноября 2017 г.

А.П. Воробьев и др.

Измерение состава пучка ионов ВРБС ИФВЭ.

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

Подписано к печати	17.11.2017.	Формат 60 × 84/16.	Цифровая печать.	
Печ.л. 1,3.	Уч.- изд.л. 1,92.	Тираж 80.	Заказ 10.	Индекс 3649.

НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ
142281, Московская область, г. Протвино, пл. Науки, 1

www.ihep.ru; библиотека <http://web.ihep.su/library/pubs/all-w.htm>

