

РАСЧЕТ И ОПТИМИЗАЦИЯ ПУЧКОВ ПРОТОНОВ ПЕРЕМЕННОЙ ЭНЕРГИИ 60–1000 МэВ НА СИНХРОЦИКЛОТРОНЕ ПИЯФ ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ ЭЛЕКТРОНИКИ

*С. А. Артамонов¹, Е. М. Иванов, Н. А. Иванов,
Ж. С. Лебедева, Г. А. Рябов*

ФГБУ «Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова»
НИЦ «Курчатовский институт», Гатчина, Россия

На СЦ-1000 ПИЯФ НИЦ КИ создается универсальный центр по испытанию электронной компонентной базы для нужд авиации и космоса. Одним из основных инструментов таких испытаний являются пучки протонов переменной энергии. В работе представлены результаты моделирования методом Монте-Карло прохождения протонов с энергией 1000 МэВ через поглотители из меди и вольфрама и определены длины этих поглотителей для получения энергии $\sim 60, 100, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900, 1000$ МэВ. Выполнено детальное исследование дальнейшего прохождения этих пучков по тракту транспортировки при использовании поглотителя из меди. Получены основные теоретические параметры для каждого пучка, такие как интенсивность, энергетическая неоднородность, размеры пучка, однородность его пространственного распределения.

A universal center for testing electronic components (ECB) for the needs of aviation and space is created on the SC-1000 PNPI RNC KI. One of the main instruments of these tests is variable energy protons beams. This paper presents the Monte Carlo simulations results for proton beam with energy of 1000 MeV passing through copper and tungsten degraders, and defines the length of these degraders to obtain energy $\sim 60, 100, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900, 1000$ MeV. Detailed studies of further transmission of the proton beams along the beam line using copper degrader are accomplished. Basic theoretical parameters for each proton beam, such as the intensity, the energy heterogeneity, the beam size, uniformity of its spatial distribution, are obtained.

PACS: 29.20.dg

ВВЕДЕНИЕ

Синхроциклотрон (СЦ-1000) Петербургского института ядерной физики им. Б. П. Константинова (ПИЯФ) работает с 1970 г. и успешно ускоряет протоны до фиксированной энергии 1000 МэВ при интенсивности выведенного пучка 1 мкА. На ускорителе функционирует разветвленная сеть протонных, π - и μ -мезонных пучков, а также нейтронный пучок [1]. Однако для решения большого круга проблем фундаментальной

¹E-mail: start@pnpi.spb.ru

ядерной физики и разнообразных прикладных задач все чаще возникает потребность в пучках протонов с более низкой энергией, а еще лучше с переменной энергией и сосредоточенных на одной установке. Основным способом получения таких пучков, широко применяемым в мире, является метод торможения первичного пучка за счет механизма ионизационных потерь в веществе, т. е. на основе использования поглотителя. В свое время такой способ был реализован в ОИЯИ [2] для получения медицинского пучка с энергией 200 МэВ из исходного — с энергией 680 МэВ — и при создании пучка переменной энергии в циклотронном медицинском центре США [3].

В ПИЯФ этот метод также был использован ранее: в экспериментах по исследованию упругого *pp*-рассеяния в диапазоне энергии 500–1000 МэВ [4] и по измерению сечений целой группы ядер [5]. Для этих целей был разработан и реализован пучок переменной энергии от 200 до 1000 МэВ с относительно маленькой интенсивностью 10^5 – 10^6 с⁻¹ [6]. Однако в настоящее время многие ускорители служат не только для решения научных задач. Все большая доля их рабочего времени отводится для прикладных целей. Протонная терапия на СЦ-1000 с энергией пучка 1000 МэВ (Гатчинский метод навылет) дает очень хорошие результаты, но ее применение ограничено довольно узким кругом заболеваний [7]. Поэтому в ПИЯФ дополнительно была исследована возможность создания протонного пучка с энергией 140–230 МэВ с учетом эффекта пика Брэгга для лечения больных с онкологическими заболеваниями внутренних органов [8]. При выполнении работ [4–6, 8] была использована самая простая конструкция поглотителя, которая представляла собой набор из медных цилиндрических дисков диаметром 80 мм, установленных на направляющих вплотную друг к другу. Поглотитель был расположен близко к выводному окну ускорителя, изменение его длины для получения требуемой энергии осуществлялось вручную.

Сравнительно недавно возникла новая прикладная проблема. Для успешной работы авиационной и космической техники в условиях радиации необходима радиационно стойкая электроника. На СЦ-1000 ПИЯФ совместно с НИИ космического приборостроения создается универсальный центр по испытанию электронной компонентной базы (ЭКБ) для нужд авиации и космоса. Одним из основных инструментов таких испытаний являются пучки протонов переменной энергии. Однако для массовых радиационных испытаний ЭКБ необходимо иметь быстро настраиваемые пучки с более широким, чем ранее, набором фиксированных энергий $\sim 60, 100, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900, 1000$ МэВ и с дополнительным набором наперед заданных свойств. В частности, для радиационных испытаний нужно иметь более высокий ток пучка с плотностью потока 10^8 см⁻² · с⁻¹ и с 10 %-й областью однородности пучка не менее 25 мм в диаметре, нужно также обеспечить возможность изменения температуры на объекте испытаний от +25 до +125 °С. Для реализации всех этих условий требуется создать поглотитель с дистанционным изменением его длины. Причем необходимо определить материал, из которого можно изготовить поглотитель и разработать его автоматизированную конструкцию. Это позволит для каждого эксперимента легко и безопасно устанавливать необходимую величину энергии пучка, а также существенно снизить дозную нагрузку на обслуживающий персонал и непроизводительный расход ускорительного времени. Сам поглотитель желательно расположить максимально близко к фокусирующим линзам канала, чтобы увеличить интенсивность пучка при низких значениях энергии. При этом нужно реализовать полное компьютерное управление магнитными элементами проектируемого тракта, создать постоянный испытательный стенд для работы на пучках с задан-

ными параметрами, в конечном счете максимальным образом автоматизировать процесс облучения ЭКБ.

Выполнение такой обширной программы потребовало трудоемких расчетов для каждого требуемого значения энергии пучка. В программном комплексе Geant4 [9] методом Монте-Карло было проведено моделирование прохождения протонов с энергией 1000 МэВ с заданными свойствами, отражающими параметры экспериментального пучка, через поглотители из меди и вольфрама и были определены длины поглотителей для энергии $\sim 60, 100, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900, 1000$ МэВ. При этом были вычислены параметры каждого пучка из указанного набора, прошедшего поглотитель из меди. Полученные данные были использованы как входные для программ «Мезон» [10] и «Оптимум» [11], которые позволили проследить траекторию каждого протона в канале, провести оптимизацию параметров пучка в нем и определить оптимальные режимы всех магнитных элементов тракта. При этом получены основные теоретические параметры для каждого пучка, такие как интенсивность, энергетическая неоднородность, размеры пучка, однородность его пространственного распределения. Предполагается, что в дальнейшем эти параметры будут уточнены с помощью соответствующих необходимых экспериментов.

1. УСКОРИТЕЛЬ СЦ-1000 И ТРАКТ ПУЧКОВ С ПЕРЕМЕННОЙ ЭНЕРГИЕЙ

Из камеры ускорителя, в соответствии с принципом его работы, выводится импульсный пучок длительностью 300 мкс и с частотой повторения 40–60 Гц. С помощью системы временной растяжки длительность макроимпульса может быть увеличена до 10 мс. При этом макроимпульс пучка заполнен микропачками шириной ~ 10 нс, они следуют друг за другом с периодом 75,1 нс. Интенсивность выведенного протонного пучка с энергией 1000 МэВ на СЦ-1000 может варьироваться от 10^6 до $6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, а диаметр пучка в фокусе может меняться от 5 до 500 мм в трактах Р2 и Р3.

Универсальность синхроциклотрона ПИЯФ НИЦ КИ обусловлена хорошо развитой системой первичных и вторичных пучков, которая представлена на рис. 1, где, в частности, указана старая схема размещения оборудования: поглотителя, коллиматоров, разводящего магнита, двух дублетов квадрупольных линз (МЛ1 и МЛ2) и экспериментальной установки [4, 5] на направлении Р3.

Для проведения радиационных испытаний ЭКБ необходимо получить пучки переменной энергии с максимальной интенсивностью, особенно для низких значений энергии. Увеличение интенсивности таких пучков возможно, без существенных переделок существующего тракта, только за счет приближения поглотителя к фокусирующим линзам в главном зале ускорителя. При этом поглотитель должен быть спроектирован таким образом, чтобы он поместился в зазор ~ 90 см вблизи коллиматора 2.

Поэтому новый пучок протонов переменной энергии $\sim 60, 100, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900$ и 1000 МэВ было решено попытаться реализовать на существующем направлении Р3. При этом переделки тракта сводятся в основном к разработке, выбору материала и изготовлению нового поглотителя с дистанционным управлением, расположенного на новом месте этого тракта. Три коллиматора 1, 2 и 3, ограничивающие размеры и расходимость пучка, два дублета квадрупольных линз и отклоняющий магнит СП-40 остаются прежними. Общая длина тракта составит ~ 26 м, он должен быть

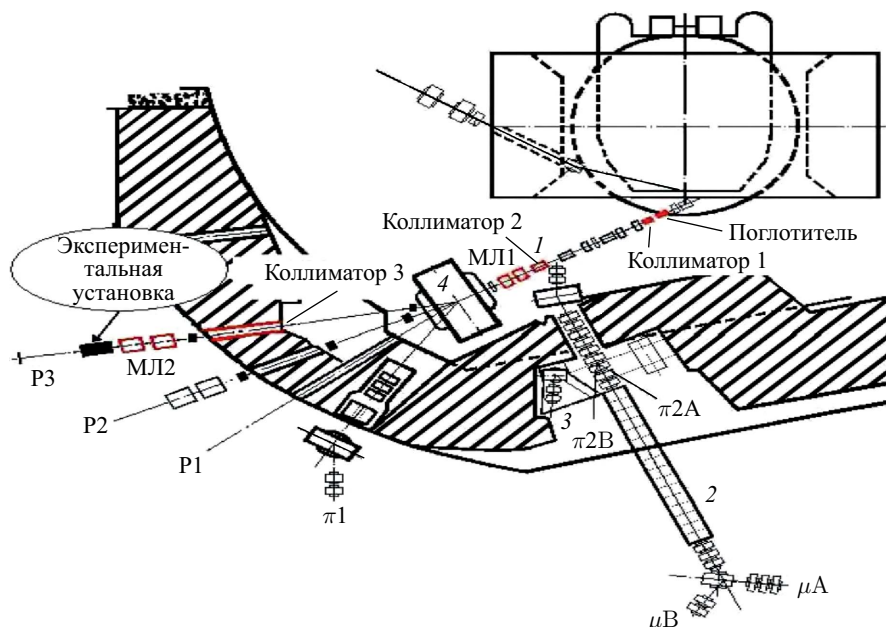


Рис. 1. Тракты транспортировки пучков синхроциклотрона ПИЯФ НИЦ КИ: 1 — мезонообразующая мишень; 2 — μ -мезонный канал; 3 — π -мезонный канал низких энергий; 4 — разводящий магнит СП-40; $\pi 1$ — π -мезонный канал высоких энергий; P1, P2, P3 — протонные каналы

спроектирован таким образом, чтобы на нем можно было без изменения его геометрии получить пучок с заданными наперед параметрами, любой энергии из указанного выше набора. Полагается, что для этих целей будет достаточно менять длину поглотителя и параметры магнитных полей в разводящем магните СП-40 и в дублетах квадрупольных линз. При этом не исключено применение при необходимости существующих коллиматоров 1 и 2. Здесь уместно отметить, что первый коллиматор имеет длину вдоль пучка 50 см и внутреннее отверстие 6×4 см и может быть снят. Второй коллиматор служит для ограничения расходимости пучка на входе в магнитооптическую систему. Этот коллиматор является частью стандартного оборудования ускорителя и представляет собой набор из четырех пластин, которые с помощью дистанционного управления перемещаются в вакууме, ограничивая размер пучка по горизонтали и вертикали от 0 до 180 мм. После торможения в поглотителе пучок отклоняется магнитом СП-40 на 18° и проходит через коллиматор 3, расположенный в стене между главным и экспериментальным залами. Длина этого коллиматора составляет ~ 3 м вдоль пучка, а диаметр отверстия равен 110 мм и является фиксированной величиной.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ОСНОВЕ ПРОГРАММЫ Geant4

Как известно, наиболее достоверным методом для исследования процессов прохождения излучения через вещество является моделирование методом Монте-Карло. При решении физических задач этим методом каждому физическому явлению ставится в со-

ответствие имитирующий вероятностный процесс, отражающий его динамику. В случае взаимодействия частиц с веществом вероятность физического процесса пропорциональна его вкладу в полное сечение взаимодействия.

В итоге метод Монте-Карло в задачах переноса частиц в веществе сводится к пошаговому моделированию (трассировке) движения каждой частицы в некотором объеме с заданными характеристиками. Свободный пробег, результат столкновения, а также характеристики первичной и вторичных частиц после столкновения разыгрываются из соответствующих вероятностных распределений, описываемых дифференциальными сечениями соответствующих элементарных процессов. При этом значения дифференциальных сечений взаимодействий могут быть как экспериментальными, так и теоретически рассчитанными.

Одной из наиболее распространенных и широко используемых программ расчета прохождения излучения через вещество, основанных на методе Монте-Карло, является программа Geant4 [9]. В данной работе в этой программе перед поглотителем генерировался пучок протонов (несколько миллионов), вышедших из некоторого вакуумного объема тракта ускорителя. При этом предполагалось, что пучок имеет гауссову форму с параметрами $\sigma_x = \sigma_z = 0,64$ см (x, z — поперечные размеры) и с энергией 1000 МэВ ($\sigma_E = 3,84$ МэВ), которые соответствуют экспериментальным результатам. Таким образом, полагалось, что плотность распределения вероятностей соответствующих величин имеет вид

$$p(y) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(y-a)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (1)$$

где σ — среднее квадратическое отклонение; a — математическое ожидание.

В моделировании прохождения пучка сквозь поглотитель применялся набор физических взаимодействий (Physics List), описывающий электромагнитные процессы, emstandard_opt3. Были учтены потери энергии на ионизацию, рождение δ -электронов, многократное рассеяние (для некоторых исследований модель исключалась), комптоновское рассеяние, тормозное излучение, фотоэффект, рождение пар, e^+e^- -аннигиляцию. Были также подключены все адронные взаимодействия (упругое рассеяние, образование мезонов, распады частиц, возбуждение ядер и излучение фотонов, деление ядер, захват нейтронов, расщепление ядер). Особый интерес в области адронных взаимодействий представляют взаимодействия, описываемые классом G4InelasticProcess. В пакете Geant4 предусмотрены три модели расчета неупругих взаимодействий. Это алгоритм GHEISHA, который был реализован и в предыдущей версии Geant3 [12]. А также алгоритмы Bertini cascade и Binary cascade. Первый из них был создан для решения задач в области высоких значений энергии. В действительности код GHEISHA состоит из двух частей: для относительно низких значений энергии (0–25 ГэВ) и для высоких (более 25 ГэВ). В классе G4LEProtonInelastics кода Geant4 реализована именно та часть, которая отвечает за низкие значения энергии. Но поскольку модель была ориентирована преимущественно на задачи в области физики высоких значений энергии, в случае данного исследования она оказывается не совсем корректной. В связи с этим была использована модель Binary cascade, которая хорошо работает в области интересующих нас значений энергии. В этой модели есть ряд классов, которые могут быть применены одновременно или быть конкурентными.

2.1. Определение материала и длины поглотителей из меди и сплава вольфрама.

Поглотитель центральной части пучка предполагался во всех расчетах выполненным в виде цилиндра диаметром 80 мм либо из меди плотностью $\rho_m = 8,88 \text{ г/см}^3$, либо из сплава порошков: вольфрама — 97,50 %, никеля — 1,75 % и железа — 0,75 % (ВНЖ) с плотностью $\rho_w = 18,6 \text{ г/см}^3$ (цилиндр в этом случае полагался изготовленным методом порошковой металлургии).

Длина поглотителя L_D для получения протонов необходимой i -й энергии E_i определялась как разность длин пробегов:

$$L_D = R_0 - R_i, \quad (2)$$

где R_0 — длина пробега протонов начальной энергии $E_0 = 1000 \text{ МэВ}$, а R_i — длина пробега протонов, которая соответствует i -й энергии E_i .

Выбирая в качестве поглотителя медь, по формуле (2) можно определить длину медного поглотителя L_{Dm} . Если выбрать поглотитель, изготовленный из сплава порошков ВНЖ, то по этой же формуле можно определить длину ВНЖ-поглотителя L_{Dw} . Следует отметить, что длины пробегов частиц с одинаковой энергией оказываются несколько отличными друг от друга. Это связано с тем, что при замедлении в веществе потери энергии частицей имеют статистический характер. При этом распределение пробегов вблизи среднего значения достаточно хорошо описывается соответствующим распределением Гаусса типа (1). Таким образом, значения L_{Dm} и L_{Dw} представляют собой математические ожидания соответствующих распределений. В расчетах при трассировке протонов в поглотителе фиксировался момент, когда энергия частицы становилась меньше заданной величины E_i . Таким образом, длина поглотителя соответствует потере энергии частицы от 1000 МэВ до фиксированной энергии E_i .

В табл. 1 представлены результаты расчетов для варианта поглотителя, изготовленного из сплава порошков ВНЖ. В ней же для сравнения приведены величины пробегов протонов соответствующих значений энергии, полученные методом расчетов в широко известной программе SRIM [13].

Таблица 1. Сравнение расчетов пробега протонов и длины поглотителя из смеси ВНЖ с плотностью $\rho_w = 18,6 \text{ г/см}^3$, выполненных по SRIM и Geant4

| E_i , МэВ | Пробег R_i , мм | | Длина поглотителя L_{Dw} , мм | |
|-------------|-------------------|--------|---------------------------------|--------|
| | SRIM | Geant4 | SRIM | Geant4 |
| 60 | 2,55 | 2 | 316,56 | 310 |
| 100 | 8,34 | 7,5 | 310,77 | 304,5 |
| 200 | 26,91 | 25,5 | 292,2 | 286,5 |
| 300 | 52,35 | 50,5 | 266,76 | 261,5 |
| 400 | 82,79 | 80,5 | 236,32 | 231,5 |
| 500 | 116,92 | 114 | 202,19 | 198 |
| 600 | 153,89 | 150 | 165,22 | 162 |
| 700 | 193,02 | 188,5 | 126,09 | 123,5 |
| 800 | 233,82 | 228 | 85,29 | 84 |
| 900 | 275,95 | 269 | 43,16 | 43 |
| 1000 | 319,11 | 312 | 0 | 0 |

Из данных табл. 1 следует, что с учетом выражения (2) погрешность в расчете длины поглотителя L_{Dw} по данным SRIM и Geant4 для всего диапазона энергии достигает величины $\Delta L \sim 2\%$, кроме энергий 800 МэВ ($\Delta L = 1,5\%$) и 900 МэВ ($\Delta L = 0,37\%$). Причем длина поглотителя, рассчитанная в SRIM, для всех значений энергии оказывается больше, чем определенная по коду Geant4. Опыт предыдущих расчетов [6] указывает, что такое отличие в $\Delta L \sim 2\%$ может привести к значительным неточностям в определении заданных значений энергии. На основе расчетов по программе Geant3 в этой работе было рассчитано, что для получения энергии 200 МэВ оптимальная длина поглотителя L_{Dm} составляет 48,4 см. Если длину поглотителя уменьшить на 1 см ($\sim 2\%$), то получим энергию протонов, равную 223 МэВ (отличие 11,5%). Если же длину поглотителя увеличить на 1 см, то энергия станет равной 167,5 МэВ (отличие 16,25%). Здесь уместно напомнить, что эти данные относятся к поглотителю из меди. Тем не менее можно полагать, что в дальнейшем при изготовлении поглотителя из ВНЖ потребуются экспериментальное уточнение расчетных данных.

Поглотитель из сплава ВНЖ может представлять собой набор отдельных дисков фиксированной толщины, которые дистанционно устанавливаются или убираются с пучка для получения нужной энергии. При практической реализации поглотителя между такими дисками неизбежны воздушные зазоры, которые не учитывались в расчетах. Возможно, они окажут незначительное влияние на точность расчетов длины поглотителя.

Анализ результатов расчетов показывает, что с учетом современных возможностей при изготовлении деталей методом порошковой металлургии для каждого значения энергии поглотитель необходимой длины из сплава ВНЖ может быть сформирован на основе комбинации из 13 базовых дисков диаметром 80 мм. При этом диски должны иметь следующие толщины: 100, 100, 50, 50, 20, 20, 10, 5, 2, 2, 1, 0,5, 0,3 мм.

В процессе разработки поглотителя выяснилось, что изготовление дисков из сплава ВНЖ с заданной плотностью $\rho_w = 18,6 \text{ г/см}^3$ в принципе возможно, но по довольно сложной и дорогостоящей технологии. Поэтому было решено наряду с поглотителем из сплава ВНЖ рассмотреть вариант, где в качестве материала поглотителя выбрана традиционная медь. Это потребовало новых расчетов для поиска конструкции поглотителя и его коллиматора из меди.

Финальные длины поглотителя, изготовленного из меди с плотностью $\rho_m = 8,88 \text{ г/см}^3$, полученные на основе расчетов по SRIM, Geant3 и Geant4 для разных значений энергии и вычисленные по формуле (2), представлены в табл. 2.

Расчеты показали, что техническая реализация наборного поглотителя из меди с $\rho_m = 8,88 \text{ г/см}^3$ вполне возможна при использовании 11 базовых дисков диаметром 80 мм и со следующими толщинами: 200, 150, 100, 50, 20, 20, 10, 5, 2, 2, 1 мм.

Заметим, что для расчетов по Geant3 длина свободного пробега протонов с энергией 1000 МэВ равнялась 525,9 мм, что на $\sim 1\%$ меньше, чем в расчетах по Geant4. Возможно, что это различие обусловлено разными алгоритмами: модель GHEISHA в Geant3 и модель Binary cascade — в Geant4. Важно и то обстоятельство, что для меди погрешность в расчете длины поглотителя по SRIM и Geant4 составляет для всего диапазона энергии величину $\Delta L \sim 0,7\%$, и немного больше для энергий 800 МэВ ($\Delta L = 0,83\%$) и 900 МэВ ($\Delta L = 0,84\%$). Таким образом, разница уменьшилась по сравнению с аналогичными величинами для сплава ВНЖ, что минимизирует неточности в определении заданных значений энергии. Однако по-прежнему длина поглотителя, рассчитанная по алгоритму SRIM, для всех значений энергии больше, чем определенная по коду Geant4. Эта разность

Таблица 2. Сравнение расчетов пробега протонов и длины поглотителя из меди с плотностью $\rho_m = 8,88 \text{ г/см}^3$, выполненных по SRIM, Geant3 и Geant4

| E_i , МэВ | Пробег R_i , мм | | Длина поглотителя L_{Dm} , мм | | |
|-------------|-------------------|--------|---------------------------------|--------|------------|
| | SRIM | Geant4 | SRIM | Geant4 | Geant3 [6] |
| 60 | 3,95 | 4,2 | 530,48 | 526,9 | — |
| 100 | 13,27 | 13,4 | 521,16 | 517,7 | — |
| 200 | 43,68 | 43,7 | 490,75 | 487,4 | 484 |
| 300 | 85,78 | 85,6 | 448,65 | 445,5 | 442 |
| 400 | 136,43 | 136,0 | 398,00 | 395,1 | 392 |
| 500 | 193,49 | 192,7 | 340,94 | 338,4 | 336 |
| 600 | 255,48 | 254,3 | 278,95 | 276,8 | 275 |
| 700 | 321,32 | 319,6 | 213,11 | 211,5 | 211 |
| 800 | 390,12 | 388 | 144,31 | 143,1 | 143 |
| 900 | 461,32 | 458,6 | 73,11 | 72,5 | 73 |
| 1000 | 534,43 | 531,1 | 0 | 0 | 0 |

монотонно растет от 0,61 мм для энергии 900 МэВ до 3,59 мм для энергии 60 МэВ. Несмотря на такие относительно малые величины, не исключено, что для получения нужного уровня энергии с заданной погрешностью $\leq 3\%$ потребуются дополнительные экспериментальные подтверждения расчетных данных.

2.2. Пучки переменной энергии после поглотителя из меди. В расчетах по программе Geant4 для протонов, прошедших поглотитель, на его выходной плоскости регистрировались координаты, импульс и энергия каждого трека, и эти параметры записывались в отдельный файл для каждого требуемого уровня энергии пучка с целью дальнейшего многократного анализа. В дополнительных файлах записывалась информация о первичных протонах (не испытавших неупругих взаимодействий при торможении в поглотителе) и о вторичных частицах (продуктах неупругих взаимодействий). Следовательно, пучок после поглотителя представляет собой как минимум сумму этих двух распределений типа (1) с соответствующими математическими ожиданиями.

На рис. 2 представлены суммарные энергетические распределения протонов для разных значений энергии на выходе из поглотителя.

Видно, что для каждого уровня энергии после поглотителя, как правило, слева от основного пика виден несимметричный вклад (практически по всей предшествующей шкале энергии) неупругих соударений в суммарное распределение. Для энергии ~ 60 МэВ неупругие соударения представляют собой хвост распределения с математическим ожиданием (энергией) $a_E = 65,2$ МэВ и средним квадратичным отклонением $\sigma_E = 123,51$ МэВ, т. е. вторичные протоны образуют фактически широко размазанный фон для первичного пучка. Для энергий $\sim 100, 200$ и 300 МэВ спектры вторичных протонов можно с хорошей точностью аппроксимировать распределениями типа (1) с математическими ожиданиями $a_E = 58,29$ МэВ, $a_E = 120,72$ МэВ, $a_E = 190,03$ МэВ и средними квадратичными отклонениями $\sigma_E = 36,89$ МэВ, $\sigma_E = 60,04$ МэВ, $\sigma_E = 93,72$ МэВ соответственно. Для других значений энергии требуются другие гипотезы. Таким образом, после поглотителя возрастает энергетическая неоднородность каждого пучка протонов.

Дальнейший анализ результатов расчетов показывает, что исходный пучок в результате прохождения через поглотитель не только теряет свою энергию и энергетическую однородность, но и уменьшает свою интенсивность за счет ядерных взаимодействий.

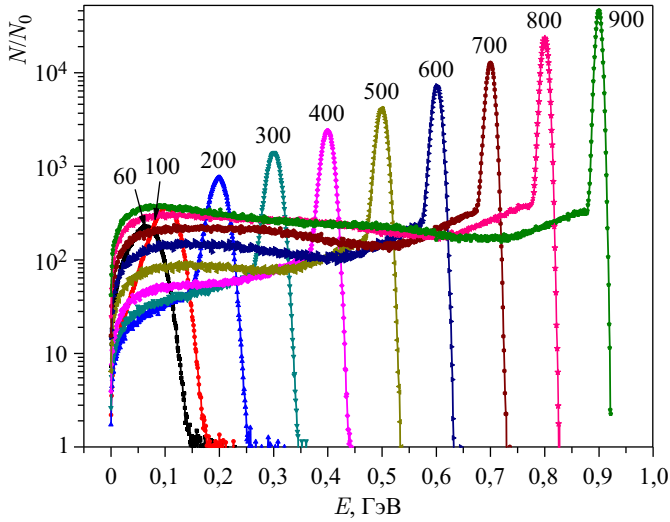


Рис. 2. Распределение пучков разной энергии (значения над пиками в МэВ) после прохождения поглотителя соответствующей длины. $N_0 = 10^6$ — нормировка

Таблица 3. Расчетные параметры пучков после поглотителя на входе в канал транспортировки

| a_E , МэВ | σ_E , МэВ | P , МэВ/с | I/I_0 , % | σ_x , см | σ_z , см |
|-------------|------------------|-------------|-------------|-----------------|-----------------|
| 62,1 | 28,20 | 346,973 | 1,6 | 2,570 | 2,571 |
| 100,09 | 24,63 | 444,795 | 2,3 | 2,578 | 2,594 |
| 197,93 | 15,77 | 640,783 | 3,4 | 2,293 | 2,289 |
| 300,21 | 12,12 | 808,385 | 5,4 | 1,935 | 1,943 |
| 399,12 | 10,24 | 953,030 | 8,4 | 1,599 | 1,599 |
| 499,24 | 8,92 | 1089,078 | 13,5 | 1,305 | 1,306 |
| 601,03 | 7,89 | 1220,275 | 22,0 | 1,059 | 1,061 |
| 699,88 | 7,01 | 1342,819 | 35,6 | 0,875 | 0,874 |
| 800,18 | 6,13 | 1463,501 | 56 | 0,753 | 0,753 |
| 899,85 | 5,13 | 1580,593 | 82,1 | 0,687 | 0,688 |

Примечание. Здесь a_E — математическое ожидание (энергия) пучка; σ_E — его среднее квадратическое отклонение; P — значение импульса, а величина I/I_0 есть эффективность прохождения пучка через поглотитель в зависимости от интенсивности исходного пучка.

Также после поглотителя увеличивается угловая расходимость пучка и существенным образом возрастают его поперечные размеры. В табл. 3 представлены соответствующие результаты расчетов для всего диапазона энергии.

Видно, что компактный по поперечным размерам исходный пучок протонов 1000 МэВ после прохождения поглотителя из меди практически сохраняет свою круглую форму, но поперечный размер пучков растет с увеличением длины поглотителя. Величины требуемых значений энергии определены в расчетах достаточно хорошо. Не исключено, что добавка ~ 1 мм в длину поглотителя для энергии в районе 60 МэВ уменьшила бы рас-

четное значение энергии, но она снизила бы интенсивность пучка, что представляется нежелательным обстоятельством. Отметим, что в дальнейшем намечена экспериментальная проверка расчетных данных.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПУЧКОВ ПЕРЕМЕННОЙ ЭНЕРГИИ В ТРАКТЕ ТРАНСПОРТИРОВКИ РЗ

Одной из целей настоящей работы являются расчеты и оптимизация параметров пучка переменной энергии для испытания радиационной стойкости ЭКБ, а также определение оптимальных режимов работы магнитных элементов используемого тракта для всех требуемых значений энергии.

Поглотитель является источником частиц, полученных с помощью пакета Geant4, с набором параметров, которые являются, для дальнейших целей, входными данными для программ «Мезон» [10] и «Оптимум» [11].

3.1. Методы и алгоритмы расчета канала транспортировки. Оптимизируемый канал транспортировки пучка состоит из двух дублетов линз, отклоняющего магнита и коллиматора в стене между главным и экспериментальным залами. При оптимизации варьировались фокусирующие градиенты магнитных полей в линзах для получения пучка с максимальной интенсивностью и с минимальной шириной импульсного распределения на мишени. Расстояние между линзами в дублетах не варьировалось, поскольку канал РЗ используется и для других целей.

Программа «Мезон» позволяет рассчитывать параметры первичных и вторичных пучков частиц методом Монте-Карло, который состоит в розыгрыше большого числа траекторий частиц, проходящих заданную магнитооптическую систему. Расчеты проводятся в системе координат, связанной с осевой траекторией x, z, s . Ось s направлена по касательной к осевой траектории, ось x расположена в плоскости траектории справа по ходу траектории, а ось z перпендикулярна плоскости xz . Частицы пучка на входе в магнитооптическую систему здесь заданы отдельным файлом, содержащим информацию о количестве треков, для которых производится расчет, и параметры, характеризующие данную частицу — координаты и компоненты вектора импульса, модуль вектора импульса и энергия. Файл генерируется программой Geant4.

Расчет траекторий в свободном промежутке и магнитных линзах реализуется по обычным формулам перехода [14]:

$$M_{x,z} = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где l — длина свободного промежутка;

$$M = \begin{pmatrix} \cos(l \cdot \sqrt{k}) & \frac{1}{k} \sin(l \cdot \sqrt{k}) \\ -\sqrt{k} \sin(l \cdot \sqrt{k}) & \cos(l \cdot \sqrt{k}) \end{pmatrix} \quad (4)$$

— для фокусирующей плоскости квадрупольной линзы;

$$M = \begin{pmatrix} \operatorname{ch}(l \cdot \sqrt{k}) & \frac{1}{\sqrt{k}} \operatorname{sh}(l \cdot \sqrt{k}) \\ \sqrt{k} \operatorname{sh}(l \cdot \sqrt{k}) & \operatorname{ch}(l \cdot \sqrt{k}) \end{pmatrix} \quad (5)$$

— для дефокусирующей плоскости квадрупольной линзы.

В формулах (4), (5) l — уже эффективная длина линзы; $k = G/(3335,6P)$ — ее жесткость; P — импульс частицы; G — градиент магнитного поля линзы.

Для расчета траекторий частиц в прямоугольном магните здесь используется численное интегрирование внутри магнита. Программа «Мезон» позволяет получить такие характеристики пучка, как абсолютная интенсивность, потери частиц на отдельных элементах тракта, пространственное распределение плотности пучка, временная его структура, импульсный спектр и состав пучка. Моделирование позволяет учесть геометрию мишени. В программе отсутствуют ограничения на импульсный диапазон частиц. Если отклонение траектории частицы от оси тракта превышает наперед заданную амплитуду, то такая частица считается выбывшей из потока. По результатам расчета траекторий можно определить, вообще говоря, любые параметры пучка. В частности, для получения статистически значимого на уровне $\sim 5\%$ числа частиц в конце тракта необходимо иметь $\sim 5 \cdot 10^5 - 10^6$ частиц на выходе из поглотителя.

Наряду с относительно простой задачей траекторных расчетов в заданной структуре тракта возникает проблема оптимизации его параметров. Она, например, сводится к выбору расположения магнитных элементов тракта, величин их магнитных полей с целью оптимизации важных параметров пучка — интенсивности, импульсного разрешения и т. п. При этом проблема оптимизации объединяет в себе две части: 1) расчет интересующих параметров пучка; 2) алгоритм поиска оптимума. Обе эти задачи эффективно могут быть решены методом Монте-Карло. Опираясь на алгоритм программы «Мезон», можно рассчитать любые параметры пучка и, следовательно, построить функцию этих параметров, так называемую функцию качества. Таким образом, задача оптимума в математическом плане сводится к поиску глобального максимума функции многих переменных. В работе [15] предложен алгоритм глобального поиска, являющийся комбинацией методов Монте-Карло и статистического градиента. Согласно алгоритму, после выяснения при помощи метода Монте-Карло возможных мест локализации экстремумов, методом статистического градиента отыскивается глобальный экстремум. В программе «Оптимум» этот алгоритм расчета реализован по следующей схеме. Сначала в N -мерном пространстве задаются исходные значения искоемых величин x_i^0 ($i = 1, 2, \dots, n$), которые образуют начальное решение $\mathbf{X}^0 = (x_1^0, x_2^0, \dots, x_n^0)$. Затем определяется последовательность случайных векторов

$$\mathbf{X}^k = (x_1^k, x_2^k, \dots, x_n^k), \quad k = 1, 2, \dots, N, \quad (6)$$

компоненты которых имеют нормальный закон распределения типа (1) с математическим ожиданием x_i^0 и среднеквадратическим отклонением σ_i . Для каждого \mathbf{X}^k вычисляется значение функции качества $\Phi^k = \Phi(\mathbf{X}^k)$, находится максимальное значение Φ^m , полученное при случайном поиске, и соответствующий ему вектор \mathbf{X}^m . Затем вычисляются компоненты градиента функции $\Phi(\mathbf{X})$ относительно вектора \mathbf{X}^0 :

$$y_i = \frac{g_i}{\sqrt{\sum_{i=1}^n g_i^2}}, \quad (7)$$

где

$$g_i = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{\Delta \Phi^k \cdot \Delta x_i^k}{\sigma_i^2}, \quad (8)$$

а

$$\Delta\Phi^k = \Phi^k - \Phi^0, \quad \Delta x_i^k = x_i^k - x_i^0.$$

На основании серии вычислений (6)–(8) производится уточнение решения, полученного случайным образом, по формуле

$$x_i^r = x_i^m + \varepsilon \cdot y_i, \quad (9)$$

где ε — шаг градиента, который задается заранее.

Затем вычисляется функция качества $\Phi^r = \Phi(\mathbf{X}^r)$, которая сравнивается с Φ^m . Если $\Phi^m < \Phi^r$, то снова выполняется операция (9), при этом вместо \mathbf{X}^m и Φ^m используются улучшенные значения \mathbf{X}^r и Φ^r . Если же $\Phi^m \geq \Phi^r$, то Φ^m , \mathbf{X}^m принимаются за исходные значения Φ^0 , \mathbf{X}^0 и выполняется новый цикл вычислений (6)–(9). В процессе уточнения решения предусмотрено уменьшение области выбора случайных векторов, σ_i и масштабного множителя ε . Процедура выполняется до тех пор, пока изменение Φ или всех параметров x_i не будет меньше наперед заданной величины. Одним из преимуществ данного метода является то, что он легко реализуется при наличии ограничений на область изменения параметров в виде

$$\varphi_j(\mathbf{X}) \geq 0, \quad j = 1, \dots, m. \quad (10)$$

Алгоритм поиска глобального максимума остается при этом без изменений, а функция качества Φ при нарушении условия связи (10) принимается равной нулю.

3.2. Влияние коллиматора после деградера на параметры пучка. Для улучшения параметров пучка в расчетах было заложено, что после поглотителя расположен новый коллиматор, изготовленный из меди с плотностью $\rho_m = 8,88 \text{ г/см}^3$. Ясно, что коллиматор сделает пучок более компактным. В соответствии с имеющимися практическими возможностями по размещению он был выбран длиной 132 мм. В расчетах предполагалось, что радиус отверстия коллиматора может варьироваться от $R = 1 \text{ см}$ до $R = 5 \text{ см}$. Либо коллиматора вообще может не быть. Результаты вычислений представлены на рис. 3.

Анализ результатов расчетов показывает, что коллиматор сильно влияет на величину потерь для всех значений энергии в рассмотренном диапазоне изменения радиуса его отверстия. Для значений энергии пучка протонов в диапазоне 60–400 МэВ уменьшение потерь частиц в коллиматоре при увеличении R имеет почти линейный характер. Для более высоких значений энергии 500–900 МэВ при $1 \leq R \leq 3 \text{ см}$ зависимость потерь от радиуса квадратичная, далее — линейная. Если новый коллиматор совсем убрать, то оптимизационные расчеты тракта без него демонстрируют несущественное увеличение числа частиц, достигших мишени. Таким образом, можно было бы предположить, что новый коллиматор практически не нужен. Но эти же расчеты показывают, что отсутствие коллиматора приводит к значительному росту радиационной нагрузки на первый дублет тракта, что является крайне нежелательным обстоятельством. Поэтому представляется, что разумным компромиссом, удовлетворяющим всем требованиям, вполне может соответствовать коллиматор с радиусом отверстия в районе $R = 3,5 \text{ см}$. Здесь потери для диапазона энергии $\sim 60\text{--}400 \text{ МэВ}$ составляют $\sim 57\text{--}45 \%$, а для диапазона энергии $\sim 500\text{--}900 \text{ МэВ}$ — $\sim 40\text{--}20 \%$ от общего числа частиц, прошедших деградер.

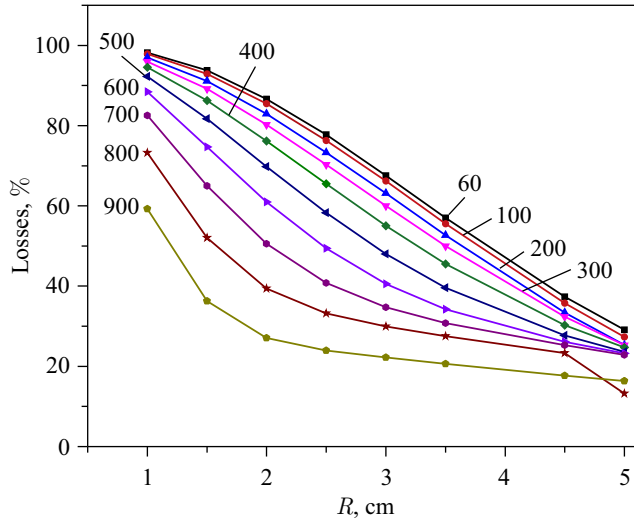


Рис. 3. Эффективность прохождения пучков переменной энергии 60–900 МэВ через новый коллиматор в зависимости от радиуса его отверстия. (В процентах от числа частиц, прошедших поглотитель)

3.3. Оптимальное чередование полярностей линз и потери при прохождении канала транспортировки РЗ. Общепринято, что в каналах с магнитом, отклоняющим пучок в горизонтальной плоскости, выбирают полярность первого дублета ГД–ГФ (горизонтальная дефокусировка – горизонтальная фокусировка) для получения малого размера пучка после магнита в плоскости его отклонения. Такое представление и было заложено в первоначальные расчеты с оптимизацией параметров. Однако дальнейшие оптимизационные расчеты параметров исследуемого канала выявили, что чередование полярностей ГФ–ГД для двух дублетов линз 20K50 дает для конкретной геометрии рассмотренного нами канала более высокую интенсивность в конце тракта, чем обратная. Так, например, оптимизированный квартет линз в полярностях ГФ–ГД, ГФ–ГД дает для энергии пучка 500 МэВ выигрыш в $\sim 20\%$ по интенсивности пучка на мишени по сравнению с оптимальным квартетом этих же линз в полярностях ГД–ГФ, ГД–ГФ. Еще более впечатляющий выигрыш показывают аналогичные расчеты для более низких значений энергии пучка протонов. Так, для энергии ~ 60 МэВ мишени достигает больше частиц уже на $\sim 66\%$. Помимо этого был рассмотрен также другой вариант включения второго дублета, отличный от ГФ–ГД. В результате было выявлено, что он не дает в конечном счете выигрыша по интенсивности пучка на мишени, расположенной в конце тракта.

На рис. 4 представлено типичное расчетное изменение количества протонов в пучках 60–900 МэВ при прохождении канала транспортировки. Результаты оптимизации свидетельствуют, что для всех энергий происходит значительное уменьшение числа протонов в главном зале ускорителя, т.е. на первоначальном участке тракта. Это связано с тем, что после поглотителя и коллиматора эмиттанс пучка существенно превосходит аксептанс канала. Аналогичная ситуация наблюдается при прохождении пучком протонов как отклоняющего магнита СП-40, так и отверстия в стене между главным и экспериментальными залами, которое является естественным коллиматором 3 с диаметром отверстия 110 мм.

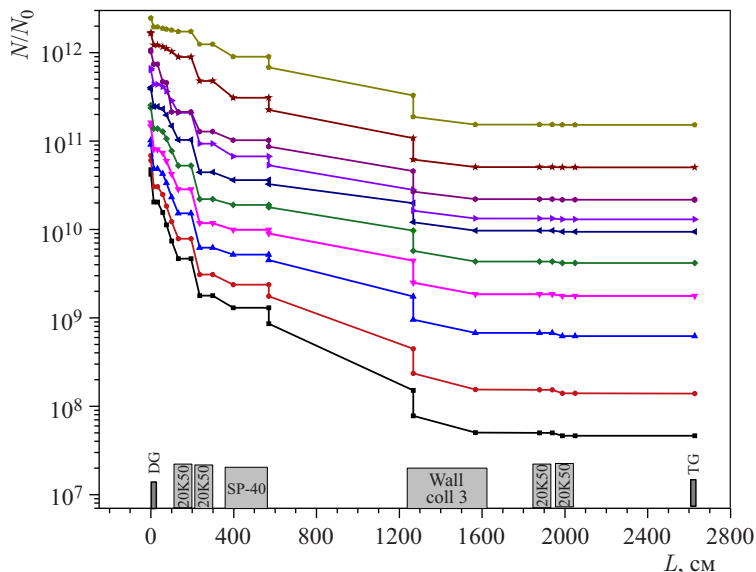


Рис. 4. Динамика потерь протонов разной энергии (снизу вверх 60, 100, 200–900 МэВ) вдоль тракта транспортировки длиной $L \sim 26$ м. Внизу схематично изображен тракт P3: DG — деградер; 20K50 — квадрупольная линза; SP-40 — поворотный магнит; wall coll 3 — стена с коллиматором 3 между главным и экспериментальным залом ускорителя; TG — мишень

Результаты расчетов также демонстрируют, что при транспортировке пучка в экспериментальном зале потери интенсивности пучков протонов незначительны.

3.4. Оптимизация размера пучка для разных значений энергии. Оптимальные градиенты магнитных полей в линзах для всех значений энергии, реализующие их максимально возможную интенсивность с минимальной шириной импульсного распределения на мишени диаметром $d = 5$ см, представлены на рис. 5.

Отметим, что линза 1.1 находится на предельном значении ее градиента магнитного поля, начиная от энергии 500 МэВ и выше. Следовательно, ее фокусирующие возможности для этих значений энергии существенно ограничены. Предельное значение градиента поля этой линзы было выбрано из практических соображений равным 625 Гс/см, что несколько ниже номинального. Остальные линзы обнаруживают монотонный рост градиентов магнитных полей с увеличением энергии пучков и не достигают своих предельных значений градиентов.

Оптимальные параметры пучков разной энергии при одном и том же диаметре мишени $d = 5$ см представлены в табл. 4.

Результаты табл. 4 свидетельствуют, что при диаметре мишени $d = 5$ см для всех значений энергии не удастся удовлетворить требование о 10%-й однородности пучков в размере ≥ 25 мм одновременно для двух размеров пучка X и Z . Здесь X соответствует координате x , а z — координате Z , т.е. пучки получаются в этом сечении в виде либо вертикального эллипса, либо горизонтального эллипса за исключением, может быть, пучков для энергий 400 и 500 МэВ. Таким образом, требуются дополнительные исследования для получения необходимых поперечных размеров пучков для всего набора энергий.

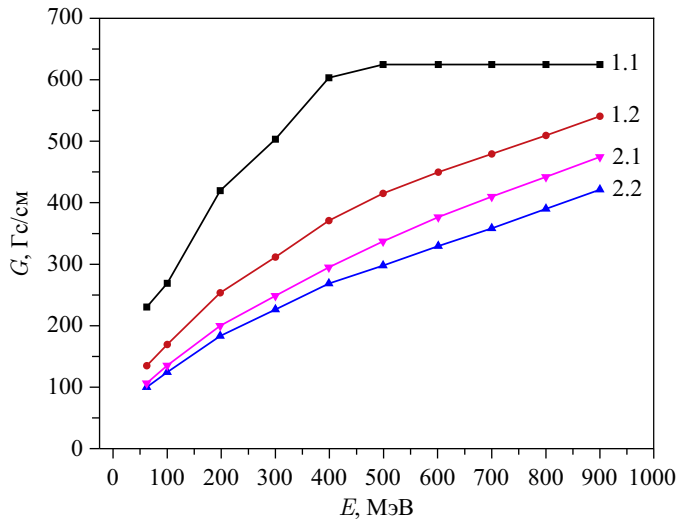


Рис. 5. Оптимальные градиенты первого (1.1-ГФ, 1.2-ГД) и второго (2.1-ГФ, 2.2-ГД) дублетов линз при диаметре мишени $d = 5$ см для всех значений энергий

Таблица 4. Расчетные параметры пучков разной энергии в конце тракта при одном и том же диаметре мишени $d = 5$ см

| E_i , МэВ (теор.) | E_i , МэВ (расчет) | I , c^{-1} | $\Delta P/P$, % | σ_x , см | σ_z , см | Поперечные размеры пучка, мм (однородность 10%) | |
|------------------------|-------------------------|-----------------------|------------------|-----------------|-----------------|---|------|
| | | | | | | X | Z |
| 60 | 62,1 | $1,533 \cdot 10^7$ | 14,93 | 2,996 | 1,407 | 25,9 | 14,5 |
| 100 | 100,09 | $4,600 \cdot 10^7$ | 12,27 | 3,627 | 1,368 | 35,2 | 14,7 |
| 200 | 197,93 | $2,063 \cdot 10^8$ | 7,93 | 2,462 | 1,374 | 25,3 | 17,2 |
| 300 | 300,21 | $5,866 \cdot 10^8$ | 4,70 | 2,481 | 1,442 | 24,0 | 19,0 |
| 400 | 399,12 | $1,393 \cdot 10^9$ | 3,29 | 2,265 | 1,442 | 24,4 | 21,0 |
| 500 | 499,24 | $3,127 \cdot 10^9$ | 2,49 | 2,270 | 1,376 | 23,3 | 21,5 |
| 600 | 601,03 | $4,333 \cdot 10^9$ | 1,96 | 1,265 | 1,406 | 13,6 | 16,3 |
| 700 | 699,88 | $7,233 \cdot 10^9$ | 1,51 | 0,856 | 1,511 | 12,0 | 27,0 |
| 800 | 800,18 | $1,675 \cdot 10^{10}$ | 1,27 | 0,690 | 1,547 | 11,3 | 27,0 |
| 900 | 899,85 | $5,100 \cdot 10^{10}$ | 0,985 | 0,570 | 1,485 | 11,7 | 19,7 |

Примечание. Здесь ΔP есть ширина импульсного распределения пучка на его полувысоте (FWHM).

Дальнейшие многократные расчеты показали, что первый дублет квадрупольных линз при поиске оптимальных параметров для всего тракта с разными диаметрами мишени практически сохраняет значения градиентов своих магнитных полей. Поэтому они были зафиксированы для уменьшения времени вычислений и исключены из оптимизации в дальнейших расчетах. Таким образом, пучок той или иной формы для каждого значения требуемой энергии окончательно формировался за счет параметров второго дублета линз, расположенного в экспериментальном зале. Для этой цели были выполнены оптимизаци-

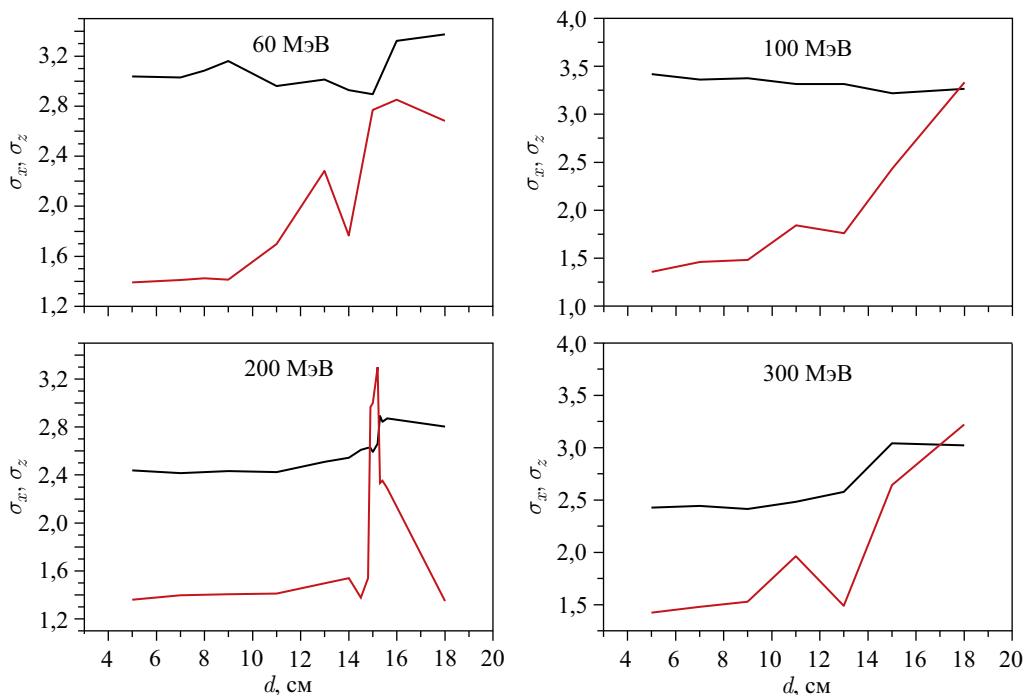


Рис. 6. Средние квадратичные отклонения σ_x (верхние кривые) и σ_z (нижние кривые) для пучков протонов с энергией $\sim 60, 100, 200, 300$ МэВ в зависимости от диаметра мишени d

онные расчеты при различных возможных диаметрах мишени от $d = 5$ см до $d = 18$ см при условии сохранения числа частиц, достигших мишени. Информацию о форме пучка дают стандартные отклонения σ_x и σ_z , вычисленные указанным способом для каждого требуемого значения энергии. Анализ всей совокупности результатов показывает, что для малых значений энергии $\sim 60, 100, 200, 300$ МэВ стандартное отклонение σ_x с ростом d почти не меняется, совершая слабые колебания относительно некоторого среднего значения. Среднее квадратичное отклонение σ_z с ростом d тоже растет, совершая резкие колебания вблизи значений $\approx \sigma_x$. При этом по мере увеличения размера конечной мишени пучок протонов в поперечном сечении от сплюснутого эллипса переходит в узкой области изменения d в почти круглый, что и требуется, вообще говоря, для наших целей.

Представление о масштабе изменения оптимизированных значений стандартных отклонений в зависимости от диаметра мишени для энергии $\sim 60, 100, 200, 300$ МэВ можно получить исходя из данных, приведенных на рис. 6.

Видно, что для всех приведенных значений энергии стандартные отклонения σ_x являются слабо меняющейся функцией d , в то время как σ_z с увеличением d имеет мало предсказуемое поведение.

Для более высоких значений энергии протонных пучков дадим описание характера изменения соответствующих стандартных отклонений σ_x и σ_z в зависимости от диаметра мишени без графической иллюстрации.

Энергия 500 МэВ характеризуется монотонным ростом кривой σ_x , в то время как функция σ_z дважды пересекает $\sigma_x(d)$ при $d \approx 13$ см и $d \approx 15,5$ см. Следовательно,

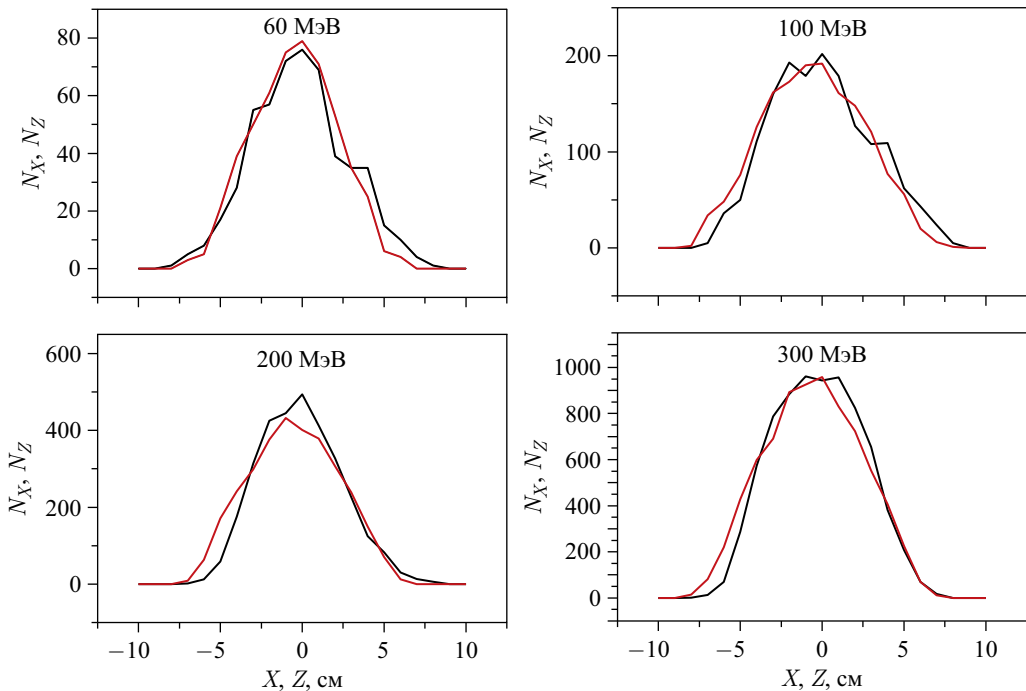


Рис. 7. Расчетные распределения по поперечным координатам x и y пучка протонов с энергией $\sim 60, 100, 200, 300$ МэВ. Оптимальный диаметр мишени d для каждой энергии приведен в табл. 5

энергии 500 МэВ соответствует два набора оптимальных параметров, при которых пучок почти круглый.

Энергии 600, 700, 800, 900 МэВ характеризуются тем, что функции σ_x и σ_z монотонно растут с увеличением d , однако всюду при малых d $\sigma_z > \sigma_x$, т. е. пучок имеет форму вертикального эллипса. Затем кривые σ_x и σ_z пересекаются (круглая форма пучка), каждая при своем значении d для конкретной энергии, а затем для всех значений энергии при росте d $\sigma_z < \sigma_x$ (горизонтальный эллипс).

Представление о форме и качестве получаемого пучка на мишени для малых значений энергии дает рис. 7.

Оптимальные значения градиентов магнитных полей в квадрупольных линзах экспериментального зала для всех значений энергии, реализующие их максимально возможную интенсивность с минимальной шириной импульсного распределения на мишенях оптимального диаметра, представлены на рис. 8.

Приведенные данные свидетельствуют, что, для того, чтобы пучок имел на мишени в поперечном сечении с 10%-м диаметром однородности > 25 мм примерно круглую форму, необходимо существенно изменить оптимальные параметры дублета линз в экспериментальном зале. При этом обнаружено прерывание монотонного роста, характерного для $d = 5$ см, оптимальных параметров дублета по сравнению с новыми кривыми 2.1opt, 2.2opt при энергии пучка 300 МэВ.

Результаты вычислений представлены в сводной табл. 5.

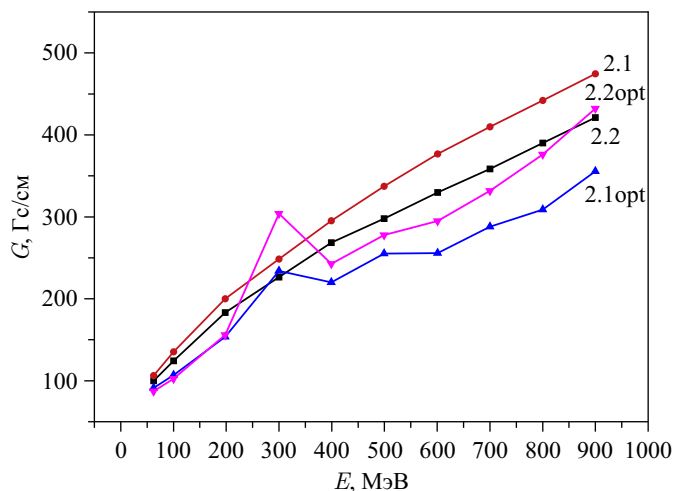


Рис. 8. Оптимальные градиенты второго дублета линз при постоянном диаметре мишени $d = 5$ см для всех значений энергии (2.1-ГФ, 2.2-ГД) и для оптимальных диаметров d (2.1opt, 2.2opt), задающих в поперечном сечении круглый пучок

Таблица 5. Расчетные параметры пучков разной энергии в конце тракта при оптимальных диаметрах мишени

| d , см | E_i , МэВ (расчет) | σ_x , см | σ_z , см | Поперечные размеры, мм (однородность 10%) | |
|----------|-------------------------|-----------------|-----------------|---|------|
| | | | | X | Z |
| 15 | 62,1 | 2,884 | 2,844 | 27,8 | 27,0 |
| 18 | 100,09 | 3,398 | 3,535 | 31,5 | 33,9 |
| 15 | 197,93 | 2,623 | 3,145 | 28,1 | 28,1 |
| 18 | 300,21 | 3,185 | 3,410 | 30,8 | 30,5 |
| 15 | 399,12 | 3,014 | 2,444 | 35,7 | 34,0 |
| 13 | 499,24 | 2,464 | 2,638 | 27,3 | 32,9 |
| 15 | 601,03 | 2,820 | 2,706 | 30,5 | 34,9 |
| 13 | 699,88 | 2,494 | 2,433 | 31,2 | 34,0 |
| 9 | 800,18 | 1,453 | 1,81 | 27,1 | 29,8 |
| 11 | 899,85 | 2,713 | 1,778 | 34,9 | 30,8 |

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обеспечение требуемой стойкости авиационной и космической радиоэлектронной аппаратуры является одной из важнейших задач создания изделий с длительным сроком активного функционирования. На СЦ-1000 ПИЯФ НИЦ КИ совместно с НИИ космического приборостроения завершается создание универсального центра по испытанию ЭКБ для нужд авиации и космоса. Как известно, одним из базовых инструментов таких испытаний являются пучки протонов переменной энергии. Причем для массовых радиационных испытаний ЭКБ необходимо иметь быстро настраиваемые пучки с широким

диапазоном энергии $\sim 60, 100, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900, 1000$ МэВ и с целым набором наперед заданных свойств.

Для успешного выполнения этой программы потребовались тщательные и трудоемкие расчеты для каждого требуемого значения энергии пучка, чему и посвящена настоящая работа. С помощью программного комплекса Geant4 [9] методом Монте-Карло было проведено моделирование прохождения протонов с энергией 1000 МэВ с заданными свойствами, отражающими параметры экспериментального пучка, через поглотители из меди и вольфрама. В результате были определены длины этих поглотителей, обеспечивающие получение требуемых энергий $\sim 60, 100, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900, 1000$ МэВ. Выбран поглотитель, изготовленный из меди, вычислены параметры каждого пучка из необходимого набора значений энергии, прошедшего этот поглотитель. Полученные данные были использованы в качестве входных для программ «Мезон» [10] и «Оптимум» [11], которые позволили проследить траекторию каждого протона в канале транспортировки, выбрать оптимальный размер коллиматора поглотителя, провести оптимизацию параметров пучка в канале и определить оптимальные режимы всех магнитных элементов тракта. При этом были получены основные теоретические параметры для каждого пучка, такие как интенсивность, энергетическая неоднородность, размеры пучка, однородность его пространственного распределения. Расчетным путем показана возможность создания пучков протонов в диапазоне энергии 1000–60 МэВ с плотностью интенсивности в месте облучения от $1 \cdot 10^9$ до $6 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ с 10 %-й зоной однородности интенсивности диаметром не менее 25 мм. Рассчитан и создан поглотитель из меди с дистанционным изменением его длины и с полностью автоматизированной системой управления. Это позволяет для каждого эксперимента легко и безопасно устанавливать необходимую величину энергии пучка, а также существенно снизить дозную нагрузку на обслуживающий персонал и непроизводительный расход ускорительного времени. Сам поглотитель удалось расположить максимально близко к фокусирующим линзам канала РЗ, что позволило увеличить интенсивность пучков при низких значениях энергии. Реализовано полное компьютерное управление магнитными элементами тракта. В конечном счете расчетные и уже проделанные практические работы позволяют максимальным образом автоматизировать процесс облучения ЭКБ в протонных пучках различной энергии. Предполагается, что в дальнейшем расчетные параметры будут уточнены с помощью соответствующих необходимых экспериментов.

В заключение следует отметить, что на СЦ-1000 ПИЯФ НИЦ КИ теперь созданы условия для проведения радиационных испытаний ЭКБ не только на протонном пучке 1000 МэВ, но и на протонных пучках переменной энергии 60–1000 МэВ. Кроме того, на СЦ уже функционирует комплекс для испытаний ЭКБ на нейтронном пучке атмосфероподобного спектра [16]. Хорошо известно, что на высотах 7–15 км нейтронная компонента становится значимой в смысле воздействия на ЭКБ, а такие высоты широко используются современной военной, транспортной и гражданской авиацией. Напомним, что комплекс предназначен для проведения радиационных испытаний в нейтронном пучке атмосфероподобного спектра при различных температурах окружающей среды и позволяет облучать как отдельные элементы, так и платы и собранные изделия. Таким образом, синхроциклотрон ПИЯФ НИЦ КИ является единственным ускорителем в России, на котором сосредоточены два комплекса, где возможно проведение широких радиационных испытаний ЭКБ как на протонных пучках в диапазоне энергии 60–1000 МэВ, так и на нейтронном пучке атмосфероподобного спектра с энергией 1–1000 МэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абросимов Н. К. и др. Современное состояние синхроциклотрона на энергию протонов 1 ГэВ в Гатчине // Тр. VII Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 14–16 окт. 1980 г. М., 1981. Т. 2. С. 75–79.
2. Джелепов В. П., Комаров В. И., Савченко О. В. Вывод протонного пучка синхротрона с энергией 100–200 МэВ для медико-биологических исследований // Мед. радиол. 1969. Т. 4. С. 54–58.
3. Cascio E. W. et al. The Proton Irradiation Program at the Northeast Proton Therapy Center // Rad. Effects Data Workshop, July 21–25, 2003. IEEE. P. 141–144.
4. Воробьев А. А. и др. Исследование упругого pp -рассеяния в области кулоновской интерференции в диапазоне энергий 500–1000 МэВ. Препринт ФТИ-430. Л., 1972. 34 с.
5. Kotov A. A. et al. Energy Dependence of Proton Induced Fission Cross Sections for Heavy Nuclei in the Energy Range 200–1000 MeV // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 034605.
6. Абросимов Н. К. и др. Пучок протонов переменной энергии синхроциклотрона ПИЯФ — новые возможности для изучения радиационных эффектов // ВАНТ. 2003. Вып. 4. С. 43–45.
7. Abrossimov N. K. et al. 1000 MeV Proton Beam Therapy Facility at Petersburg Nuclear Physics Institute Synchrocyclotron // J. Phys. Conf. 2006. Ser. 41. P. 424–432.
8. Абросимов Н. К. и др. Исследование возможности создания на синхроциклотроне ПИЯФ протонного пучка с энергией 140–230 МэВ для лечения онкологических заболеваний. Препринт ПИЯФ 2805. Гатчина, 2009. 43 с.
9. <http://geant4.cern.ch/>
10. Абросимов Н. К., Волченков В. А., Рябов Г. А. Моделирование мезонных пучков методом Монте-Карло // Тр. IV Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц. М., 1975. Т. 1. С. 258–261.
11. Абросимов Н. К., Волченков В. А., Рябов Г. А. Оптимизация траекторий пучков методом Монте-Карло // Тр. VI Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц. М., 1979. Т. 2. С. 175–177.
12. <http://root.cern.ch/installing-geant3>
13. <http://srim.org>
14. Вольник Г. Оптика заряженных частиц. СПб.: Энергоатомиздат, 1992. 279 с.
15. Кузьменков Д. М., Чернецкий В. И. Метод поиска глобальных экстремумов в задачах линейного и нелинейного программирования при произвольных ограничениях // Алгоритмы и программы случайного поиска. Рига: Зинатне, 1969. С. 145.
16. Sherbakov O. A. et al. ISNP/GNEIS Facility in Gatchina for Neutron Testing with Atmospheric-Like Spectrum // Program of the Intern. Conf. "RADEC-2015", Moscow, Sept. 14–18, 2015. P. 40.

Получено 23 марта 2016 г.