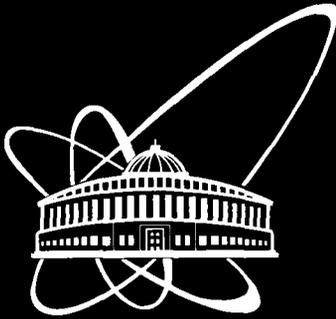




XJ0300069



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P9-2002-240

Б. Н. Гикал, Е. В. Горбачев, Н. Ю. Казаринов,
В. И. Казача, Г. С. Казача, Н. И. Лебедев,
А. А. Макаров, В. А. Мельников, С. В. Рабцун,
С. В. Степанцов, А. А. Фатеев

АНАЛИЗ МЕТОДОВ ПОЛУЧЕНИЯ
ОДНОРОДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ
НА МИШЕНИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЕЕ
ПУЧКОМ ИОНОВ КРИПТОНА,
ВЫВЕДЕННЫМ ИЗ ИМПЛАНТАТОРА ИЦ-100

2002

Введение

В настоящее время в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ ведутся работы по реконструкции циклотрона ИЦ-100, в котором должны ускоряться ионы криптона. Выведенные из циклотрона ионы планируется использовать для обработки поверхности плёнки. Одним из основных требований к системе развёртки пучка в данном режиме облучения является получение однородной плотности распределения пучка ионов на мишени, находящейся на расстоянии $\sim 11,6$ м от точки вывода.

В работе [1] было проведено численное моделирование системы вывода пучка из циклотрона ИЦ-100 и определены параметры пучка в точке вывода:

- энергия ионов криптона	1.2 МэВ/нуклон;
- заряд ионов	$Z = +15$,
- массовое число ионов	$A = 84$.
- ток пучка	5 мкА;
- горизонтальный эмиттанс пучка	25 π мм мрад;
- вертикальный эмиттанс пучка	25 π мм мрад;
- начальный среднеквадратичный размер пучка по оси X	$\sigma_x \approx 0.4$ см;
- начальный среднеквадратичный размер пучка по оси Y	$\sigma_y \approx 0.4$ см;

Условия облучения мишени следующие:

- ширина окна мишени	$a = 60$ см;
- высота окна мишени	$b = 30$ см;
- расстояние от отклоняющих устройств до мишени	$L \sim 800$ см;
-а) мишень может быть неподвижной;	
-б) мишень может двигаться со скоростью	$V = 20 \div 100$ см/с;
- неоднородность плотности частиц по всей площади мишени не должна превышать уровня	$\pm 5\%$;
- допустимые потери пучка	от 10% (очень хорошо) до 50% (предельно допустимые)

Кроме того, в циклотроне в результате возможных электрических пробоев дуантов выведенный пучок ионов может прерываться на время до 0.3 секунды. Это максимальное ожидаемое время срабатывания системы защиты при возникновении пробоев дуантов. При этом требуется, чтобы система развёртки выведенного пучка обеспечила за время пробоя провал в распределении плотности пучка на мишени не более 50%. Это существенно усложняет систему развёртки пучка.

Существуют различные способы получения однородного распределения частиц на мишени [2–4]. Данная работа посвящена сравнительному анализу нескольких методов однородного облучения мишени, которые могут быть применены на циклотроне ИЦ-100 для конкретных вышеприведенных параметров пучков ионов криптона. На основе сравнения преимуществ и недостатков

проанализированных методов обосновывается выбор одного из способов, который будет применён на ИЦ-100.

1. Электростатический сканер

Рассмотрим схему с электростатическим сканированием пучка на мишени по вертикали. На рисунке 1 показано расположение элементов канала вывода ионов криптона для этого случая.

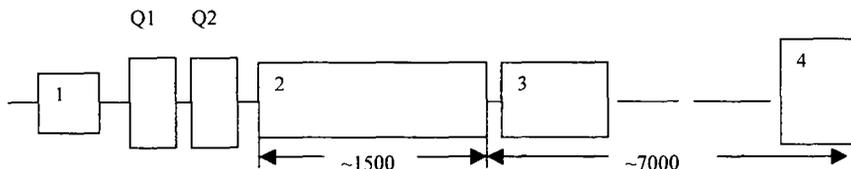


Рис. 1. 1 - магнит вывода, Q1 и Q2 – квадруполь, 2 - электростатический или магнитный сканеры, 3 - диагностическая камера, 4 - камера облучения образцов

Оценим амплитуду напряжённости электрического поля E_a и амплитуду величины напряжения U_a на отклоняющих пластинах сканера, исходя из параметров выведенного пучка ионов криптона и геометрии канала. Максимальный угол, на который должны отклоняться ионы в вертикальной плоскости, может быть оценен как $\alpha_1 = b/2L \approx 0.019$. Относительная продольная скорость ионов криптона $\beta \approx 0.0516$. Тогда величину E_a можно оценить как

$$E_a = \frac{\alpha_1 \cdot \beta^2 \cdot A \cdot E_o}{Z \cdot e \cdot l_1} \quad (1)$$

Подставляя в (1) величины всех определённых выше параметров (e – заряд электрона), а также значения $E_o = 938.2$ МэВ и длину сканера $l_1 = 50$ см, получаем величину $E_a \approx 5$ кВ/см. Расчёты трассировки пучка в канале циклотрона ИЦ-100 показали, что полный вертикальный размер пучка в месте расположения сканера составляет величину ~ 6 см. Тогда при расстоянии между пластинами сканера $d \sim 7$ см амплитуда разности потенциалов между пластинами U_a получается порядка ± 35 кВ. Частота вертикальной системы сканирования f_y может быть задана в диапазоне $0.2 - 1$ кГц.

Горизонтальный размер пучка в месте расположения сканера в ~ 2 раза меньше вертикального, но требуемый максимальный угол отклонения пучка по горизонтали в 2 раза больше, чем по вертикали. Поэтому напряжение на пластинах, необходимое для отклонения пучка по горизонтали, также составляет величину ~ 35 кВ.

Создание генератора высоковольтного пилообразного напряжения с амплитудой ± 35 кВ и частотой до 1 кГц представляется сложной инженерной

задачей. Наиболее сложными и дорогостоящими узлами в этом генераторе будут высоковольтный трансформатор и вакуумный ввод напряжения на пластины. Так как вакуум в канале транспортировки ионов довольно низкий ($\sim 10^{-5}$ мм рт. ст.), а величина напряжения U_a велика, то возможно развитие коронных разрядов на вводах. Это делает работу электростатического сканера в наших условиях ненадёжной.

2. Магнитный сканер

Система сканирования ионного пучка по горизонтали основывается на магнитном принципе отклонения пучка с частотой $f_x = 300 - 500$ Гц. Магнитный сканер работает при меньших по сравнению с электрическим частотах из-за требуемой большей реактивной мощности. Схема расположения элементов канала также показана на рис. 1. Такая система сканирования на расстоянии ~ 800 см до мишени должна отклонять ионный пучок в горизонтальном направлении на величину ± 30 см. Тогда максимальный угол отклонения пучка по горизонтали составляет величину $\alpha_2 = \frac{a}{2L} \approx 0.038$, а величина амплитуды магнитной индукции B может быть оценена как

$$B = \frac{\alpha_2 \cdot A \cdot m_p \cdot \beta \cdot c^2}{Z \cdot e \cdot l_2} \quad (2)$$

Здесь m_p -- масса нуклона, c -- скорость света. $l_2 = 100$ см. Подставляя в (2) значения всех параметров, получаем величину $B \approx \pm 350$ Гс. Создание магнитного поля такой величины не является сложной технической задачей.

3. Моделирование облучения мишени пучком ионов криптона с помощью системы нелинейных статических магнитных полей

В ряде работ [3-5] был рассмотрен механизм равномерного облучения мишени пучком заряженных частиц с помощью статических элементов нелинейной магнитной оптики – секступолей, октуполей и т.д. При этом было показано, что начальное гауссово распределение плотности частиц пучка по радиусу в такой системе преобразуется в высокооднородное распределение частиц на мишени. Возможность отказаться от довольно сложной системы динамической развёртки пучков, позволяющих обеспечить равномерное облучение мишени, заставляет исследовать более простые механизмы такого облучения с помощью нелинейных магнитов.

Равномерное облучение мишени осуществляется с помощью воблера и октуполя. Октуполь был выбран потому, что он имеет уже достаточно резкую зависимость индукции магнитного поля от радиуса ($B \sim r^3$), но ещё достаточно технологичен в изготовлении.

Расположение элементов канала транспортировки ионов криптона в этом случае показано на рис. 2.

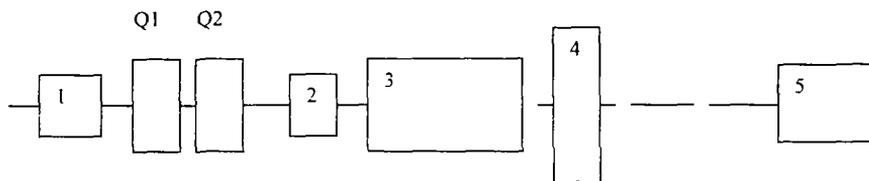


Рис. 2. Возможная схема канала транспортировки ионов криптона: здесь 1 – магнит вывода, Q1 и Q2 – дублет квадруполей, 2 – воблер, 3 – блок диагностики, 4 – октуполь, 5 – камера облучения образцов

Результаты расчётов

Расчёты проводились с помощью программы ZGUBI [6]. Программа вычисляет траектории движения частиц в заданных статических магнитных полях методом Рунге-Кутты. В расчётах было использовано 50000 частиц, моделирующих пучок ионов криптона с приведёнными выше параметрами. При этом программа позволяла учитывать эмиттанс пучка. Кулоновское взаимодействие частиц между собой не учитывалось. В программу были заложены следующие расстояния между элементами канала: воблер (его начало) находился на расстоянии 103 см от заднего торца квадруполя Q₂; продольный размер воблера составлял 30 см; расстояние от конца воблера до начала октуполя было выбрано равным 70 см; аксиальная длина самого октуполя была 30 см и, наконец, расстояние от октуполя до мишени составляло 765 см.

На расстоянии ~80 см перед первым квадруполем Q₁ частицы пучка расставлялись случайным образом по методу Монте-Карло так, что их распределение по сечению пучка было близко к гауссовому. Затем с помощью подбора градиентов в квадруполях Q₁ и Q₂ на входе в воблер формировался пучок, размеры которого показаны на рис. 3 (а) – размеры сформированного пучка в плоскости {x, y}. На рис. 3, б) и в) показаны в относительных единицах распределения частиц в пучке по, соответственно, горизонтальной и вертикальной осям.

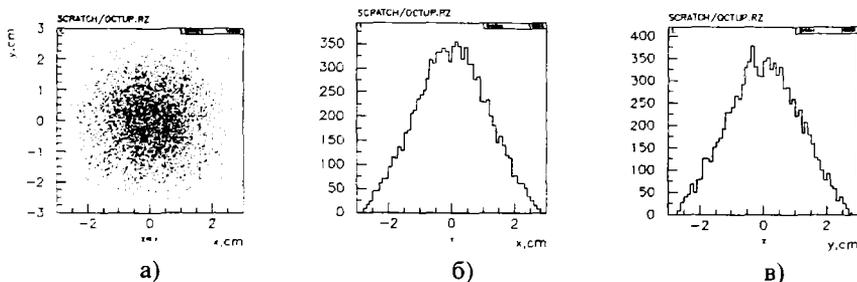


Рис. 3

На рис. 4 приведено распределение ионов пучка на входе в октуполь: а) – общее распределение частиц в $\{x, y\}$ - плоскости; б) – распределение частиц по горизонтальной оси и в) – распределение ионов по вертикальной оси.

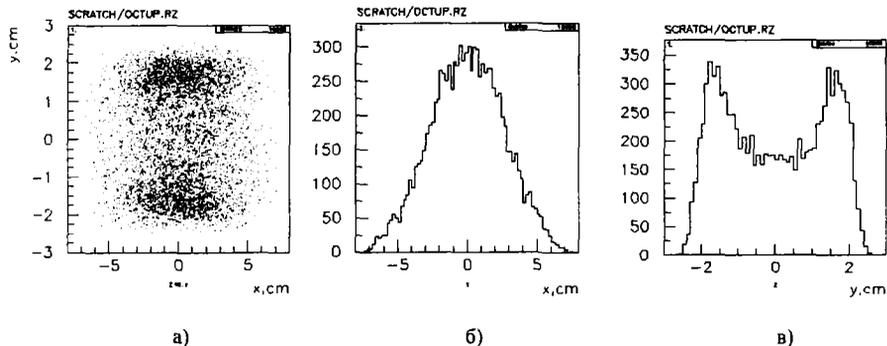


Рис. 4

На рис. 5 показано рассчитанное распределение плотности ионов криптона на мишени, ограниченное размерами мишени: а) – общий вид распределения плотности частиц на мишени; б) – распределение плотности частиц по горизонтальной оси; в) – распределение плотности частиц по вертикальной оси. При этом количество частиц, попавших в окно мишени, составляет величину $\sim 50\%$.

Расчёты показали, что при прерывании пучка на время ~ 0.3 секунды провал в засветке мишени при ее скорости $V = 20$ см/с составляет величину $\sim 20\%$ и линейно увеличивается с увеличением скорости мишени. При $V = 100$ см/с величина провала в засветке мишени составляет $\sim 100\%$.

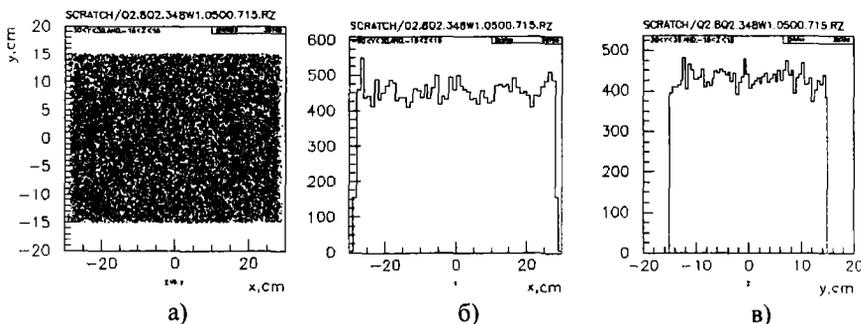


Рис. 5

Таким образом, в результате проведённых расчётов определились следующие параметры волера. Он предназначен для круговой развёртки пучка на входе в октуполь и должен обеспечивать отклонение центра масс (ЦМ) пучка на ~ 10 мм. Индукция магнитного поля в волере B_w составляет ~ 500 Гс. Частота

вращения пучка равна 50 Гц. Для создания нужной индукции B_w в воблере требуется ток ~ 15 А, а потребляемая воблером мощность оценивается в ~ 2 кВт.

Были также определены следующие параметры октуполя: диаметр апертуры – 150 мм; длина полюсного наконечника – 300 мм; номинальное значение индукции магнитного поля на каждом полюсе – 735 Гс. Общая мощность, потребляемая октуполем, составляет ~ 800 Вт.

Таким образом, основным недостатком этого метода облучения мишени являются слишком большие потери частиц.

4. Моделирование процесса облучения мишени пучком ионов криптона с помощью двух магнитных сканеров

Исходя из вышеизложенного, для решения поставленной задачи была выбрана схема, состоящая из двух магнитных сканеров (см. раздел 2), как наиболее оптимальная с точки зрения её технической надёжности и эффективности использования ионного пучка. Один из сканеров разворачивает пучок по линейному закону по горизонтали с частотой f_x , а другой разворачивает пучок по линейному закону по вертикали с частотой f_y . В наших дальнейших расчётах будем предполагать, что плотность пучка по радиусу меняется по закону Гаусса; его среднеквадратичный размер $\sigma = 1$ см (в диаметре 4σ содержится $\sim 90\%$ частиц).

4.1. Расчёт распределения плотности частиц на неподвижной мишени

При одновременной работе вертикального и горизонтального сканеров ЦМ пучка будет «рисовать» фигуры Лиссажу на плоскости мишени [6]. В результате, при линейной развёртке обоих генераторов, поверхность мишени окажется покрытой сетью прямоугольников с шагом h . Будем считать, что характер работы обоих генераторов такой, как показано на рис. 6 (для $f_x = 100$ Гц).

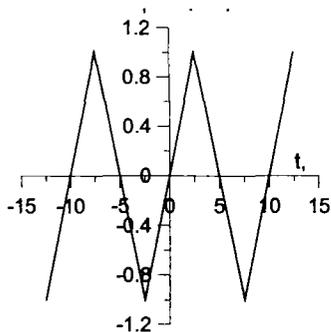


Рис. 6

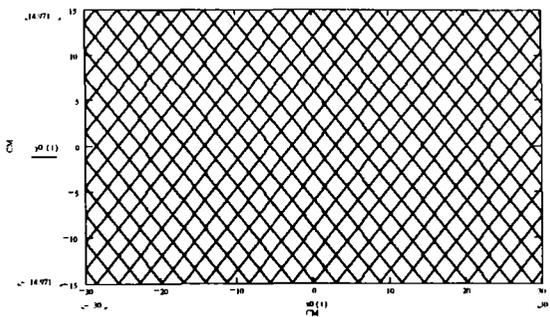


Рис. 7

Один из быстрых способов расчёта этих фигур Лиссажу представлен формулами (3), (4), отображающими все отрезки ломаной прямой линии, которыми последовательно покрывается площадь мишени:

$$x_0(t) = (-1)^k \cdot 2a \cdot (2f_x \cdot t - k), \quad (3)$$

где $0 \leq k \leq \frac{4T_0 \cdot f_x - 1}{2}$, а $\frac{2k-1}{4f_x} \leq t \leq \frac{2k+1}{4f_x}$

$$y_0(t) = (-1)^m \cdot 2b \cdot (2f_y \cdot t - m) + V \cdot t \quad (4)$$

где $0 \leq m \leq \frac{4T_0 \cdot f_y - 1}{2}$, а $\frac{2m-1}{4f_y} \leq t \leq \frac{2m+1}{4f_y}$.

Здесь T_0 -- полное время, в течение которого происходит процесс облучения мишени. Тогда, используя выражения (3) и (4), можно написать следующую формулу для расчёта распределения плотности ионов на мишени $J(x, y)$ за время T_0 в любой точке с координатами $\{x, y\}$:

$$J(x, y) = \frac{N}{2\pi\sigma^2} \cdot \int_0^{T_0} e^{-\frac{[x-x_0(t)]^2}{2\sigma^2}} \cdot e^{-\frac{[y-y_0(t)]^2}{2\sigma^2}} dt. \quad (5)$$

Здесь N – число ионов, пролетающих через данное поперечное сечение пучка в единицу времени. На рис. 7 показан пример расчёта траектории ЦМ пучка на плоскости нашей мишени для $f_x = 100$ Гц и $f_y = 210$ Гц. Как видно из этого рисунка, в результате получились ячейки с шагом (шагом называем диагональ прямоугольника) $h_x \approx h_y = h = 3$ см. Если число шагов получившейся сетки по оси «х» равно K , а по оси «у» равно M , то должно выполняться условие $M \cdot f_y = K \cdot f_x$. Подставляя в это выражение значения наших частот и сокращая их на максимальный общий множитель, получаем $10 \cdot K = 21 \cdot M$. Отсюда $M = 10$ и $K = 21$, что мы и видим на рис. 7. Тогда получаем, что время полного однократного облучения мишени $\tau = \frac{M}{f_x} = \frac{K}{f_y} = 0.1$ с.

Поскольку траектория движения ЦМ пучка представляет собой ломаную прямую линию, то для корректного вычисления интеграла (5) интервал интегрирования $[0, T_0]$ разбивается на интервалы времени $[t'_1, t'_2]$, в течение которых пучок движется по отрезку прямой. Каждому такому отрезку соответствуют однозначно определенные значения m и k в уравнениях (3) и (4). Интеграл по отдельному звену ломаной линии

$$J_l(x, y) = \int_{t_1}^{t_2} e^{-\frac{(x-x_0(t))^2}{2\sigma^2} - \frac{(y-y_0(t))^2}{2\sigma^2}} dt \quad (6)$$

после подстановки в него формул (3) и (4) может быть преобразован к виду

$$J_l(x, y) = e^{-p} \int_{t_1}^{t_2} e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma'^2}} dt, \quad (7)$$

где

$$t_0 = \frac{(-1)^k x a f_x + (-1)^m y b f_y + 2b^2 f_y m + 2a^2 f_x k + Vy/4 + (-1)^m m b V/2}{4C}, \quad (8)$$

$$p = \frac{Q - 16Ct_0^2}{2\sigma^2}, \quad \sigma' = \frac{\sigma}{4\sqrt{C}}, \quad C = a^2 f_x^2 + b^2 f_y^2 + V^2/16 + (-1)^m V b f_y/2, \quad (9)$$

$$Q = x^2 + y^2 + 4k^2 a^2 + 4m^2 b^2 + 4(-1)^k k a x + 4(-1)^m m b y. \quad (10)$$

Тогда

$$J(x, y) = \frac{N}{2\pi\sigma} \sum_l J_l(x, y). \quad (11)$$

Здесь суммирование производится по всем звеньям ломаной, пробегаемой ЦМ пучка за время T_0 . Интеграл в (7) есть стандартный интеграл ошибок, легко вычисляемый в используемом нами для проведения расчётов пакете программ МATHCAD. Проведённые расчёты показали (для $\sigma = 1$ см), что неоднородность распределения плотности частиц на неподвижной мишени резко возрастает с увеличением шага ячейки h . Соответствующая зависимость представлена на рис. 8.

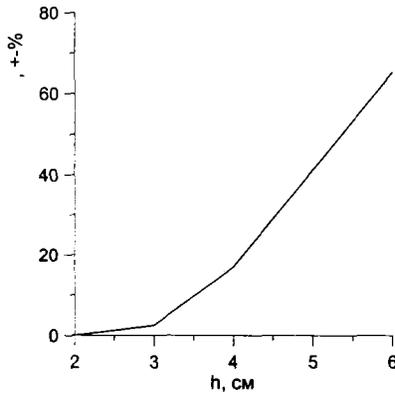


Рис. 8

Как видно из этого рисунка, допустимый уровень неоднородности мишени $\pm 5\%$ достигается при величине шага $h \approx 3.2$ см (для $\sigma = 1$ см). Потери пучка при таком облучении на краях стационарной мишени малы и составляют величину $\sim 3\%$.

4.2 Расчёт распределения плотности частиц на движущейся мишени

Если включить в расчёт движение мишени, то при её облучении при тех же условиях, что и в предыдущем параграфе, получается распределение плотности ионов $J(x)$, показанное на рис. 9, а (при фиксированной координате «у») и 9, б (при «х» = 0). Скорость мишени равнялась 20 см/с. Масштаб по оси ординат показан в относительных единицах.

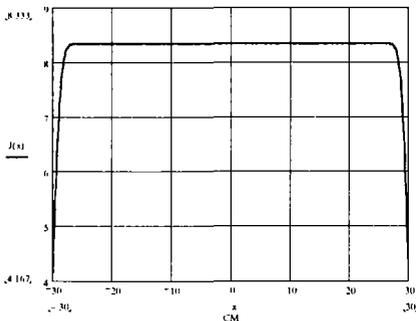


Рис. 9 а

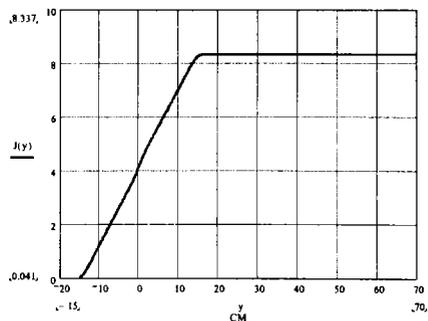


Рис. 9 б

Если в произвольный момент времени пучок прерывается на время $\Delta t = 0.3$ с, то соответствующий участок движущейся мишени окажется недостаточно облучённым. Относительная величина провала в уровне плотности частиц на мишени δ зависит от скорости её движения и может быть оценена как $\delta \approx \frac{U \cdot \Delta t}{b}$. Этот участок будет частично «закрашен» фигурами Лиссажу,

которые ЦМ пучка «рисует» до его прерывания, а частично – после его повторного включения. Таким образом, отсутствие пучка оказывается до некоторой степени компенсированным. Результаты соответствующего моделирования показаны на рис. 10 (зависимость $J(y)$ при $x = 0$), на котором виден провал в распределении плотности частиц на мишени на уровне $\sim 18\%$. Скорость мишени равнялась 20 см/с, $\Delta t = 0.3$ с.

При увеличении скорости мишени с 20 см/с до 100 см/с величина провала в распределении плотности частиц увеличивается. Постепенно появляется полностью «незакрашенный» участок. На рис. 11 показана рассчитанная относительная величина провала в распределении плотности частиц на мишени от её скорости. Расчёты также показали, что для различных скоростей движения мишени необходимо подбирать оптимальное соотношение между частотами f_x и

f_y , при котором достигается необходимый уровень однородности распределения плотности ионов.

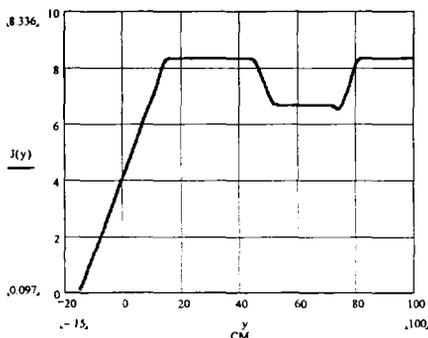


Рис. 10

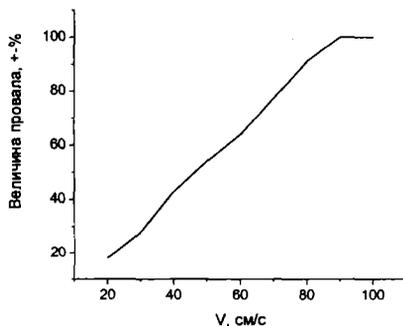


Рис. 11

Масштаб по оси ординат на рис. 10 показан в относительных единицах.

Из рис. 9, б видно, что на начальном этапе облучения мишени (это время ~ 1.5 с) уровень плотности частиц постепенно возрастает и выходит на стационар по мере того, как пучок движется относительно мишени. Таким образом, потери пучка происходят на начальном этапе облучения мишени, но они становятся пренебрежимо малыми по мере продолжения этого процесса. Потери пучка, происходящие на левом и правом краях мишени, составляют несколько процентов.

5. Сканирующий магнит

Конструкция отклоняющего магнита представляет собой распределенную обмотку, расположенную непосредственно на поверхности ионопровода и окруженную плотно прилегающим шихтованным магнитопроводом из электротехнической стали. Плотность витков в обмотке изменяется по азимуту по косинусоидальному закону, что позволяет добиться высокой однородности магнитного поля во всем объеме ионопровода.

Магниты для вертикального и горизонтального отклонений идентичны и отличаются только длиной (40 и 80 см соответственно). Был изготовлен опытный образец вертикального отклоняющего устройства, и проведены испытания при максимальном поле $B \sim 400$ Гс и максимальной рабочей частоте ~250 Гц. Неоднородность магнитного поля на предполагаемых размерах пучка не превышает 5%, что вполне удовлетворяет требованиям. Полные тепловые потери в магните ~300 Вт, из них 60 % приходятся на нагрев ионопровода, изготовленного из тонкостенной нержавеющей трубы.

Потери мощности в этой трубе могут быть оценены как

$$W = \frac{\sigma_1}{c^2} \cdot \frac{\pi \cdot r_0^3 \cdot \delta \cdot B^2}{T^2} \cdot 10^{-7} \quad \left[\frac{Bm}{cm} \right]. \quad (12)$$

Здесь σ_1 -- удельная проводимость материала трубы, c -- скорость света (для нержавеющей стали $\frac{\sigma_1}{c^2} \approx 1.25 \cdot 10^{-5} [\frac{c}{cm^2}]$), r_0 -- радиус трубы, δ -- толщина стенки трубы, T -- длительность четверти периода колебаний тока в обмотке магнита. Подставляя в эту формулу $r_0 = 4.5$ см, $\delta = 0.08$ см, $B = 400$ Гс, $T = 10^{-3}$ с, получаем, что $W \approx 4.6$ Вт/см. Эта оценка с точностью $\sim 20\%$ совпадает с измеренным значением мощности потерь.

6. Модуль питания и управления

Модуль питания и управления системы сканирования включает в себя блоки стабилизированного питания (СП), генераторы пилообразного тока, выполненные на базе мостовых инверторов (МИ) напряжения для вертикальной и горизонтальных обмоток и микропроцессорный модуль управления и контроля (ММУ) (рис. 12).

Схема генератора пилообразного тока в программе моделирования электронных схем SPICE представлена на рис. 13, а на рис. 14 результаты расчета тока в обмотке отклоняющего магнита.

ММУ генерирует частоты, зависящие от режима работы системы, с точностью не хуже 0.01%. Режим работы системы задается либо локально с помощью клавиатуры и LCD-дисплея, либо с удаленного компьютера по протоколу RS485. Кроме того, СУ измеряет токи в отклоняющих устройствах и напряжения питания, осуществляя обратную связь и блокировку аварийных ситуаций.

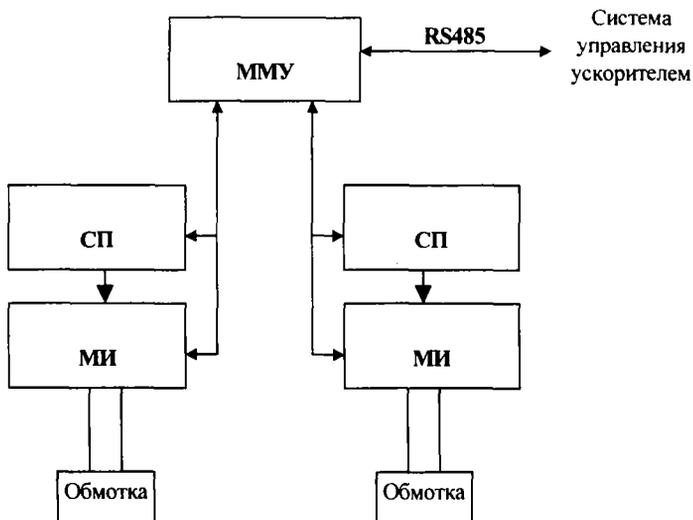


Рис. 12

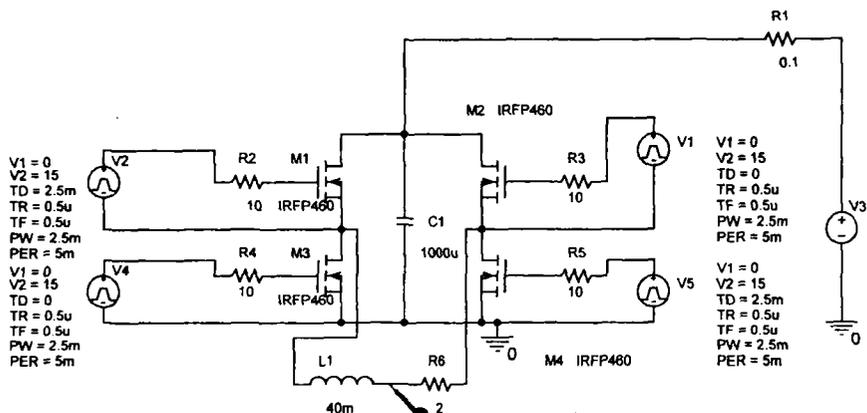


Рис. 13

Проведённые расчёты показали, что искажения линейной зависимости отклоняющего магнитного поля от времени, возникающие при его проникновении внутрь нержавеющей трубы толщиной ~ 1 мм и радиусом 45 мм, малы. Так относительное уменьшение амплитуды $B(t)$ на частоте $f_x = 100$ Гц в этом случае составляет $\sim 1\%$, а на частоте $f_y = 200$ Гц равно $\sim 2\%$. Эти искажения также практически не влияют на однородность облучения мишени.

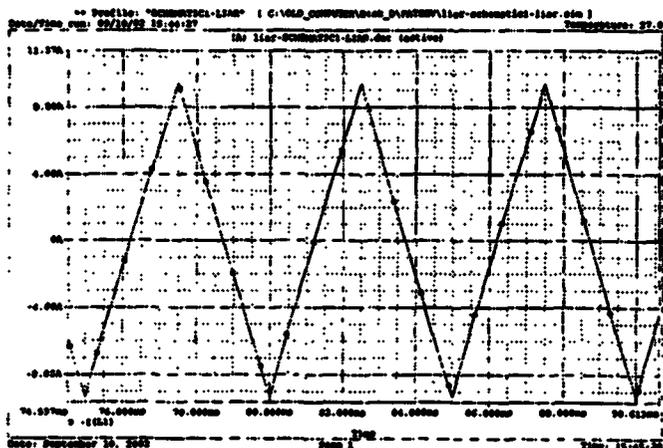


Рис. 14

Сильное влияние на однородность облучения мишени оказывает имеющаяся всегда небольшая нелинейность тока в обмотках отклоняющих магнитов (см. рис. 14). Были проведены расчёты однородности облучения мишени с учётом этой нелинейности тока для параметров генератора, схема которого

приведена на рис. 13. Они показали, что при $\sigma = 1$ см, $f_x = 100$ Гц и $f_y = 210$ Гц распределение плотности частиц на неподвижной мишени становится существенно неоднородным: $\pm 62\%$. Однако при увеличении размеров пучка на мишени в 1.8 раза ($\sigma = 1.8$ см) неоднородность облучения мишени уменьшается до требуемого уровня $\pm 5\%$.

Если мишень движется со скоростью 20 см/с ÷ 50 см/с, нелинейность токов в обмотках сканеров практически не влияет на однородность её облучения для пучка с минимальным размером ($\sigma = 1$ см). Однако, неоднородность облучения увеличивается при изменении скорости движения мишени с 50 см/с до 100 см/с. В этом случае соответствующее увеличение диаметра пучка на мишени также позволяет получить уровень неоднородности облучения $\pm 5\%$.

Выводы

1. Таким образом, недостатком электростатического сканера является сложность и дороговизна генератора, питающего отклоняющие пластины по линейному закону, а так же ненадёжность высоковольтных вводов на напряжение свыше ± 30 кВ из-за плохого вакуума в канале транспортировки ионов. Достоинством его является достигаемая высокая однородность облучения мишени тяжёлыми ионами и малые потери пучка.

2. Недостатком магнитного сканера также является сложность и дороговизна генератора линейного тока, а достоинством – достигаемая высокая однородность облучения мишени, малые потери пучка на мишени и высокая надёжность его работы. При расположении отклоняющего устройства магнитного сканера снаружи металлической вакуумной камеры возникает проблема искажения линейной зависимости магнитного поля от времени и нагрева камеры.

3. Были проведены расчёты, моделирующие засветку мишени с помощью воблера и октуполя для конкретных параметров пучков ионов криптона, выведенных из циклотрона ИЦ-100. Расчёты показали, что для этих параметров может быть найдена геометрия и величины магнитных полей в воблере и октуполе, при которых достигается засветка мишени (в области 60×30 см²) с однородностью $\pm 8\%$ по горизонтали и $\pm 5\%$ по вертикали. Несомненным достоинством метода облучения мишени тяжёлыми ионами с помощью статических элементов с нелинейными магнитными полями является его достаточная простота, дешевизна и высокая надёжность. При прерывании пучка на время до $\Delta t = 0.3$ с провал в уровне облучения мишени составляет от $\sim 20\%$ при $V = 20$ см/с до $\sim 100\%$ при $V = 100$ см/с. Основным недостатком этого метода являются огромные ($\geq 50\%$) потери пучка.

Мощность, потребляемая всеми рассмотренными выше схемами из сети, примерно для всех одинакова и находится в диапазоне 1 – 3 кВт.

4. Для решения поставленной задачи в полном объёме была выбрана схема, состоящая из двух магнитных сканеров. Один из них разворачивает пучок по линейному закону по горизонтали с частотой f_x , а другой разворачивает пучок по линейному закону по вертикали с частотой f_y .

Создана программа, позволяющая рассчитывать характер и интенсивность облучения мишени пучком ионов с помощью двух линейных сканеров в зависимости от размеров пучка, размеров мишени и её скорости. Определены частоты ($f_x = 100$ Гц и $f_y = 210$ Гц) вертикального и горизонтального генераторов развёртки для облучения неподвижной мишени, при которых неоднородность распределения плотности частиц на мишени не превышает величины $\pm 5\%$.

Расчёты показали, что если мишень движется, то для каждого значения её скорости нужно определять оптимальную пару частот, при которой неоднородность облучения мишени не превышает $\pm 5\%$.

При прерывании пучка на время до $\Delta t = 0.3$ с (это максимальное ожидаемое время срабатывания системы защиты от пробоев на дуантах) возникает провал в распределении плотности частиц на движущейся мишени. Было показано, что выбранный механизм облучения мишени пучком ионов позволяет компенсировать получающийся провал в распределении плотности частиц на мишени для скорости её движения до 50 см/с.

5. Проведённые на стенде испытания макета магнитного сканера показали, что неоднородность магнитного поля при предполагаемых размерах пучка не превышает 5%. Измеренный уровень нагрева камеры при индукции магнитного поля 400 Гс и частоте работы генератора 250 Гц хорошо совпадает с расчетным. Была также измерена степень нелинейности тока в обмотке макета отклоняющего магнита.

6. Показано, что имеющаяся нелинейность тока в обмотках магнитных сканеров может привести к заметному увеличению неоднородности облучения неподвижной мишени при диаметре пучка на мишени ~ 40 мм. Эта неоднородность может быть уменьшена до требуемой величины путем увеличения диаметра пучка на мишени до $\sim 70 - 80$ мм.

Литература

1. О.Н. Борисов, Численное моделирование системы вывода пучка ионов из циклотрона IC-100, Отчёт ЛЯР.ОИЯИ, Дубна, 2001.
2. С.Н. Johnson, A Ring Lens for Focusing Ion Beams to Uniform Densities, Nuclear Instrum. Meth., 127 (1975), p. 163.
3. Ph.F. Meads, Jr., A Nonlinear Lens System to Smooth the Intensity Distribution of a Gaussian Beam, IEEE Trans. on Nuclear Science, Vol. NS-30, No. 4 (1983), p. 2838.
4. E. Kashy and B. Sherrill, A Method for the Uniform Particle Irradiation of Charge Targets, Nuclear. Instrum. Meth., B 26 (1987), p. 610.
5. Y.K. Batygin, Beam Intensity Redistribution in a Nonlinear Optics Channel, Nuclear Instrum. Meth., B79 (1993), p. 770.
6. F. Meot and S. Valero, ZGOUBI Users' Guide, CEA/DSM/LNS/GECA/97/43, 1998.
7. S. Chapelle et al., Testing of the Raster Magnet System for Expanding the APT Proton Beam, Proceedings of the PAC-1999, New York, 1999, p. 3758.

**Издательский отдел
Объединенного института ядерных исследований
предлагает Вам приобрести перечисленные ниже книги:**

Индекс книги	Название книги
E2-2000-226	Труды V международного рабочего совещания «Физика тяжелых кварков». Дубна, 2000, 154 с. (на англ. яз.)
D9-2000-238	Труды международной школы молодых ученых «Проблемы ускорения заряженных частиц». Дубна, 1999, 240 с. (на русском и англ. яз.)
E1,2-2000-244	Труды международного совещания «Физика больших множественностей». Дубна, 2000, 204 с. (на англ. яз.)
E2-2000-248	Труды II международного симпозиума «Физика и детекторы на LHC». Дубна, 2000, 3 тома (на англ. яз.)
D1-2000-279	Труды XVII международного совещания «Коллаборация EMU 01 и перспективы использования фотоэмульсий в экспериментах на пучках релятивистских ядер нуклотрона». Дубна, 1999, 244 с. (на русском и англ. яз.)
E1,2-2000-282	Труды международного совещания «Актуальные проблемы астрофизики». Дубна, 2000, 406 с. (на англ. яз.)
D19-2001-5	Труды международной конференции «Современные проблемы радиобиологии и эволюции». Дубна, 2000, 493 с. (на русском и англ. яз.)
E10-2001-11	Труды 2 международного совещания «Системы сбора данных в экспериментах на нейтронных источниках». Дубна, 2000, 341 с. (на англ. яз.)
E1,2-2001-76	Труды международного совещания «Релятивистская ядерная физика от сотен МэВ до ТэВ». Словакия, Стара Лесна, 2000, 328 с. (на англ. яз.)
E3-2001-192	Труды IX Международного семинара по взаимодействию нейтронов с ядрами. Дубна, 2001, 500 с. (на англ. яз.)
E14-2001-215	Труды II германо-российского совещания пользователей реактора ИБР-2. Нейтронные исследования в области физики конденсированного состояния на реакторе ИБР-2. Дубна, 2001, 102 с. (на англ. яз.)
D9-2001-271	Труды II международного рабочего совещания «Синхротронный источник ОИЯИ: перспективы исследований». Дубна, 2001, 157 с. (на русском и англ. яз.)
E5,11-2001-279	Труды международного совещания «Компьютерная алгебра и ее приложения в физике». Дубна, 2001, 359 с. (на англ. яз.)
E1,2-2001-290	Труды международного совещания «Релятивистская ядерная физика: от сотен МэВ до ТэВ». Дубна, 2001, 2 тома: 300 с. и 275 с. (на англ. яз.)
E1,2-2001-291	Труды XV международного семинара по проблемам физики высоких энергий. «Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика». Дубна, 2000, 2 тома: 391 с. и 382 с. (на англ. яз.)

- Д9-2002-23 Труды IV научного семинара памяти В. П. Саранцева. Дубна, 2001, 263 с. (на русском и англ. яз.)
- Д10,11,-2002-28 Труды XVIII Международного симпозиума по ядерной электронике и компьютерингу (NEC'2001). Болгария, Варна, 2001, 261 с. (на русском и англ. яз.)
- Е1,2-2002-45 Труды совещания «Физика очень больших множественностей». Дубна, 2001, 191 с. (на англ. яз.)
- Е2-2002-48 Труды XVI международного совещания «Суперсимметрии и квантовые симметрии». Польша, 2001, 276 с. (на англ. яз.)
- Е4-2002-66 Труды семинара «Перспективы в изучении структуры ядра и ядерных реакций». Дубна, 2002, 112 с. (на англ. яз.)
- Е2-2002-70 Труды XXIII Международного коллоквиума по теоретико-групповым методам в физике. Дубна, 2000, 2 тома: 667 с. (на англ. яз.)
- Е15-2002-84 Труды V международного рабочего совещания «Применение лазеров в исследованиях ядер. Перспективы развития лазерных методов исследования ядерной материи». Познань, Польша, 2001, 353 с. (на англ. яз.)
- Е18-2002-88 Труды международной летней школы «Ядерно-физические методы и ускорители в биологии и медицине». Дубна, 2001, 221 с. (на англ. яз.)
- Д19-2002-95 Труды II международного симпозиума и II Сисакяновские чтения «Проблемы биохимии, радиационной и космической биологии». Дубна, 2001, 2 тома: 249 с. (на русском и англ. яз.)
- Е2-2002-103 Труды IX рабочего совещания по физике спина при высоких энергиях. Дубна, 2001, 389 с. (на англ. яз.)
- Е7,17-2002-135 Труды VI рабочего совещания «Теория нуклеаций и ее применение». Дубна, 2000–2002, 513 с. (на англ. яз.)
- Е1,2-2002-166 Труды международной школы-семинара «Актуальные проблемы физики частиц». Гомель, 2001, 2 тома: 328 с. и 292 с. (на англ. яз.)
-

За дополнительной информацией просим обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу:

141980, г. Дубна, Московская обл.,
ул. Жолио-Кюри, 6.
Объединенный институт ядерных исследований,
издательский отдел.
E-mail: publish@pds.jinr.dubna.su

Анализ методов получения однородного распределения частиц на мишени при облучении ее пучком ионов криптона, выведенным из имплантатора ИЦ-100

Проанализировано несколько методов равномерного облучения мишени тяжелыми ионами. В результате выбрана и разработана система сканирования пучка ионов криптона $^{84}\text{Kr}^{15+}$, выведенного из циклотрона ИЦ-100. Она состоит из двух отклоняющих устройств, создающих горизонтальное и вертикальное магнитные поля и запитывающихся от генераторов пилообразного тока со строго фиксированными частотами. При одновременной работе обоих генераторов центр масс пучка ионов «рисует» на мишени сетку, размеры ячейки которой определяются соотношением частот генераторов. Получено соотношение между этими частотами, при котором неоднородность распределения плотности ионов на неподвижной мишени не превышает требуемой величины $\pm 5\%$. Показано, что для движущейся мишени выбранная схема развертки пучка позволяет получать однородную плотность облучения. Для небольших скоростей мишени (20–50 см/с) эта схема позволяет компенсировать провал в плотности частиц из мишени при защитном прерывании пучка на время до 0,3 с. Приводятся краткое описание конструкции отклоняющих устройств, их параметры, схема генераторов развертки и первые результаты их стендовых испытаний.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

Перевод авторов

Analysis of Methods for Obtaining of a Uniform Particle Distribution on a Target on Its Irradiation by a Beam of the Krypton Ions Extracted from the Implantator IC-100

Some methods of the target uniform irradiation by heavy ions have been analyzed. As a result the scanning system for the $^{84}\text{Kr}^{15+}$ ion beam extracted from the cyclotron IC-100 has been chosen and worked up. It consists of two deflecting yokes creating horizontal and vertical magnetic fields. The yokes are supplied by generators of saw-tooth current having the definitely fixed frequencies. When both generators work synchronously the centre of mass of the ion beam «draws» a pattern on the target. The dimensions of the pattern cells are determined by the ratio of these frequencies. The correlation between the generator frequencies when heterogeneity of the particle density distribution does not exceed the required value of $\pm 5\%$ is obtained. It has been shown that for the moving target the chosen scanning scheme allows one to obtain its uniform density distribution. For the slow target velocities (20–50 cm/s) this scheme also allows one to compensate the collapse in the particle density distribution on the target when the protective beam interruption occurs on time up to 0.3 s. The short description of the deflection yoke construction, their parameters, the scheme of the scanning generators and first results of their stand tests are presented.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2002

Редактор *М. И. Зарубина*
Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 04.11.2002.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 0,88. Уч.-изд. л. 1,24. Тираж 300 экз. Заказ № 53603.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www1.jinr.ru