

Оптическая система протонной облучательной установки на ускорителе У-70 ГНЦ ИФВЭ

© А.В. Максимов, Н.Е. Тюрин, Ю.С. Федотов

Государственный научный центр Российской Федерации — Институт физики высоких энергий, 142281 Протвино, Московская область, Россия
e-mail: maxm135@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 14 ноября 2013 г.)

Представлены результаты физического обоснования и схема магнитной оптики протонной радиографической установки с энергией 50–70 GeV и полем обзора диаметром не менее 200 mm.

Введение

Пучки протонов высокой энергии могут быть использованы для протонной радиографии плотных объектов [1–8]. В ГНЦ ИФВЭ в 2005–2011 гг. на ускорителе У-70 проводились работы по исследованию быстротекущих процессов в плотных средах. Установка, созданная совместно ГНЦ ИФВЭ и РЯЦ-ВНИИЭФ [5,6], позволяла проводить протонную радиографию динамических объектов оптической толщиной до 400 g/sm² и полем обзора диаметром 60 mm при энергии облучающего протонного пучка 50 GeV и получением до 17 изображений. В настоящей работе приводятся физическое обоснование, схема и структура построения магнитной оптики радиографической установки с энергией пучка 50–70 GeV и полем обзора диаметром не менее 200 mm.

Проходя через вещество объекта, протоны испытывают многократное кулоновское рассеяние, потерю числа частиц в результате ядерных взаимодействий с веществом объекта и ионизационные потери энергии (они не приводят к потерям пучка). Эти процессы в разных материалах действуют на проходящие через объект протоны различным образом. Сечение рассеяния пропорционально Z^2/A , где A — его атомный вес, Z — заряд ядра. Убыль пучка за счет ядерных взаимодействий пропорциональна $A^{2/3}$. Поэтому, анализируя протонный пучок, прошедший через объект, можно сделать заключение о плотности и заряде вещества объекта и о его внутренней структуре.

Пучок, облучающий объект, из-за ненулевого эмиттанса имеет угловой разброс. Этот разброс еще более увеличивается на выходе из объекта за счет кулоновского рассеяния. Чтобы получить радиографическое изображение объекта, необходимо сфокусировать пучок протонов после объекта в плоскости изображения с передачей „точки в точку“ независимо от угла выхода рассеянного протона. Преобразование источника в изображение в случае использования квадрупольных линз производится линейно и независимо (в горизонтальной и вертикальной плоскостях движения):

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_{\text{img}} = \hat{M} \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_{\text{src}} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_{\text{src}}.$$

Здесь x — координата, x' — угол траектории частицы, m_{ik} — элементы матрицы передачи.

Преобразование из точки в точку может быть осуществлено системой, имеющей матрицу передачи $\hat{M} = \pm \hat{1}$. Простейшая магнитооптическая система получается для матрицы $\hat{M} = -\hat{1}$, у которой $m_{11} = m_{22} = -1$, а $m_{12} = m_{21} = 0$. Такую матрицу передачи имеет квартет квадрупольных линз, образованный парой идентичных симметричных дублетов [9,10]. Действительно, если матрица дублета $M_{\text{dub}} = \begin{pmatrix} q_{11} & q_{12} \\ q_{21} & q_{22} \end{pmatrix}$, то матрица квартета будет равна

$$M_{\text{quar}} = M_{\text{dub}} M_{\text{dub}} = \begin{pmatrix} q_{11}^2 + q_{12}q_{21} & q_{11}q_{12} + q_{12}q_{22} \\ q_{21}q_{11} + q_{22} & q_{21}q_{12} + q_{22}^2 \end{pmatrix}.$$

Так как $\det M_{\text{dub}} = q_{11}q_{22} - q_{21}q_{12} = 1$, то $q_{21}q_{12} = -1 + q_{11}q_{22}$, и матрица квартета будет иметь вид

$$M_{\text{quar}} = \begin{pmatrix} -1 + q_{11}(q_{11} + q_{22}) & q_{12}(q_{11} + q_{22}) \\ q_{21}(q_{11} + q_{22}) & -1 + q_{22}(q_{11} + q_{22}) \end{pmatrix}.$$

Если след матрицы $\text{Sp} M_{\text{dub}} = q_{11} + q_{22} = 0$, то матрица квартета приобретает искомый вид $M_{\text{quar}} = -\hat{1}$.

Магнитооптическая структура и свойства квартета с матрицей $-\hat{1}$

На рис. 1 приведена схема дублета в общем виде. В случае симметричного дублета модули сил линз принимаются равными. Матрицы квадрупольной линзы в тонколинзовом приближении для фокусирующей и

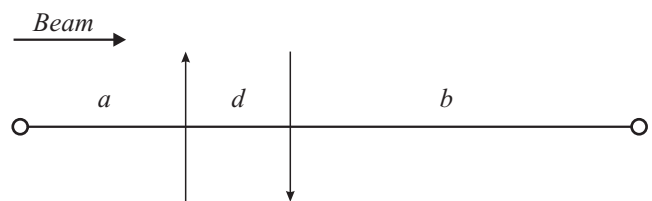


Рис. 1. Оптическая схема дублета квадрупольных линз в приближении тонких линз.

дефокусирующей плоскостей имеют вид

$$M_{q, \text{fic, defoc}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \mu k & 1 \end{pmatrix},$$

где сила линзы равна $k = \frac{G_q l_q}{B_0 R_0}$, G_q — градиент магнитного поля квадруполя, l_q — его эффективная длина, $B_0 R_0$ — магнитная жесткость протонного пучка.

Матрица оптической системы-дублета квадрупольных линз имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{M}_{\text{dub}} &= \begin{pmatrix} 1 & b \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ k & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -k & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & a \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 - kd(1 + kb) & a + b + d + (bd - ad)k - abdk^2 \\ -k^2 d & 1 + kd(1 - ka) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} q_{11} & q_{12} \\ q_{21} & q_{22} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь и далее рассматриваются матрицы движения в горизонтальной плоскости. Матрица движения в вертикальной плоскости имеет другие знаки у силы линзы. Матрица второй половины квартета, образованного переносной симметрией, также имеет вид (1). Тогда матрица квартета равна

$$\begin{aligned} \hat{M}_{\text{quar}} &= \hat{M}_{\text{dub}} \hat{M}_{\text{dub}} \\ &= \begin{pmatrix} -1 + q_{11}(q_{11} + q_{22}) & q_{12}(q_{11} + q_{22}) \\ q_{21}(q_{11} + q_{22}) & -1 + q_{22}(q_{11} + q_{22}) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} -1 + q_{11} \text{Sp} \hat{M}_{\text{dub}} & q_{12} \text{Sp} \hat{M}_{\text{dub}} \\ q_{21} \text{Sp} \hat{M}_{\text{dub}} & -1 + q_{22} \text{Sp} \hat{M}_{\text{dub}} \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Отсюда видно, что $\hat{M}_{\text{quar}} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix} = -\hat{1}$, если след матрицы дублета $\text{Sp} \hat{M}_{\text{dub}} = q_{11} + q_{22} = 1 - kd - k^2 bd + 1 + kd - k^2 ad = 0$. Сила квадруполей дублета должна удовлетворять условию $k^2(a + b)d = 2$ [9]. Для симметричного дублета, у которого $b = a$,

$$q_{11} = -kd, \quad q_{12} = a + d, \quad q_{22} = kd \quad \text{и} \quad k^2 = \frac{1}{ad}, \quad (2)$$

и его матрица имеет вид

$$M_{\text{dub}} = \begin{pmatrix} -kd & a + d \\ -k^2 d & kd \end{pmatrix}. \quad (2a)$$

Поскольку след матрицы $\text{Sp} \hat{M}_{\text{dub}} = 2 \cos \Delta \Psi_{\text{dub}} = 0$, то набег фазы бетатронного колебания в дублете $\Delta \Psi_{\text{dub}} = \pi/2$, а в квартете $\Delta \Psi_{\text{quar}} = \pi$, что соответствует матрице квартета, равной $-\hat{1}$. Структура квартета состоит из двух периодов, каждый из которых представлен дублетом, при этом для определения структурных функций квартета можно воспользоваться известным

матричным представлением Твисса для периодических систем:

$$\begin{aligned} M(s) &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cos(\Delta \Psi_{\text{dub}}) \\ &+ \begin{pmatrix} \alpha(s) & \beta(s) \\ -\gamma(s) & -\alpha(s) \end{pmatrix} \sin(\Delta \Psi_{\text{dub}}). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь s — текущее расстояние от начала периодической структуры, $\alpha(s)$, $\beta(s)$, $\gamma(s)$ — структурные функции, для которых в периодической структуре выполняется соотношение

$$\alpha(0) = \alpha(L_{\text{dub}}), \quad \beta(0) = \beta(L_{\text{dub}}), \quad \gamma(0) = \gamma(L_{\text{dub}}),$$

где L_{dub} — длина дублета. С учетом (2a) и (3) матрица дублета может быть записана в виде

$$\hat{M}_{\text{dub}} = \begin{pmatrix} -kd & a + d \\ -k^2 d & kd \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_0 & \beta_0 \\ -\gamma_0 & -\alpha_0 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Уравнение предельного фазового эллипса дублета на входе в дублет записывается в виде $\gamma_0 x^2 + 2\alpha_0 x x' + \beta_0 x'^2 = A$, где величина аксептанса A определяется апертурными ограничениями в линзах дублета.

Оптимальная структура квартета

При заданной силе квадруполя k (напомним, здесь и далее по тексту, если не указано отдельно, $k > 0$) существует минимальная (т.е. оптимальная) длина дублета (квартета). Для силы квадруполя из (2) имеем $ad = \frac{1}{k^2}$. Поэтому полная длина дублета $L_s = 2a + d$. Подставим в (2) $d = L_s - 2a$ и получим уравнение для определения a : $a^2 - \frac{L_s}{2} a + \frac{1}{2k^2} = 0$ и его решения $a = \frac{L_s}{4} \pm \sqrt{\frac{L_s^2}{16} - \frac{1}{2k^2}}$. Оптимальная величина соответствует значению дискриминанта решения квадратного уравнения, равного нулю. Отсюда получаем оптимальные величины

$$L_{\text{opt}} = \frac{2\sqrt{2}}{|k|}, \quad d_{\text{opt}} = \frac{L_s}{2}, \quad a_{\text{opt}} = \frac{L_s}{4} = \frac{d_{\text{opt}}}{2} \quad (5)$$

(см. также [10]). Используя (5), из (4) получим структурные функции Твисса оптимального квартета

$$\beta_0 = a + d = \frac{3\sqrt{2}}{2k}, \quad \alpha_0 = -kd = -\sqrt{2}, \quad \gamma_0 = k^2 d = \sqrt{2}k \quad (6)$$

и величину наклона фазового эллипса аксептанса квартета

$$W = -\frac{\alpha_0}{\beta_0} = \frac{2}{3} k.$$

Облучение объекта и поле обзора квартета

Объект для радиографического облучения протонным пучком помещается в начале квартета. Характеристики

облучающего пучка на поперечной фазовой плоскости формируются системой предварительной фокусировки. Она расширяет пучок до необходимых размеров, чтобы осветить весь объект, и согласует пучок с аксептансом квартета. Максимально возможные размеры облучаемого объекта и получение его изображения без потерь информации определяются величиной аксептанса квартета. Для определения величины аксептанса надо найти точку в магнитной структуре квартета с максимальным ограничением линейных размеров проходящего пучка. В первом приближении (для горизонтальной плоскости) такой точкой является середина второй фокусирующей квадрупольной линзы. Матрица участка от начала квартета до этой точки равна

$$\hat{M}_{\text{aks}} = \begin{pmatrix} -1 - kd & a + d + adk \\ \frac{k}{2}(1 - kd) & -\frac{k}{2}(a - d) - 0.5 \end{pmatrix}.$$

Величина β -функции в этой точке определяется, с учетом (6), соотношением

$$\beta_l = m_{12}^2 \gamma_0 - 2m_{11}m_{12}\alpha_0 + m_{11}^2\alpha_0 + m_{11}^2\beta_0 = 2(\sqrt{2} + 1)\frac{1}{k}.$$

Радиус вписанной в апертуру линзы окружности R_{lin} определяет величину аксептанса как $A = R_{\text{lin}}^2/\beta_l$. При прохождении через объект частицы испытывают многократное кулоновское рассеяние, и эмиттанс облучающего пучка на выходе из объекта значительно увеличивается. Допустимое увеличение проходящего без потерь через квартет пучка определяется аксептансом квартета. Величина рассеяния облучающего пучка в объекте зависит от радиационной длины вещества объекта и его геометрической толщины. Максимальный поперечный размер объекта, наблюдаемый в изображении без потерь пучка, называется полем обзора. Для получения максимальной величины поля обзора эмиттанс облучающего пучка необходимо согласовать на входе в квартет с аксептансом квартета. Формально такое согласование может быть обеспечено разными способами. Оптимальное согласование достигается получением наклона фазового эллипса облучающего пучка, равным наклону предельного фазового эллипса квартета

$$W_0 = -\frac{\alpha_0}{\beta_0} = \frac{x'_{\text{max}}}{x_{\text{max}}} = \frac{kd}{a + d}, \quad (7)$$

где угол x'_{max} соответствует частице, имеющей максимальное отклонение x_{max} . Так как эмиттанс облучающего пучка гораздо меньше аксептанса квартета, то угол частицы пучка, согласованного с входным аксептансом квартета, имеющей отклонение X , можно записать как $X'_{\text{beam}} = X_{\text{beam}}W_x$. Угол траектории частицы, получившей дополнительное отклонение Θ_{scat} за счет рассеяния в веществе объекта, будет равен $X' = X_n W_x + \Theta_{\text{scat}}$. Таким образом, частица, вышедшая из объекта, будет иметь отклонение и угол траектории $\hat{X} = \begin{pmatrix} X_n \\ X_n W_x + \Theta_{\text{scat}} \end{pmatrix}$. Угол рассеяния зависит от

оптической толщины объекта. Поэтому возможное поле обзора также зависит от толщины. Желательно иметь возможность просвечивать достаточно толстые объекты с оптической толщиной порядка 400–450 г/см², что эквивалентно ~ 40 см геометрической толщины объекта для свинца. Если задан радиус апертуры квадрупольной линзы R_l и поле на его полюсе B_l , то силу линзы можно записать как $k = \frac{G_l}{B_0 R_0} = \frac{B_l}{R_l} \frac{l_l}{B_0 R_0}$. Тогда аксептанс оптимального квартета будет равен $A = \frac{R_l}{\beta_l} = \frac{B_l R_l l_l}{2(\sqrt{2}+1)B_0 R_0}$. Уравнение предельного фазового эллипса можно записать в параметрическом виде как

$$\begin{aligned} X_A &= \sqrt{\beta_{x0} A} \cos \Phi_x, \\ X'_A &= -\alpha_{x0} \sqrt{\frac{A}{\beta_{x0}}} \cos \Phi_x - \sqrt{\frac{A}{\beta_{x0}}} \sin \Phi_x \\ &= W_0 X_A - \sqrt{\frac{A}{\beta_{x0}}} \sin \Phi_x. \end{aligned}$$

Допустимый угол рассеяния частицы облучающего пучка, проходящей через магнитную систему без потерь, равен

$$\begin{aligned} \Theta_{\text{scat}} &= X'_A - X'_{\text{beam}} = W_0 X_A - \sqrt{\frac{A}{\beta_{x0}}} \sin \Phi_x - W_0 X_A \\ &= -\sqrt{\frac{A}{\beta_{x0}}} \sin \Phi_x. \end{aligned}$$

Зависимость величины поля обзора $X_{f.o.} = X_A$ от угла рассеяния Θ_{scat} записывается в виде

$$\frac{X_{f.o.}^2}{A\beta_{x0}} + \frac{\Theta_{\text{scat}}^2 \beta_{x0}}{A} = 1. \quad (8)$$

Для оптимального квартета максимальная величина поля обзора при угле рассеяния $\Theta_{\text{scat}} = 0$ равна

$$X_{f.o. \text{ max}} = \sqrt{A\beta_{x0}} = R_l \sqrt{\frac{3\sqrt{2}}{4(\sqrt{2}+1)}} \approx 0.663 R_l$$

и зависит только от радиуса линзы. Максимальный угол рассеяния при $X_{f.o.} = 0$ равен

$$|\Theta_{\text{scat max}}| = \sqrt{\frac{A}{\beta_{x0}}} = \frac{R_l k}{\sqrt{3\sqrt{2}(\sqrt{2}+1)}} = \frac{B_l l_l}{3.2 B_0 R_0}$$

и зависит от радиуса и силы линзы.

Аксептанс в виде эллипса характерен для периодических систем (например, для кольцевой магнитной структуры синхротрона). Для коротких систем, состоящих из нескольких квадрупольных линз, аксептанс представляет собой область, ограниченную двумя парами параллельных прямых, полученных путем обратного линейного преобразования в начало системы апертурных ограничений, вносимых фокусирующими квадрупольными линзами. Используя матрицы участков от начала квартета

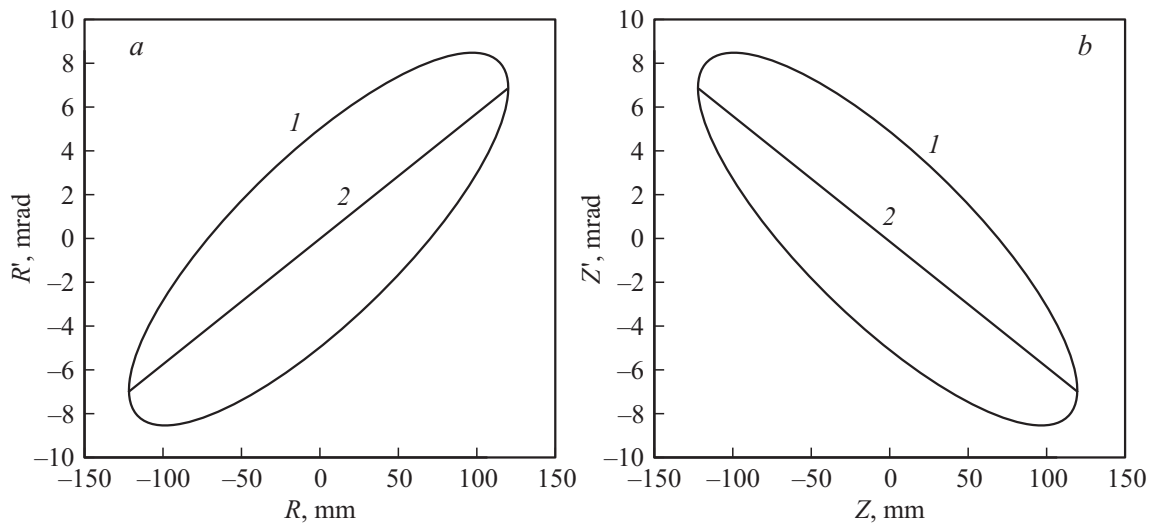


Рис. 2. Фазовые эллипсы горизонтального (а) и вертикального (b) акцептансов (1) и облучающего пучка (2) на входе в квартет.

до фокусирующих линз, получим выражения для двух прямых, ограничивающих поле обзора (см. далее рис. 3):

$$X_{f.o} = 0.68R_{cam} - \frac{0.48}{k} \Theta_{scat}, \quad (9.1)$$

$$X_{f.o} = 3R_{cam} - \frac{10.22}{k} \Theta_{scat}. \quad (9.2)$$

Здесь вместо радиуса вписанной в апертуру квадрупольной окружности приведен размер вакуумной камеры в фокусирующей плоскости линзы. Он может быть больше радиуса, что позволяет получить большие величины поля обзора. Характерной точкой в картине зависимости поля обзора от угла рассеяния является точка пересечения этих прямых, имеющая координаты

$$X^* = 0.5656R_{cam},$$

$$\Theta^* = 0.2382R_{cam}k.$$

При гауссовском угловом распределении вышедшего из объекта рассеянного пучка 95% будет содержаться в пределах $\pm 2\sigma_{scat}$, где среднеквадратичный угол рассеяния равен $\sigma_{scat} = \frac{13.6}{p\beta} \sqrt{\frac{L}{L_R}}$, p — импульс протона в единицах MeV/c, $\beta = \frac{v}{c}$, где v — скорость частицы, c — скорость света, L — толщина облучаемого объекта, L_R — радиационная длина вещества объекта. Для свинца толщина в 450 g/sm^2 дает $\Theta_{scat} = \pm 2\sigma_{scat} = \pm 3.5 \text{ mrad}$. Для такого угла рассеяния желательно иметь радиус поля обзора не менее 100 мм. Тогда радиус квадрупольной R_l должен быть не менее 150 мм. Поле на полюсе квадрупольной выбираем не выше 1 Т, чтобы линза была не очень напряженной и эффекты насыщения в магнитопроводе не вносили больших искажений в качество магнитного поля. Из уравнения (9.1) получим длину квадрупольной $\sim 3.4 \text{ m}$.

На рис. 2 приведены фазовые эллипсы акцептансов горизонтального (а) и вертикального (b) движений (1)

и фазовые эллипсы облучающего пучка (2) с эмиттансом $2 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ в обеих плоскостях.

Облучающий пучок имеет размер $\pm 120 \text{ mm}$ и эмиттанс $\epsilon_n = 2 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. Из рис. 2 видно, что угол рассеяния Θ_{scat} не должен выходить за пределы границы акцептанса, чтобы протон не был потерян. Увеличить поле обзора можно увеличением апертуры квадрупольных линз квартета.

На рис. 3 приведены примеры поля обзора для квадрупольных линз с радиусом окружности, вписанной в апертуру 150 мм (а), и с увеличением апертуры рабочей области за счет эллиптических вакуумных камер на 20% (b). В последнем случае необходимо выполнить требования к качеству магнитного поля в области большей апертуры, ограниченной радиусом от 150 до 180 мм.

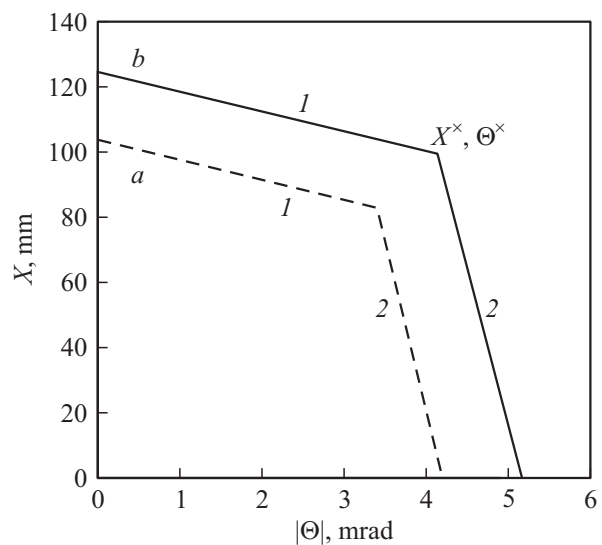


Рис. 3. Поле обзора в квартете с радиусом апертуры квадрупольной 150 мм: а — с круглой и b — с эллиптической вакуумной камерой.

Коллимация пучка при получении изображения

Наклон пучка на входе в квартет выбирается в соответствии с (7). Если эмиттанс пучка равен $\varepsilon_n = 2 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$, то в предположении четырехугольной формы фазового портрета пучка углы частиц будут равны $x'_n = \pm \frac{\varepsilon_n}{x_{\max n}}$. Для положительного угла входной вектор будет иметь вид

$$\vec{X}_n = \begin{pmatrix} x_n \\ W_x x_n + \frac{\varepsilon_n}{x_{\max n}} \end{pmatrix}.$$

На выходе дублета будем иметь

$$\vec{X}_{\text{dub}} = \begin{pmatrix} -kd & a+d \\ -k^2d & kd \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_n \\ W_x x_n + \frac{\varepsilon_n}{x_{\max n}} \end{pmatrix}$$

или

$$x_{\text{dub}} = -kdx_n + (a+d) \left(\frac{kd}{a+d} x_n + \frac{\varepsilon_n}{x_{\max n}} \right) = \beta_0 \frac{\varepsilon_n}{x_{\max n}}. \quad (10)$$

Из (10) видно, что на выходе из дублета при согласовании будем иметь минимум размера облучающего пучка. При $x_{\max n} = 100 \text{ mm}$ максимальный размер пучка будет не более 0.5 mm . При рассеянии пучка в веществе объекта к углу каждой частицы будет добавлен угол Θ_{scat} , и ее отклонение на выходе из дублета будет равно

$$\begin{aligned} x_{\text{dub}} &= -kdx_n + (a+d) \left(\frac{kd}{a+d} x_n + \frac{\varepsilon_n}{x_{\max n}} + \Theta_{\text{scat}} \right) \\ &= \beta_0 \frac{\varepsilon_n}{x_{\max n}} + \beta_0 \Theta_{\text{scat}}. \end{aligned}$$

Если угол рассеяния равен максимально допустимому $\Theta_{\text{scat}} = \pm 2\sigma_{\text{scat}} \pm 3.5 \text{ mrad}$, то отклонение рассеянной частицы будет равно $x_{\max} \approx 85 \text{ mm}$, что гораздо больше отклонения за счет ненулевого эмиттанса пучка. Таким образом, в середине квартета можно поместить коллиматор, который будет обрезать очень сильно рассеянные частицы, что позволит улучшить контрастность изображения элементов объекта разной оптической толщины на выходе квартета.

Хроматические aberrации оптической системы квартета

Матрица дублета, согласно (2а), имеет вид

$$M_{\text{dub}} = \begin{pmatrix} -kd & a+d \\ -k^2d & kd \end{pmatrix}.$$

Матрица квартета равна произведению двух таких матриц. Рассмотрим в линейном приближении влияние импульсного разброса в пучке на формирование изображения. Сила квадруполь в первом приближении зависит от импульса частицы как $k = k_0 \left(1 - \frac{\Delta p}{p_0} \right)$

($k^2 = k_0 \left(1 - 2 \frac{\Delta p}{p_0} \right)$ и т.д.). Здесь $k_0 = \frac{Gl}{B_0 R_0}$, и для k_0 остается верным соотношение (2) $k_0^2 = 1/ad$. Подставив значения k , k^2 и т.д. в формулы, выражающие значения элементов матрицы квартета, получим $R_{11} = R_{11}^0 + R'_{11} = -1 - 4k_0 d \frac{\Delta p}{p_0}$, где $R_{11}^0 = -1$ и $R'_{11} = -4k_0 d \frac{\Delta p}{p_0}$, $R_{12} = R_{12}^0 + R'_{12} = 0 + 4(a+d) \frac{\Delta p}{p_0}$. Частица из согласованного пучка, получившая в веществе объекта угол рассеяния Θ_{scat} , в изображении будет иметь отклонение

$$\begin{aligned} x_{\text{img}} &= R_{11} x_{\text{obj}} + R_{12} (x_{\text{obj}} W_x + \Theta_{\text{scat}}) \\ &= -x_{\text{obj}} + 4\beta_0 \Theta_{\text{scat}} \frac{\Delta p}{p_0}. \end{aligned} \quad (11)$$

Отсюда видно, что линейная хроматическая aberrация пропорциональна углу рассеяния частицы в веществе облучаемого объекта и относительной величине потери импульса. Поэтому для большей энергии пучка искажения за счет хроматической aberrации будут меньше из-за меньшего угла рассеяния и меньшей относительной потери импульса. После прохождения дублета отклонение рассеянной частицы равно $x_{\text{dub}} = \beta_0 \Theta_{\text{scat}}$. Поэтому (11) можно переписать в виде

$$x_{\text{img}} = -x_{\text{obj}} + 4x_{\text{dub}} \frac{\Delta p}{p_0}.$$

Обрезав коллиматором x_{dub} до $x_{\text{coll}} < x_{\text{dub}}$, получим уменьшение вклада хроматической aberrации в изображение

$$x_{\text{img}} = -x_{\text{obj}} + 4x_{\text{coll}} \frac{\Delta p}{p_0}. \quad (12)$$

При $\frac{\Delta p}{p_0} = 1\%$ и $x_{\text{coll}} = 30 \text{ mm}$, что вполне допустимо без большой потери информации, величина максимальной хроматической aberrации будет порядка $1.2 \text{ mm}\%$. На практике для уменьшения хроматических aberrаций целесообразно настраивать оптическую систему, расположенную после исследуемого объекта, на фокусировку частиц с импульсом $p_0 - \langle \Delta p \rangle$, где $\langle \Delta p \rangle$ — ожидаемые средние потери импульса протонов в объекте или в наиболее важной для исследования части объекта.

Структура оптики для облучающей установки на У-70

На основе приведенных расчетов разработана схема магнитной оптики квартета, имеющего матрицу передачи -1 в обеих плоскостях. Оптика предназначена для формирования изображения после облучения объекта толщиной порядка 450 g/sm^2 . Для получения поля обзора диаметром не менее 200 mm необходимо использовать квадрупольные линзы с радиусом вписанной окружности 150 mm . Как показывают оценки, приведенные выше, произведение $G_L L$ у такой линзы должно быть порядка 22 Т . Конструктивные оценки параметров показывают, что вес линзы при ее длине 3.4 m получается $\sim 30 \text{ т}$.

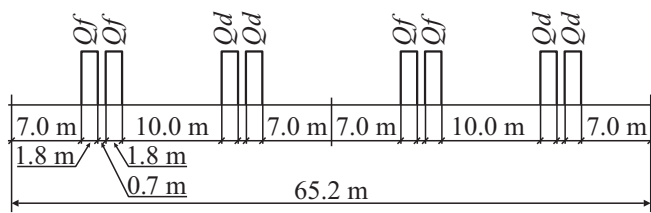


Рис. 4. Оптическая схема квартета с матрицей передачи -1 для облучательной установки.

Такой вес одной неразборной единицы оборудования недопустим с точки зрения возможностей монтажа. Поэтому вместо одной линзы используются две длиной по 1.8 м каждая, разделенные расстоянием 0.7 м. При этом требуемая сила квадруполей достигается с полем на полюсе не более 1 Т. Полная длина квартета равна 65.2 м. Схема квартета приведена на рис. 4.

В плоскости фокуса (это плоскость в середине квартета, где пучок рассеянных частиц имеет минимальный размер, так называемая Фурье-плоскость) матрица дублета, определяющая структурные функции квартета $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$, с градиентами линз $G_l = 6.67 \text{ T/m}$ и длиной $l_l = 1.8 \text{ m}$ при энергии 70 GeV есть

$$M_{\text{dub}} = \begin{pmatrix} \alpha_0 & \beta_0 \\ -\gamma_0 & -\alpha_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1.38534 & 24.17809 \\ -0.12074 & 1.38534 \end{pmatrix}.$$

Наклон эллипса-аксептанса квартета $W = -\alpha_0/\beta_0 = 0.057298 \text{ m}^{-1}$. Эмиттанс облучающего пучка равен $\varepsilon = 2 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ в обеих плоскостях. Радиус облучающего пучка равен $A_{r,z} = 120 \text{ mm}$ (рис. 3, b). Тогда для облучающего пучка имеем $\beta_{r,z} = A_{r,z}^2/\varepsilon_{r,z} = 7200 \text{ m}$, $\alpha_{r,z} = \mu\beta_{r,z}W = \mu 412.545$ в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Именно такие значения надо получить, чтобы согласовать эмиттанс облучающего пучка с аксептансом квартета, который равен $A = 600 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ при $R_{\text{кам}} = 180 \text{ mm}$. Зависимость поля обзора от угла рассеяния приведена на рис. 3 для апертур 300 и 360 мм. Последнее может быть реализовано при использовании (вместо круглой) эллиптической вакуумной камеры, размеры которой (полуоси эллипса) удовлетворяют соотношению $ab = R_a^2$. Конструкция линзы должна допускать установку такой камеры в апертуру линзы. Расчетные характеристики квадруполя приведены ниже:

- поле на полюсе, максимальное 1 Т;
- длина по железу 1.8 м;
- радиус вписанной окружности 150 мм;
- ток питания, максимальный 1000 А;
- число витков на полюс 66;
- индуктивность $\leq 0.3 \text{ H}$;
- потребляемая мощность $\leq 200 \text{ kW}$;
- вес линзы $\leq 15 \text{ t}$.

Полная магнитооптическая схема для облучательной установки включает два квартета и систему предварительного формирования размеров и согласования облучающего пучка (рис. 5). Перед первым квартетом

устанавливается система регистрации параметров протонного пучка. Перед вторым квартетом устанавливается облучаемый объект. Протонный пучок, прошедший через объект, формируется вторым квартетом на вторую систему регистрации для получения изображения исследуемого объекта.

Сравнение изображения входного облучающего пучка и изображения после объекта позволяет получать протонное радиографическое изображение более высокого качества. На рис. 6 представлено результирующее

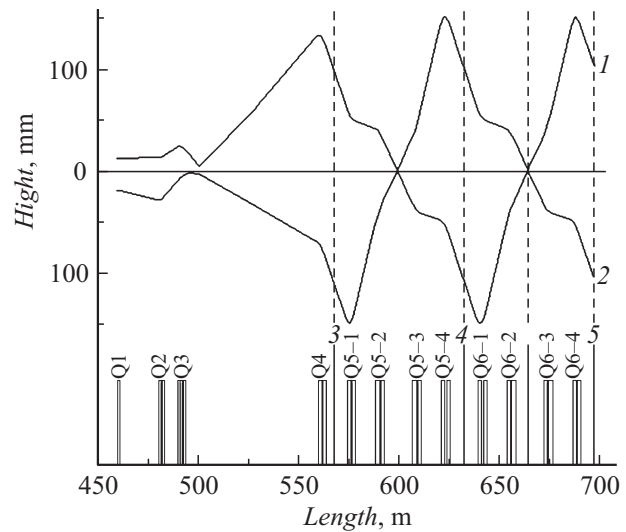


Рис. 5. Магнитооптическая схема облучательной установки: 1 — огибающая пучка в горизонтальной плоскости, 2 — огибающая пучка в вертикальной плоскости, 3 — система регистрации параметров пучка, 4 — объект, 5 — система регистрации изображения объекта, Q1-Q4 — линзы, согласующие пучок протонов с аксептансом сомквартета, Q5-1-Q5-4 — линзы первого квартета, Q6-1-Q6-4 — линзы второго квартета.

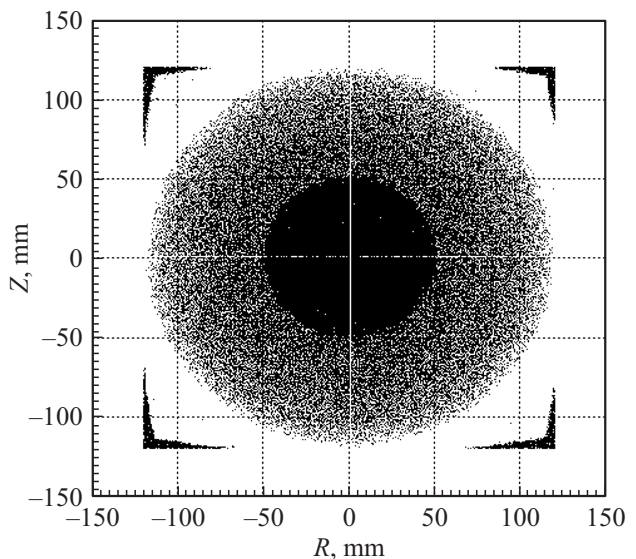


Рис. 6. Протонное радиографическое изображение объекта — шар из вольфрама диаметром 100 мм в шаре из углерода диаметром 240 мм. Результат численного моделирования.

изображение, полученное численным моделированием динамики протонного пучка в магнитной структуре рассматриваемой установки.

Заключение

В настоящей работе приведены расчеты и обоснование схемы радиографической установки ГНЦ ИФВЭ. Эта установка позволит получать изображение объектов оптической толщины до 450 g/sm^2 с полем обзора диаметром не менее 200 mm при энергии облучающего протонного пучка $50\text{--}70 \text{ GeV}$.

Список литературы

- [1] *Mottershead C.Th., Zumbro J.D.* // PAC'1997. Vancouver. P. 1397–1399.
- [2] *Hogan G.E., Adams K.J., Alrick K.R.* et al. // PAC'1999. New York. P. 579–583.
- [3] *King N., Ables E., Adams K.* et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 1999, Vol. 424. P. 84–88.
- [4] *Голубев А.А., Демидов В.С., Демидова Е.В.* и др. // Атомная энергия, 2008. Т. 104. Вып. 3. С. 99–106.
- [5] *Антипов Ю.М., Афонин А.Г., Василевский А.В.* и др. Протонная радиографическая установка на 70 GeV ускорителе ГНЦ ИФВЭ. Препринт ИФВЭ 2009-14, 2009. 16 с.
- [6] *Антипов Ю.М., Афонин А.Г., Василевский А.В.* и др. // Приборы и техника эксперимента. 2010. № 3. С. 1–8.
- [7] *Morris S., Alrick K., Aufderheide M.* et. al. // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 109. P. 104 905–104 909.
- [8] *Бурцев В.В., Лебедев А.И., Михайлов А.Л.* и др. // 65 лет ВНИИЭФ. Физика и техника высоких плотностей энергии. Вып. 2. Саров, РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2011. С. 205–225.
- [9] *Карташев В.П., Котов В.И., Ходырев Ю.С.* // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 6. С. 1342–1347.
- [10] *Карташев В.П., Котов В.И.* Основы магнитной оптики пучков заряженных частиц. М., Энергоатомиздат, 1984. 153 с.