

P9-2008-21

О. В. Савченко

**ВАРИАНТ УСКОРИТЕЛЯ ПРОТОНОВ С РАЗРЕЗНЫМ  
МАГНИТОМ ДЛЯ МЕДИКО-ТЕХНИЧЕСКОГО  
КОМПЛЕКСА ЛЯП ОИЯИ**

Савченко О. В.

P9-2008-21

Вариант ускорителя протонов с разрезным магнитом для  
Медико-технического комплекса ЛЯП ОИЯИ

Предложен и рассмотрен вариант ускорителя протонов с разрезным магнитом для Медико-технического комплекса ЛЯП ОИЯИ, который по сравнению с первоначальным вариантом [1] позволяет исключить из общей схемы ускорителя восемь постоянных магнитов для сопряжения наклонных траекторий с траекториями протонных пучков в магнитных зеркалах, уменьшить в два раза число используемых магнитных квадрупольных линз и тем самым существенно упростить конструкцию всего ускорителя. Кроме того, устранение краевой дефокусировки в вертикальной плоскости из-за наклонных траекторий приведет в новом варианте ускорителя к значительному повышению акцептанса ускорителя в вертикальной плоскости и снижению требований к точности настройки фокусировки магнитных квадрупольных линз в этой плоскости.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2008

Savchenko O. V.

P9-2008-21

A Variant of the Proton Accelerator with a Divided Magnet for the  
Medico-Technical Complex of the LNP, JINR

A variant of the proton accelerator with a divided magnet for the Medico-Technical Complex of LNP, JINR, is proposed and considered, which, in comparison with the initial variant [1], allows one to exclude from the general layout of the accelerator eight constant magnets for consistency of declined trajectories with trajectories of proton beams in magnetic mirrors, reduce by half the number of the used magnetic quadrupole lenses and therefore simplify the construction of the whole accelerator. Besides, elimination of side defocusing in the vertical plane due to declined trajectories in the new accelerator variant will result in a substantial rising of the accelerator acceptance in the vertical plane and decreasing of the requirements on precision of tune focusing of magnetic quadrupole lenses in that plane.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2008

## ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] был предложен и рассмотрен ускоритель протонов нового типа — фазотрон с разрезным магнитом, или рециркуляционный фазотрон, в котором магнитное поле всех отклоняющих магнитов является постоянным, а частота ускоряющего напряжения и градиенты магнитного поля в фокусирующих линзах изменяются во времени. Основные особенности такого ускорителя — быстроцикличность ( $\sim 100$  Гц) и возможность изменять энергию и интенсивность в каждом цикле ускорения — определяют его перспективность и значимость для реализации наиболее прогрессивных методов активного формирования дозных полей путем трехмерного сканирования пучка при проведении протонной терапии онкологических больных.

Однако этот ускоритель, общая схема которого показана на рис. 1, *а*, обладает рядом недостатков, усложняющих его реализацию и эксплуатацию. Первый из них — необходимость использования в этой схеме четырех пар постоянных магнитов для жесткого сопряжения отклоненных ими траекторий с траекториями в магнитных зеркалах. Такие магниты требуют большого объема детальных расчетов и тщательного изготовления с высокой точностью формы полюсов со сложным профилем границы.

Второй недостаток связан с краевой дефокусировкой в вертикальной плоскости при наклонном пересечении пучком передней границы магнитного зеркала. Этот эффект особенно выражен при начальных импульсах инжектируемых протонов и приводит к необходимости повышения точности фокусировки квадрупольными линзами и уменьшению акцентанса ускорителя для вертикальной плоскости в несколько раз.

Целью настоящей работы является предложение и рассмотрение варианта ускорителя протонов с разрезным магнитом, свободного от этих недостатков и сохраняющего все положительные особенности ускорителей этого типа.

## 1. ОБЩАЯ СХЕМА УСКОРИТЕЛЯ

Принципиальная схема предложенного варианта ускорителя показана на рис. 1, *б*. В этой схеме все траектории протонного пучка пересекают переднюю границу магнитного зеркала под прямым углом, что позволяет исключить

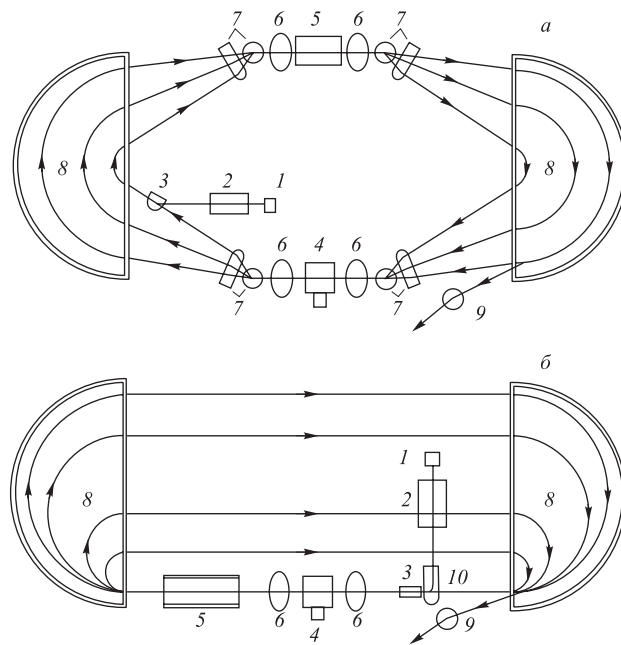


Рис. 1. Принципиальная схема вариантов ускорителя протонов с разрезным магнитом: а) первоначальный вариант, рассмотренный в работе [1]; б) вариант, предложенный в настоящей работе: 1 — источник; 2 — инжектор; 3 — импульсный поворотный магнит для инжекции протонов; 4 — индукционное ускоряющее устройство на ферритах; 5 — ударный магнит для вывода протонного пучка; 6 — магнитные квадрупольные линзы с изменяющимся во времени градиентом; 7 — пара магнитов с постоянным во времени магнитным полем для сопряжения траекторий; 8 — магнитные зеркала с постоянным во времени магнитным полем; 9 — импульсный магнит для отклонения выведенного пучка; 10 — постоянный магнит для перевода инжектируемого пучка в медианную плоскость

из такой схемы ускорителя применение восьми отклоняющих магнитов, необходимых для сопряжения наклонных траекторий с траекториями в магнитном зеркале. Кроме того, отсутствие вертикальной дефокусировки при пересечении передней границы магнитного зеркала позволяет использовать в нем строго однородное магнитное поле и приводит, как это будет показано ниже, к значительному повышению акцептанса ускорителя даже при уменьшении числа магнитных квадрупольных линз с восьми до четырех, а также к снижению требуемой точности изменения во времени градиентов магнитного поля этих линз для обеспечения поперечной фокусировки и резонансной устойчивости протонного пучка в процессе ускорения.

В дальнейшем при расчетах и анализе фазовой, поперечной и резонансной устойчивости будут использованы параметры варианта технической реализации предложенной схемы ускорителя, показанной на рис. 4, в котором расстояние между магнитными зеркалами выбрано равным  $2l = 700$  см, энергия и импульс инжекции протонов 2–3 МэВ и 61–75 МэВ/с, индукция однородного магнитного поля в магнитных зеркалах  $B_0 = 2$  Тл, начальный радиус инжектируемых протонов  $R_{\min} = 10,2\text{--}12,5$  см, конечный радиус  $R_{\max} = 115$  см, конечная энергия и импульс протонов:  $T_p = 226$  МэВ и  $P_p = 690$  МэВ/с. Энергия инжектируемых протонов определяется, прежде всего, техническими требованиями к размещению в промежутке между прямой и первой обратной траекториями, равном  $2R_{\min} = 20,4\text{--}25$  см, магнитных квадрупольных линз, имеющих наибольшие поперечные габариты по сравнению с ускоряющим устройством и импульсными магнитами.

## 2. ФАЗОВАЯ, ИЛИ ПРОДОЛЬНАЯ, УСТОЙЧИВОСТЬ ПУЧКА

В рассматриваемой схеме ускорителя длина орбиты ( $L$ ) и период обращения синхронной частицы ( $T_s$ ) связаны соотношением

$$L = 4l + 2\pi R = \beta c T_s = 4l (1 + 2\pi R/4l) = 4l \left(1 + q\beta/\sqrt{1-\beta^2}\right), \quad (1)$$

где  $4l = 1400$  см;  $R = P_p c/300B_0$  — радиус траектории в однородном магнитном поле с индукцией  $B_0 = 2$  Тл;  $c$  — скорость света и  $\beta = v/c$  — относительная скорость протонов;  $q = 2\pi \cdot M_p/300B_0 4l = 0,7018$ ;  $M_p = 938,23$  МэВ — масса протона.

Обозначая  $c/4l = \nu_0 = 21,43$  МГц и  $\nu_s = 1/T_s$ , получим

$$\nu_s/\nu_0 = \beta/(1 + 0,7018 \cdot \beta/\sqrt{1-\beta^2}). \quad (2)$$

Дифференцируя это выражение по энергии и принимая во внимание, что

$$dE/dt = \nu_s \cdot eV \cos \varphi_s, \quad (3)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $V$  — амплитуда ускоряющего напряжения, а  $\varphi_s$  — фаза синхронной частицы, получим

$$\frac{d\nu_s}{\nu_0} = \frac{1}{\left(1 + q \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)^2} \times \left[ (1-\beta^2)^{\frac{3}{2}} - \frac{q\beta}{1 + q \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}} \right] \nu_0 \cdot \frac{eV \cos \varphi_s}{M_p} dt, \quad (4)$$

и после интегрирования найдем

$$t = \frac{1}{a} \int_{\nu_n/\nu_0}^{\nu_s/\nu_0} \frac{\left(1 + q \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)^2}{\left[(1-\beta^2)^{\frac{3}{2}} - \frac{q\beta}{1+q\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}}\right]} \frac{d\nu_s}{\nu_0}, \quad (5)$$

где  $a = \nu_0 \cdot eV \cos \varphi_s / M_p = 114,2 \text{ с}^{-1}$  при постоянном  $eV \cos \varphi_s = 5 \cdot 10^3 \text{ эВ}$  и  $\nu_s$  связано с  $\beta$  соотношением (2).

Интеграл (5) не удается выразить в аналитическом виде, однако для зависимости импульса  $P_p = M_p \beta / \sqrt{1-\beta^2}$  от времени получается простое аналитическое выражение, которое позволяет, используя параметрическую зависимость  $\nu_s$  и  $P_p$  от  $\beta$ , определить зависимость  $\nu_s$  от времени ускорения  $t$ .

Действительно,  $P_p = \sqrt{E^2 - M_p^2}$ ,  $dP_p = dE/\beta$  и после подстановки  $\nu_s$  из (2) и  $dE/dt$  из (3) получается выражение

$$dP_p = \frac{1}{1 + q \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}} \cdot \nu_0 eV \cos \varphi_s \cdot dt, \quad (6)$$

которое после элементарного интегрирования приводит к соотношению

$$t = \frac{1}{a} \left[ \frac{P_p}{M_p} + \frac{q}{2} \left( \frac{P_p}{M_p} \right)^2 \right] = \frac{1}{a} \left( \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} + \frac{q}{2} \cdot \frac{\beta^2}{1-\beta^2} \right), \quad (7)$$

где  $a = \nu_0 eV \cos \varphi_s / M_p = 114,2 \text{ с}^{-1}$ .

Полученное выражение, как это уже отмечалось выше, позволяет вместе с уравнением (2) определить в параметрической форме зависимость  $t$  от  $\nu_s$ .

Аналогично, используя соотношение  $T_p = M_p (1/\sqrt{1-\beta} - 1)$ , можно в параметрической форме найти зависимость  $t$  от кинетической энергии протона.

Зависимость фактора автофазировки  $K$  от  $\beta$  можно получить из соотношения [2]

$$K = -\frac{E_s}{\nu_s} \left( \frac{d\nu}{dE} \right)_s, \quad (8)$$

где  $E_s = M_p / \sqrt{1-\beta^2}$  — полная энергия равновесной частицы, а  $\nu_s$  определяется уравнением (2).

Дифференцируя (2) по энергии, получим выражение

$$\frac{d\nu_s}{dE_s} = \frac{\nu_0^2}{M_p \nu_s} \frac{\left[ (1-\beta^2)^{\frac{3}{2}} - q \frac{\nu_s}{\nu_0} \right]}{\left( 1 + q\beta/\sqrt{1-\beta^2} \right)^2}, \quad (9)$$

которое после подстановки в (8) позволяет выразить  $K$  в зависимости от  $\beta$

$$K = -\frac{\nu_0^2}{\nu_s^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{\left[ (1-\beta^2)^{\frac{3}{2}} - q\beta/1 + q\beta/\sqrt{1-\beta^2} \right]}{(1 + q\beta/\sqrt{1-\beta^2})^2} \quad (10)$$

и тем самым с учетом (7) найти зависимость  $K$  от времени ускорения  $t$ .

Полученные в ходе всех этих расчетов зависимости  $\nu_s, P_s, T_s$  и  $K$  от времени ускорения  $t$  приведены на рис. 2.

Частота ускоряющего напряжения изменяется в пределах от 1,34–1,63 до 8,3 МГц, время ускорения до конечной энергии составляет при  $eV \cos \varphi_s = 5 \cdot 10^3$  эВ около 8 мс, а критическая энергия, соответствующая  $K = 0$ , когда автофазировка отсутствует, находится вблизи  $T_p = 450$  МэВ.

Таким образом, полученные зависимости  $\nu_s$  от  $t$  и  $K$  от  $t$  обеспечивают продольную фазовую устойчивость пучка протонов при ускорении до конечной энергии 226 МэВ, а условие постоянства величины  $eV \cos \varphi_s$ , используемое при выводе всех этих зависимостей, при неизменной амплитуде

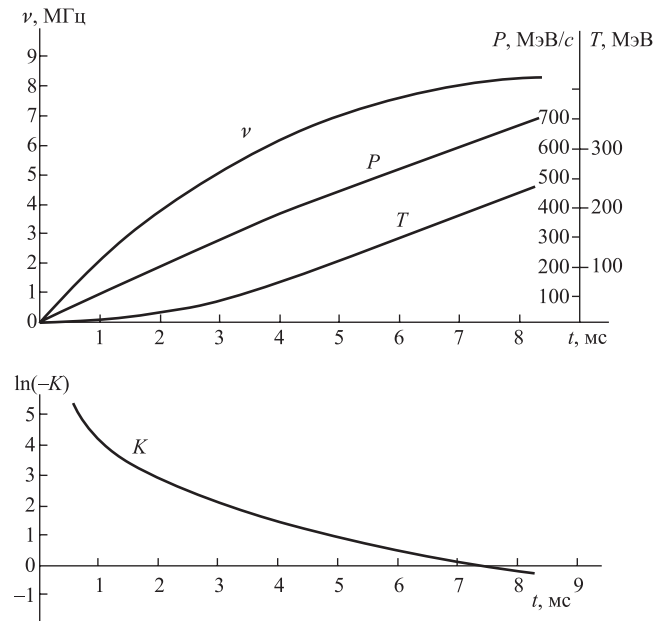


Рис. 2. Параметры ускорителя в зависимости от времени, обеспечивающие фазовую устойчивость (продольную фокусировку) в процессе ускорения:  $\nu$  — частота ускоряющего напряжения в МГц;  $P$  — импульс протонов в МэВ/с;  $T$  — энергия протонов в МэВ;  $K$  — фактор автофазировки (в логарифмическом масштабе)

ускоряющего напряжения  $V$ , обеспечивает постоянство равновесной фазы в процессе ускорения.

Следует также отметить, что при требуемой интенсивности  $10^8$  протонов в одном цикле ускорения влияние пространственного заряда на устойчивость фазовых колебаний пренебрежимо мало [4].

### 3. ПОПЕРЕЧНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ (ФОКУСИРОВКА) ПРОТОНОВ В ПРОЦЕССЕ УСКОРЕНИЯ

В предложенной схеме ускорителя анализ поперечной устойчивости и фокусировки удобно провести, используя матричные методы расчета в приближении тонких линз.

В этом приближении четыре квадрупольных линзы, включенные по схеме триплета, когда две средние секции запитываются одним током возбуждения, а две крайние секции — другим значением тока противоположной полярности, имеют близко расположенные к центру всей системы главные плоскости для вертикальной и горизонтальной фокусировок, что эквивалентно действию тонкой собирающей линзы, размещенной в центре этих четырех линз [3].

Для вертикальной фокусировки полная матрица перехода в элементе периодичности ускорителя имеет вид

$$\begin{aligned}
 M_z &= \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{2F_z} & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & L_z \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{2F_z} & 1 \end{vmatrix} = \\
 &= \begin{vmatrix} 1 - \frac{L_z}{2F_z} & L_z \\ -\frac{1}{F_z} + \frac{L_z}{4F_z} & 1 - \frac{L_z}{2F_z} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 - \frac{\eta_z}{2} & L_z \\ -\frac{1}{F_z} \left(1 - \frac{\eta_z}{4}\right) & 1 - \frac{\eta_z}{2} \end{vmatrix} \quad (11)
 \end{aligned}$$

где  $F_z$  — фокусное расстояние эквивалентной тонкой линзы;  $L_z = 4\ell + 2\pi R$  — длина орбиты протона;  $\eta_z = \frac{L_z}{F_z}$ .

След полной матрицы  $M_z$  равен

$$S_p M_z = 2 \left(1 - \frac{\eta_z}{2}\right), \quad (12)$$

и движение в вертикальной плоскости будет устойчивым, если  $|S_p M_z| < 2$  [4], что соответствует области изменения  $\eta_z$  в пределах  $0 < \eta_z < 4$ .



Акцептанс ускорителя для устойчивого движения в вертикальной плоскости ( $\varepsilon_z$ ) определяется выражением [5]

$$\varepsilon_z = \frac{\pi a^2}{L_z} \sqrt{1 - \frac{|S_p M_z|^2}{4}} = \pi \frac{a^2 \sqrt{\eta_z (4 - \eta_z)}}{2L_z} = \frac{\pi a^2}{2L_z} \cdot f_z(\eta_z), \quad (13)$$

где  $a$  — эффективный радиус апертуры квадрупольных линз, для которого распределение поля достаточно близко к квадрупольному. При использовании линз типа МЛ-3 с диаметром межполюсного отверстия 10 см  $a \approx 4$  см,  $L_z$  изменяется в пределах от  $L_{z1} = 4\ell + 2\pi R_{\min} = 1400 + 64 = 1464$  см до  $L_{z2} = 4\ell + 2\pi R_{\max} = 1400 + 720 = 2120$  см.

Максимальное значение акцептанса получается при  $\eta_z = 2$ ,  $f_z = 2$ , что соответствует  $L_z = 2F_z$  и  $\varepsilon_{\max 1} = \pi a^2 / L_{z1} = \pi \cdot 4^2 / 1464 \approx \pi \cdot 11$  см·мрад для инжектируемых протонов на радиус  $R_{\min} = 10$  см и  $\varepsilon_{\max 2} = \pi \cdot 4^2 / 2120 = \pi \cdot 7,5$  см·мрад для протонов в конце цикла ускорения на радиусе  $R_{\max} = 115$  см.

Значение  $\varepsilon_{z \max}$  более чем на порядок превышает аналогичную величину, полученную в работе [1] с учетом вертикальной дефокусировки, что и определяет явное преимущество схемы ускорителя, предложенной и рассматриваемой в настоящей работе.

Для фокусировки в горизонтальной плоскости, помимо действия четырех квадрупольных линз, необходимо учесть фокусирующее действие однородного магнитного поля в магнитных зеркалах при отклонении протонов на  $180^\circ$ .

Эту фокусировку можно представить как результирующее действие двух тонких фокусирующих линз с оптической силой  $-\sin 90^\circ / R = -1/R$  каждая, расположенных на расстоянии  $2R$  друг от друга и на расстоянии  $R$  от прямолинейной границы магнитного зеркала [6]. Матрицу  $M_{\Pi}$  перехода участка однородного магнитного поля можно представить как произведение шести матриц, соответствующих дрейфовым промежуткам длиной  $R$  и тонким фокусирующим линзам с фокусным расстоянием  $R$ :

$$M_{\Pi} = \begin{vmatrix} 1 & R \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{R} & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & R \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & R \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{R} & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & R \\ 0 & 1 \end{vmatrix},$$

которая после перемножения первой и второй тройки матриц преобразуется в

$$M_{\Pi} = \begin{vmatrix} 0 & R \\ -\frac{1}{R} & 0 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 0 & R \\ -\frac{1}{R} & 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{vmatrix}. \quad (14)$$

Эта матрица характеризует телескопическую систему линз, преобразующих параллельный пучок в параллельный с переворачиванием изображения, и не зависит от  $R$ .

Матрица перехода половины элемента периодичности запишется как

$$M_{\frac{1}{2}r} = \begin{vmatrix} 1 & \ell \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & \ell \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{2F_r} & 1 \end{vmatrix} = \\ = \begin{vmatrix} -\left(1 - \frac{\ell}{F_r}\right) & -2\ell \\ \frac{1}{2F_r} & -1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} \end{vmatrix}, \quad (15)$$

где  $F_r$  — фокусное расстояние в горизонтальной плоскости тонкой линзы, эквивалентной четырем квадрупольным линзам;  $\ell = 350$  см — половина расстояния между магнитными зеркалами.

Матрица перехода всего элемента периодичности в силу симметрии этого элемента относительно плоскости, проходящей посередине между магнитными зеркалами, запишется как [6]

$$M_r = \begin{vmatrix} 1 + 2\alpha_{12}\alpha_{21} & 2\alpha_{12}\alpha_{22} \\ 2\alpha_{11}\alpha_{21} & 1 + 2\alpha_{12}\alpha_{21} \end{vmatrix} = \\ = \begin{vmatrix} 1 - \frac{2\ell}{F_r} & 4\ell \\ -\frac{1}{F_r}\left(1 - \frac{\ell}{F_r}\right) & 1 - \frac{2\ell}{F_r} \end{vmatrix}, \quad (16)$$

или после подстановки

$$\eta_r = \frac{4\ell}{F_r}, \quad (17)$$

$$M_r = \begin{vmatrix} 1 - \frac{\eta_r}{2} & 4\ell \\ -\frac{1}{F_r}\left(1 - \frac{\eta_r}{4}\right) & 1 - \frac{\eta_r}{2} \end{vmatrix} \text{ и } S_p M_r = 2\left(1 - \frac{\eta_r}{2}\right). \quad (18)$$

Движение в горизонтальной плоскости будет устойчивым, если  $|S_p M_r| < 2$ , что соответствует области изменения  $\eta_r$  в пределах  $0 < \eta_r < 4$ , и в этом случае аксептанс ускорителя в горизонтальной плоскости определится выражением [5]

$$\varepsilon_r = \frac{\pi a^2}{4\ell} \sqrt{1 - \frac{|S_p M|^2}{4}} = \frac{\pi a^2}{8\ell} \cdot \sqrt{\eta_r(4 - \eta_r)} = \frac{\pi a^2}{8\ell} f_r(\eta_r). \quad (19)$$

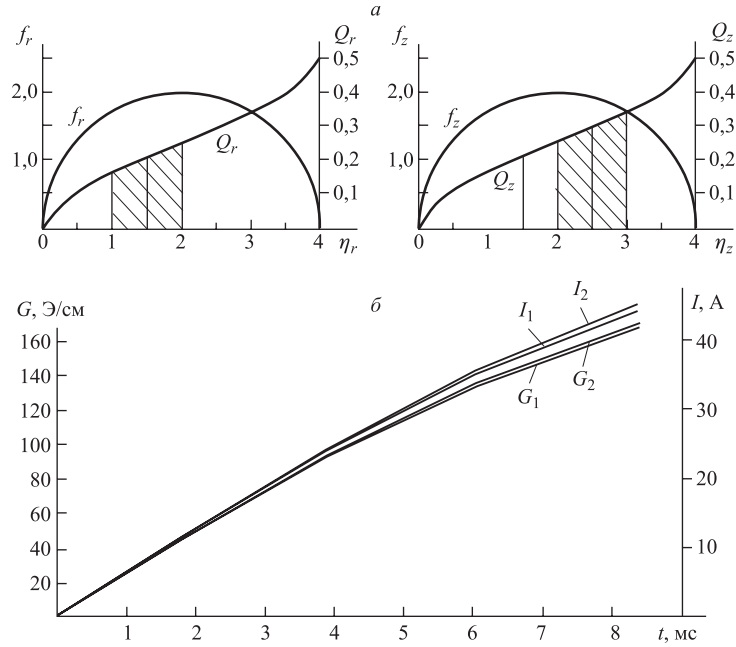


Рис. 3. а) Функция  $f(\eta)$ , связанная с поперечным аксептансом ускорителя  $\varepsilon = \pi a^2/L \cdot f(\eta)$ , и частоты бетатронных колебаний ( $Q$ ) в зависимости от параметра  $\eta_{rz} = L_{rz}/F_{rz}$ , где  $L_r = 4l$ ,  $L_z = 4l + 2\pi R$  и  $F_{rz}$  — фокусное расстояние четырех квадрупольных линз в горизонтальной ( $r$ ) и вертикальной ( $z$ ) плоскостях. Область допустимых значений  $Q$  и  $\eta$ , при которых сохраняется резонансная устойчивость, выделена кривой штриховкой. б) Зависимость от времени ускорения (мс) градиентов магнитного поля ( $G$ ) и токов возбуждения ( $I$ ) в первой и второй (начиная от ускоряющего устройства) квадрупольных линзах, обеспечивающих поперечную фокусировку и резонансную устойчивость протонов в процессе ускорения

Для  $a \approx 4$  см и  $4l = 1400$  см максимальное значение аксептанса, соответствующее  $\eta_r = 2$ ,  $f_r = 2$ , составит  $\varepsilon_{r \max} = \pi \cdot a^2/4l = \pi \cdot 11,4$  см · мрад и не зависит от  $R$ .

Функции  $f(\eta) = \sqrt{\eta(4-\eta)}$ , показанные на рис. 3, а, представляют собой полуокружности с радиусом  $\eta = 2$  и  $f_{\max} = 2$  при  $\eta = 2$ .

Отклонения  $\eta$  от оптимального значения  $\eta = 2$  на  $\pm 1$  ( $\pm 50\%$ ) ( $\eta_1 = 1$ ,  $\eta_2 = 3$ ) приводят к уменьшению функции  $f$  от  $f_{\max} = 2$  до  $f_{12} = \sqrt{3}$  всего на  $(2-\sqrt{3})/2 = 0,13 = 13\%$ , что свидетельствует о достаточной устойчивости движения протонов в процессе ускорения даже при изменении фокусного расстояния четырех квадрупольных линз ( $F = L/\eta$ ) в пределах  $\pm 50\%$ .

#### 4. РЕЗОНАНСНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ

Частота бетатронных колебаний ( $Q$ ) определяется выражением [4]

$$Q = \frac{N}{2\pi} \arccos(S_p M/2), \quad (20)$$

где  $N$  — число элементов периодичности на одном обороте и  $M$  — полная матрица перехода. В рассматриваемом варианте ускорителя имеется всего один элемент периодичности и  $N = 1$ . В этом случае, принимая во внимание выражения (12) для  $S_p M_z$  и (18) для  $S_p M_r$ , получим

$$Q_z = \frac{1}{2\pi} \arccos\left(1 - \frac{\eta_z}{2}\right) \text{ и } Q_r = \frac{1}{2\pi} \left(1 - \frac{\eta_r}{2}\right). \quad (21)$$

Графики  $Q_z(\eta_z)$  и  $Q_r(\eta_r)$ , изображенные на рис. 3, а, определяют пределы изменения  $Q$  от  $Q = 0$  до  $Q = 0,5$ .

Рабочие области допустимых значений  $Q_r$  и  $Q_z$ , в которых исключены резонансные значения  $Q = 0; 0,5$  и разносные резонансы:  $Q_r - Q_z = 0$  и  $2Q_r - Q_z = 0$ , изображены на рис. 3, а косой штриховкой и соответствуют средним значениям и интервалам

$$Q_r = 0,21 \pm 0,04; \eta_r = 1,5 \pm 0,5 \text{ и } Q_z = 0,29 \pm 0,04; \eta_z = 2,5 \pm 0,5.$$

Для удержания  $Q$  в этих пределах фокусные расстояния системы четырех квадрупольных линз, включенных по схеме триплета, должны удовлетворять соотношениям  $F_r(\eta_r = 1,5) = \frac{4\ell}{1,5} = \frac{g_{dc}}{2}$  с допустимыми изменениями  $\Delta F_r/F_r \approx \pm 33\%$  и

$$F_z(\eta_z = 2,5) = \frac{4\ell + 2\pi R}{2,5} = \frac{g_{cd}}{2} \quad (22)$$

с допустимыми изменениями  $\Delta F_z/F_z \approx \pm 20\%$ .

При этом из выражений (3), (32) [3], в приближении тонких линз, можно получить

$$\frac{1}{g_{dc}} = \frac{1}{f_2} - \frac{1}{f_1 + s}; \quad \frac{1}{g_{cd}} = \frac{1}{f_1 - s} - \frac{1}{f_2}, \quad (23)$$

где  $f_1$  — фокусное расстояние квадрупольной линзы, ближайшей к ускоряющему устройству;  $f_2$  — фокусное расстояние следующей квадрупольной линзы;  $s = 50$  см — расстояние между главными плоскостями этих линз, находящимися, в приближении тонких линз, посредине каждой линзы;  $g_{dc}$  — расстояние до изображения, когда на дублет квадрупольных линз со стороны ускоряющего устройства падает параллельный пучок частиц и линза с  $f_1$

является дефокусирующей в горизонтальной плоскости;  $g_{cd}$  — расстояние до изображения для параллельного пучка, когда линза с  $f_1$  является фокусирующей в вертикальной плоскости.

Если обозначить

$$\frac{1}{m} = 2 \left( \frac{1}{g_{cd}} + \frac{1}{g_{dc}} \right) = \frac{1}{F_r} + \frac{1}{F_z} = \frac{1,5}{4\ell} + \frac{2,5}{4\ell + 2\pi R}$$

и

$$\frac{1}{n} = 2 \left( \frac{1}{g_{cd}} - \frac{1}{g_{dc}} \right) = \frac{1}{F_r} - \frac{1}{F_z} = \frac{1,5}{4\ell} - \frac{2,5}{4\ell + 2\pi R}, \quad (24)$$

где

$$m = \frac{8}{3}\ell \left[ 1 - \frac{\frac{5}{3}}{\left(\frac{8}{3} + \frac{\pi R}{2\ell}\right)} \right] \text{ и } n = \frac{8}{3}\ell \left[ \frac{\frac{5}{3}}{\left(\frac{2}{3} - \frac{\pi R}{2\ell}\right)} - 1 \right], \quad (25)$$

то можно выразить

$$f_1 = \sqrt{s(4m + s)} \text{ и } f_2 = \frac{4n}{\frac{f_1 n}{sm} - 1}. \quad (26)$$

Принимая во внимание соотношение для  $f = \frac{1}{\sqrt{k} \sin \sqrt{kL}}$  [5], где  $k = \frac{300dH/dx}{Pc} = \frac{300G}{Pc}$  и  $L = 45$  см — эффективная длина одного квадрупольной линзы типа МЛ-3, можно, в приближении тонких линз, получить  $f = \frac{1}{kL}$  и, зная  $f$ , найти выражение для градиентов магнитного поля  $G$  в каждой из квадрупольных линз

$$G_1 = \frac{Pc}{300} \cdot \frac{1}{f_1 L} = \frac{74P}{f_1} \text{ и } G_2 = \frac{74P}{f_2}, \quad (27)$$

где  $G$  — в Э/см,  $P$  — в МэВ/с и  $f$  — в см.

Используя соотношение в квадрупольной линзе между числом ампервитков ( $nI$ ), градиентом  $G$  и апертурой  $r$  [6]  $nI \approx 0,4Gr^2$ , можно для линзы типа МЛ-3 с  $n = 38$  витков и  $r = 5$  см найти соотношение между током  $I$  и градиентом  $G$ :

$$I_1 = 0,264G_1 \text{ и } I_2 = 0,264G_2. \quad (28)$$

Рассчитанные по формулам (27) и (28) градиенты и токи в первой и второй квадрупольных линзах в зависимости от времени ускорения протонов изображены на рис. 3, б.

Следует отметить близость значений  $G_1$  и  $G_2$ ,  $I_1$  и  $I_2$ , что позволит запитывать две средние и две крайние линзы квадруплета практически одним током.

Допустимые отклонения  $\Delta g_{cd}$  и  $\Delta g_{dc}$  при случайном изменении тока и связанных с ним изменениях величин  $f_1$  и  $f_2$  вычисляются по обычным формулам случайных ошибок

$$\Delta g_{cd} = \sqrt{\left(\frac{dg_{cd}}{df_1}\right)^2 (\Delta f_1)^2 + \left(\frac{dg_{cd}}{df_2}\right)^2 (\Delta f_2)^2}, \quad (29)$$

$$\Delta g_{dc} = \sqrt{\left(\frac{dg_{dc}}{df_1}\right)^2 (\Delta f_1)^2 + \left(\frac{dg_{dc}}{df_2}\right)^2 (\Delta f_2)^2}.$$

Оценка по формулам (23) и (26) для  $f_1 \approx f_2 \approx 300$  см и  $\Delta f/f = \pm 0,02$  ( $\pm 2\%$ ) и  $\Delta f_1 \approx \Delta f_2 \approx 6$  см после подстановки в (29) дает  $\frac{\Delta g_{cd}}{g_{cd}} = \frac{\Delta F_z}{F_z} = \pm 17\%$ ,  $\frac{\Delta g_{dc}}{g_{dc}} = \frac{\Delta F_r}{F_r} = \pm 19\%$  при допустимом (22) отклонении соответственно  $\pm 20$  и  $\pm 33\%$ .

Таким образом, поперечная и резонансная устойчивость протонного пучка в процессе ускорения обеспечиваются при соблюдении расчетной зависимости градиентов  $G_1$  и  $G_2$  от времени ускорения с точностью не хуже  $\pm 2\%$ , что вполне достижимо при современных технических средствах.

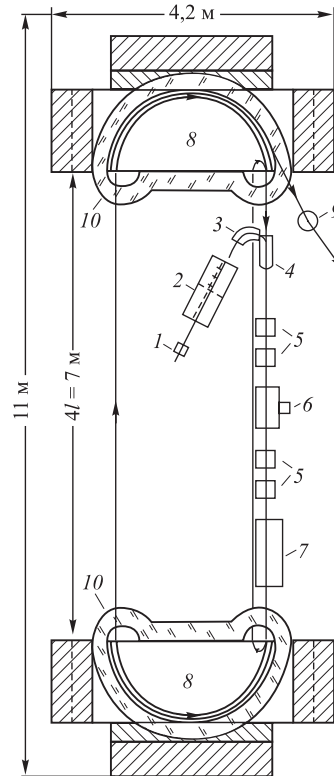
Конечно, приведенные расчеты носят приближенный, оценочный характер, и только детальные расчеты на ЭВМ без всяких допущений о замене реальных квадруплей на тонкие линзы позволят с достаточной точностью определить условия фазовой, поперечной и резонансной устойчивости и с учетом допусков на однородность магнитного поля в магнитных зеркалах вычислить огибающие и задать размеры апертуры магнитных квадрупольных линз и межполюсного зазора в магнитных зеркалах.

## 5. ВАРИАНТ ТЕХНИЧЕСКОЙ РЕАЛИЗАЦИИ УСКОРИТЕЛЯ

Вариант технической реализации предложенного и рассматриваемого в этой статье ускорителя представлен на рис. 4.

Как и в предыдущем варианте ускорителя [1], в новом варианте для изготовления магнитных зеркал предполагается использование целиком всех деталей ярма магнита установки АРЕС общим весом около 100 т с дополнительным изготовлением полюсных наконечников и вкладышей для замыкания магнитных потоков в боковых элементах ярма магнитных зеркал общим весом около 50 т.

Рис. 4. Вариант технической реализации ускорителя протонов с разрезным магнитом на основе имеющихся в наличии деталей ядра магнита и медной трубки установки АРЕС: 1 — источник  $H^-$ ; 2 — инжектор с перезарядной ( $H^-$  в  $H^+$ ) фольгой; 3 — поворотный магнит с постоянным полем; 4 — импульсный поворотный магнит; 5 — дублет магнитных квадрупольных линз типа МЛ-3 с изменяющимся во времени градиентом магнитного поля; 6 — индукционное ускоряющее устройство на ферритах; 7 — ударный магнит на основе ферритов для вывода протонного пучка; 8 — магнитные зеркала с однородным и постоянным во времени магнитным полем на основе использования деталей ядра магнита установки АРЕС; 9 — импульсный магнит для отклонения выведенного протонного пучка; 10 — обмотка возбуждения магнитных зеркал на основе медной трубки установки АРЕС



Для изготовления обмоток возбуждения ускорителя с сечением одной секции обмотки  $0,2 \times 0,3 = 0,06 \text{ м}^2$ , коэффициентом заполнения медной трубкой, равным приблизительно 60 %, длиной всех четырех секций обмотки  $4 \cdot 7 = 28 \text{ м}$ , полным весом меди в четырех секциях около 9 т можно будет использовать медную трубку от катушек возбуждения установки АРЕС с общим весом меди в них около 20 т. Две секции обмотки для одного магнитного зеркала содержат 154 витка, что при токе возбуждения  $10^3 \text{ А}$  с запасом обеспечивает в зазоре магнитного зеркала, равном 5 см, магнитную индукцию 2 Тл.

При этом сопротивление обмотки одного магнитного зеркала при сечении медной трубки  $2,6 \times 2,6 \times \phi 1,6 = 4,76 \text{ см}^2$  составит

$$R = \frac{2 \cdot 10^{-6} \cdot 154 \cdot 700}{4,7} \approx 0,045 \text{ Ом},$$

и суммарная потребляемая мощность от электросети двух магнитных зеркал будет равна  $W = 1000 \cdot 45 \cdot 2 = 90 \text{ кВт}$ . Это есть максимальное значение

мощности, так как магнитное поле в 2 Тл, возможно, будет достигнуто при токе, меньшем, чем 1000 А.

Максимальная потребляемая мощность двух квадрупольных линз с сопротивлением 0,3 Ом каждая согласно расчетным значениям тока (рис. 3, б) не превысит 1,5 кВт, так что суммарная мощность, потребляемая ускорителем с учетом всех остальных систем и устройств (инжектора, импульсных магнитов, вакуумных насосов и водяного охлаждения), составит около 110 кВт.

Как и в первоначальном варианте ускорителя с разрезным магнитом [1], в основу конструкции инжектора предложенного варианта ускорителя может быть положена разработка НИИЭФА по тандем-ускорителю протонов УП-2 [8], в котором сначала ускоряются  $H^-$ -ионы до энергии около 1 МэВ, затем  $H^-$  перезаряжается в  $H^+$ , и во второй половине ускорителя увеличивают энергию в два раза (рис. 5, а). Инжекция протонов в ускоритель осуществляется с помощью импульсного отклоняющего магнита (рис. 5, б) с длительностью заднего фронта импульса около 0,5 мкс.

В качестве ускоряющей системы могут быть использованы ферритовые резонаторы с подмагничиванием, разработанные и опробованные в ИЯФ им. Г. И. Будкера в Новосибирске [9].

Вывод протонов из ускорителя производится ударным магнитом с длительностью переднего фронта импульса менее 0,1 мкс. Импульсное магнитное поле с индукцией 0,05 Тл на длине приблизительно 1 м позволяет отклонить выводимые протоны на угол  $\sim 1^\circ$  и обеспечить разделение орбит на выходе из ускорителя до 15 см (рис. 5, в).

Конструкция ударного магнита может быть взята в упрощенном виде из разработанного в Протвино устройства для быстрого вывода пучка протонов с энергий 70 ГэВ [10] (рис. 5, г).

По сравнению с изохронным циклотроном [7] вес и суммарная потребляемая мощность предложенного ускорителя будут примерно в два раза меньше, а использование имеющихся в наличии готовых деталей и материалов позволит снизить затраты на его изготовление, монтаж и наладку в несколько раз.

В целом предложенный ускоритель, как и первоначальный вариант ускорителя [1], может быть изготовлен силами Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в порядке текущей деятельности без привлечения сторонних организаций по поводу каких-либо дополнительных разработок и изготовления специального оборудования, испытан и установлен в здании Медико-технического комплекса ЛЯП ОИЯИ, как это показано на рис. 6, что позволит при проведении протонной терапии заменить фазотрон ОИЯИ на ускоритель с существенно меньшим потреблением энергии и обеспечить перспективу перехода на качественно лучшие протонные пучки с использованием наиболее передовых методик активного формирования дозных полей и облучения пациентов путем трехмерного сканирования протонного пучка.



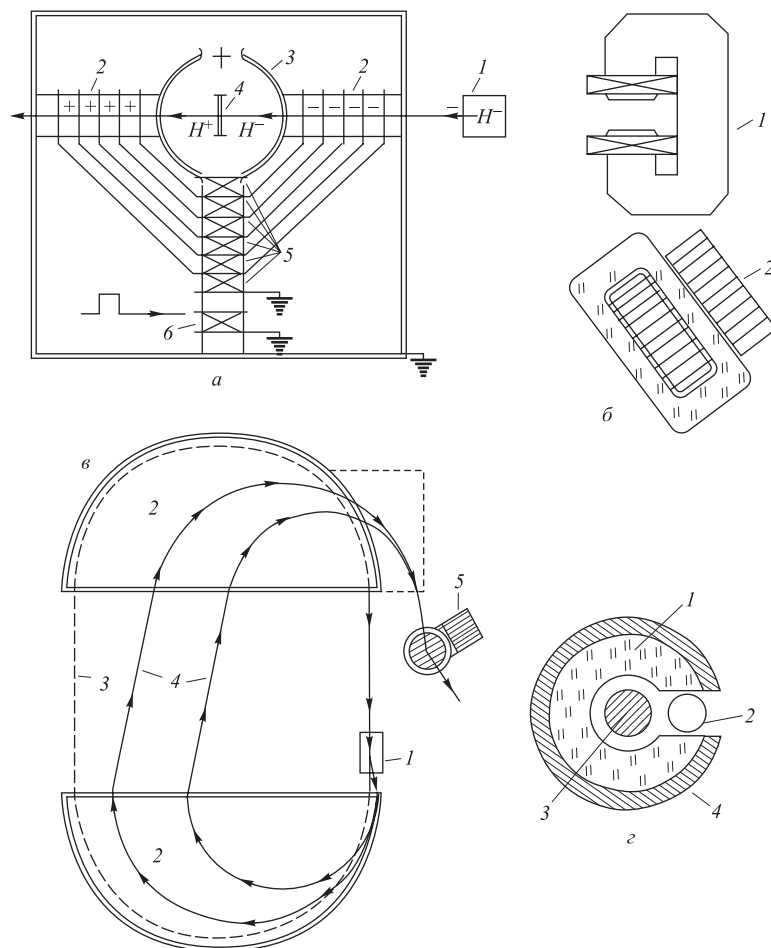


Рис. 5. а) Инжектор на основе импульсного трансформатора с перезарядной ( $H^-$  в  $H^+$ ) фольгой: 1 — источник  $H^-$ ; 2 — секционированная ускорительная трубка; 3 — высоковольтный электрод; 4 — перезарядная фольга; 5 — секции высоковольтной обмотки импульсного трансформатора; 6 — секция первичной обмотки трансформатора. б) С-образный импульсный отклоняющий магнит для инжекции с ярмом из листового железа: 1 — вид сбоку; 2 — разрез в медианной плоскости. в) Принципиальная схема вывода пучка: 1 — ударный магнит; 2 — магнитные зеркала; 3 — неотклоненная траектория; 4 — отклоненная траектория; 5 — импульсный поворотный магнит. г) Поперечный разрез ударного магнита: 1 — ферритовый сердечник; 2 — вакуумная камера; 3 — внутренний токопровод; 4 — наружный токопровод

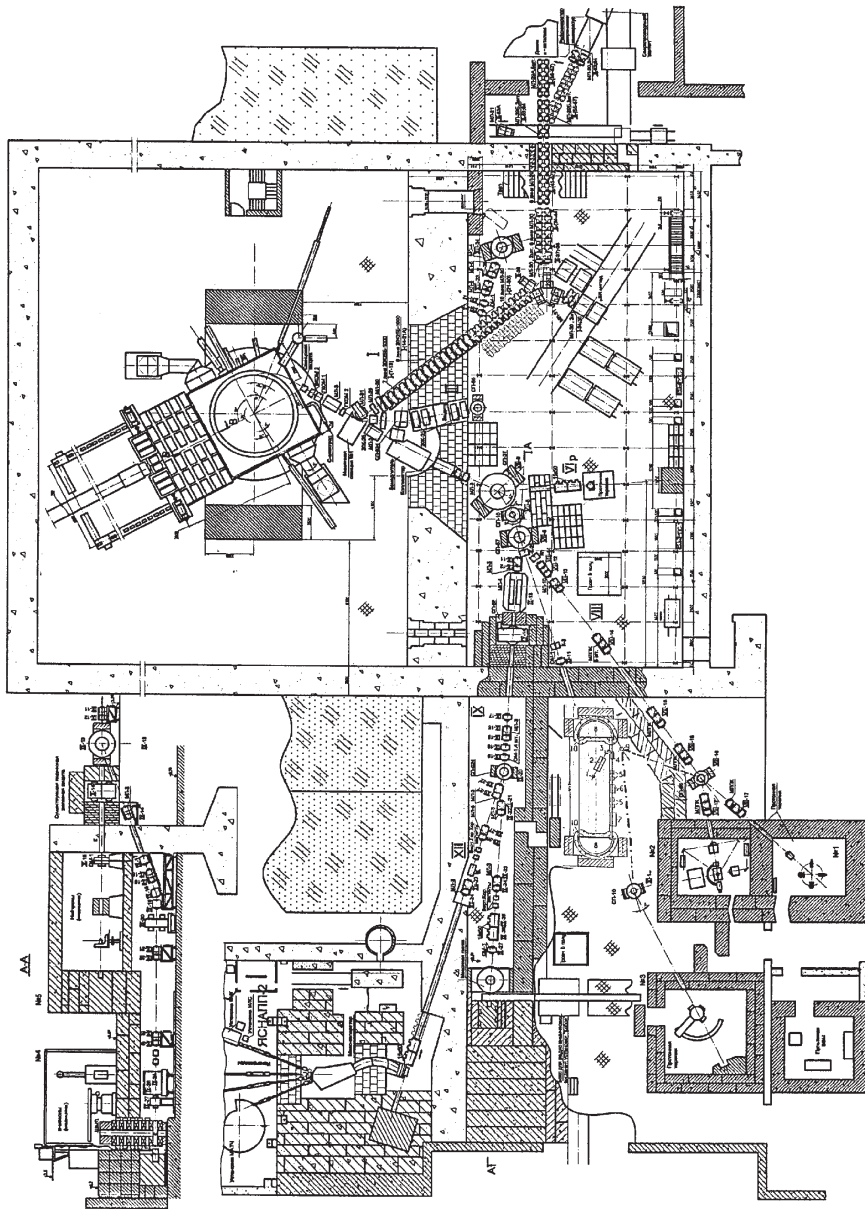


Рис. 6. Один из возможных вариантов расположения ускорителя в здании Медико-технического комплекса Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен и рассмотрен вариант ускорителя протонов с разрезным магнитом для Медико-технического комплекса Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, который, по сравнению с первоначальным вариантом [1], позволяет исключить из общей схемы ускорителя восемь постоянных магнитов для сопряжения наклонных траекторий с траекториями протонных пучков в магнитных зеркалах, уменьшить в два раза число используемых магнитных квадрупольных линз и тем самым существенно упростить конструкцию всего ускорителя.

Кроме того, устранение краевой дефокусировки в вертикальной плоскости при пересечении передней границы магнитного зеркала приведет в новом варианте ускорителя к значительному (в несколько раз) повышению акцептанса ускорителя в вертикальной плоскости и снижению требований к точности настройки фокусировки магнитных квадрупольных линз в этой плоскости.

Проведенные расчеты и анализ фазовой, поперечной и резонансной устойчивости заряженных частиц для рассмотренного варианта ускорителя позволяют сделать вывод о его принципиальной осуществимости.

Возможность использования при технической реализации рассмотренного ускорителя хорошо известных и апробированных элементов ускорительной техники, а также имеющихся в наличии готовых деталей и материалов позволяет существенно уменьшить суммарные затраты на его изготовление, монтаж и наладку и осуществить весь проект в рамках текущей деятельности Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Савченко О. В.* Сообщение ОИЯИ Р9-2007-60. Дубна, 2007.
2. *Коломенский А. А., Лебедев А. Н.* Теория циклических ускорителей. М.: ФМЛ, 1962. С. 149.
3. *Явор С. Я.* Фокусировка заряженных частиц квадрупольными линзами. М.: Атомиздат 1968. С. 96, 90.
4. *Лебедев А. Н., Шальнов А. В.* Основы физики и техники ускорителей. М.: Энергоиздат, 1991. С. 67–68, 243.
5. *Карташев В. П., Котов В. И.* Основы магнитной оптики пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 94.
6. *Бенфорд А.* Транспортировка пучков заряженных частиц. М.: Атомиздат, 1969. С. 84, 44, 119.
7. *Аленицкий Ю. Г. и др.* Сообщение ОИЯИ Р9-2004-32. Дубна, 2004.  
*Alenitsky Yu. G. et al.* // Proceedings of XIX RUPAC (Russian Particle Acceleration Conference), Dubna, October 4–8, 2004. P. 162.

8. *Голубев В. П. и др.* // Труды XII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1992. Т. 1. С. 132.
9. *Авербух И. И.* // ПТЭ. 1978. №4. С. 19.  
*Абдульманов В. Г. и др.* // ПТЭ. 1976. №3. С. 24.  
*Arbizov V. S. et al.* // Proceedings of XIX RUPAC, Dubna, October 4–8, 2004. P. 95.
10. *Асеев А. А. и др.* // Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. М. 1972. М.: Наука, 1973. Т. 2. С. 160.

Получено 13 февраля 2008 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 15.05.2008.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,31. Уч.-изд. л. 1,53. Тираж 270 экз. Заказ № 56168.

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

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)