

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



6972

Коллекция 121

P9 - 6972

Экз. чит. 100

Б.В.Василишин, И.Б.Иссинский, Е.М.Кулакова

МЕДЛЕННЫЙ ВЫВОД ПУЧКА
ИЗ СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ
(Расчет системы)

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

P9 - 6972

Б.В.Василишин, И.Б.Иссинский, Е.М.Кулакова

МЕДЛЕННЫЙ ВЫВОД ПУЧКА
ИЗ СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ
(Расчет системы)

Направлено в журнал "Particle Accelerators"

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

I. Введение

Система медленного вывода первичного пучка из синхрофазотрона ОИЯИ, расчет которой изложен в настоящей работе, основана на использовании резонанса радиальных бетатронных колебаний $\nu_x = 2/3$ и обеспечивает эффективность вывода выше 90%.

Высокая эффективность вывода достигается за счет большой глубины заброса пучка в зазор первого септум-магнита / ~ 17 см/, что возможно благодаря достаточной ширине рабочей области поля синхрофазотрона в конце ускорения и устранению влияния его нелинейностей ^{/1,2/}.

Расположение оборудования системы медленного вывода показано на рис. 1. В прямолинейном промежутке между I и II квадрантами находятся первый септум-магнит FM и горизонтально - фокусирующая линза FL , которые формируют пучок на входе второй ступени системы внутренней транспортировки, расположенной в следующем прямолинейном промежутке. Исходя из характеристик пучка при резонансе, связанных с нелинейностями поля, рабочее положение FM выбрано на расстоянии $x_s = +35$ см от центра камеры ускорителя, поэтому первая ступень должна быть подвижной. Положение второй внутренней ступени, также состоящей из магнита и линзы, выбрано на расстоянии $x = +70$ см, что позволяет: а/ для обеспечения минимальной толщины септума FM сместить пучок с помощью первой ступени на $\Delta x = 37-40$ см, что соответствует его отклонению на угол, не превышающий 14 мрад; б/ пройти незначительную часть краевого поля во II квадранте, не пересекая области больших нелинейных градиентов, начинающихся с $x \approx 80-85$ см; в/ сделать систему неподвиж-

ной /инфлектор установлен на расстоянии от центра камеры $x = +63$ см/; г/ поскольку практически нет ограничений на вес этой ступени, сделать ее достаточно сильной, используя всю свободную от магнитного поля длину прямолинейного участка, и, следовательно, д/ отклонить пучок на большой угол, чтобы обеспечить прохождение им минимального пути в нелинейном рассеянном поле III квадранта.

Головная ступень системы внешней транспортировки состоит из двух дублетов квадрупольных линз.

Возбуждение резонанса $\nu_x = 2/3$ на синхрофазотроне ОИЯИ производится с помощью двух полюсных обмоток. Обмотка Р1, включающая в себя 8 полюсных проводников, расположенных на расстояниях $x = \pm 10$ см и $x = \pm 30$ см, изменяет показатель поля n до резонансного значения /рис. 2/. Обмотка Р2 с проводниками, расположенными на координатах $x = \pm 20$ см и $x = \pm 40$ см, вводит 2-ю азимутальную гармонику $\Delta B_z(x, \theta)$ квадратичной нелинейности. Поскольку конструкция камеры ускорителя позволяет расположить на полюсах сильноточные проводники с шагом 10 см, квадратичная зависимость $\Delta B_z(x)$ формировалась подбором токов в проводниках обмотки Р2. Обратные витки проводников этих обмоток замкнуты так, что дипольная компонента поля на центральном радиусе ускорителя R_0 /рис. 2/ отсутствует.

Из ряда возможных способов введения пучка в резонанс $\nu_x = 2/3$ для слабофокусирующего ускорителя /3/ нами выбран следующий.

При фиксированном положении пучка на R_0 вводится возмущение $\Delta B_z(x, \theta)$, после чего в режиме стола главного тока /4/ показатель поля снижается до резонансного значения n_r . Преимуществом данного способа является практическое постоянство эффективности вывода и простота управления резонансом. Изменение во времени среднего угла входа пучка в FM компенсируется соответствующим изменением его тока.

Основные соотношения, характеризующие поведение пучка при этом резонансе, и приближенные значения параметров выводной системы синхрофазотрона получены автоматически. Точный расчет динамических характеристик пучка и режимов вывода с учетом реальных параметров ускорителя выполнен на ЭВМ.

II. Аналитическая оценка параметров резонансной системы

При анализе движения частиц в условиях резонанса $\nu_x = 2/3$ использовалось гладкое приближение, и зависимость второй азимутальной гармоники магнитного поля от радиуса была представлена в виде

$$\Delta B_z = b_0 + b_1 x + b_2 x^2, \quad /1/$$

где $x = R - R_c = R - R_0 I$ - отклонение от сглаженного центрального радиуса, R_0 - центральный радиус в квадрантах ускорителя, $I = 1 + \frac{2L}{\pi R_0}$, L - длина прямолинейного промежутка. Уравнение бетатронных колебаний в плоскости $z = 0$ в этих условиях имеет вид:

$$x'' + (1-n)Ix = -(k_0 + k_1 x + k_2 x^2) \sin 2\theta, \quad /2/$$

где θ - азимут, $k_m = \frac{4}{\pi} \frac{R_c}{B_c} b_m$ ($m = 0, 1, 2$), $B_c = \frac{R_0 B_0}{R_c}$,

B_0 - вертикальная проекция магнитного поля на радиусе R_0 . Влияние члена k_0 . Если представить решение уравнения /2/ в виде

$$x = x_1 + \frac{k_0}{4-(1-n)I} \sin 2\theta, \quad x' = x_1' + \frac{2k_0}{4-(1-n)I} \cos 2\theta, \quad /3/$$

то с точностью до величин второго порядка по k_0, k_1, k_2 получается уравнение для x_1 :

$$x_1'' + \{1 - [n - \frac{k_0 k_2}{4-(1-n)I}]\} I x_1 = -(k_1 x_1 + k_2 x_1^2) \sin 2\theta. /4/$$

Из сравнения уравнений /2/ и /4/ видно, что присутствие в возмущении члена k_0 приводит к искажению равновесной орбиты /5/, описываемой формулами /3/, и измене-

нию эффективного значения n на величину $\delta n = -\frac{k_0 k_2}{[4-(1-n)l]l}$.

Этим объясняется наблюдавшееся снижение значения показателя поля в ускорителе при резонансе ^{/3,6/}.

В дальнейшем рассматривается уравнение вида

$$x'' + (1-n)lx = (k_1 x + k_2 x^2) \sin 2\theta, \quad /5/$$

где x - теперь отклонение от искаженной равновесной орбиты, а n - эффективное значение показателя поля. Уравнения траекторий на фазовой плоскости. Уравнение /5/ решалось с использованием 1-го приближения метода Крылова-Боголюбова ^{/7/}. Зависимость показателя поля от радиуса представлялась в виде $n(x) = n_0 + n_1 x + n_2 x^2$. Для азимута $\theta = 0$ были получены укороченные уравнения

в декартовой системе координат (x, u) , где $u = \frac{x'}{\sqrt{(1-n)l}}$:

$$\frac{dx}{d\theta} = \frac{3}{16} k_2 (x^2 - u^2) - \frac{3}{4} l \Delta n u - \frac{9}{16} n_2 u (x^2 + u^2),$$

$$\frac{du}{d\theta} = -\frac{3}{8} k_2 x u + \frac{3}{4} l \Delta n x + \frac{9}{16} n_2 x (x^2 + u^2). \quad /6/$$

В этих уравнениях $\Delta n = n_0 - n_r$, здесь n_r - значение показателя поля в точном резонансе. Отсутствие членов с n_1 и b_1 говорит о том, что в данном приближении эти члены на резонанс не влияют.

Основные параметры резонансной системы и характеристики пучка на входе в FM при $n_2 = 0$. Координаты особых точек ^{/8/} системы /6/ равны:

$$x_1 = 0, u_1 = 0; x_2 = 0, u_2 = -\frac{4\Delta n l}{k_2}; x_{3,4} = \pm 2\sqrt{3} \frac{\Delta n l}{k_2}, u_{3,4} = \frac{2\Delta n l}{k_2}. \quad /7/$$

Первая из этих точек является устойчивой особой точкой типа "центр", а остальные три являются неустойчивыми точками типа "седло"; определяющими размер устойчивой

области. Фазовые траектории, проходящие через точки вне данной области, уходят в этом случае в бесконечность. При $\Delta n \rightarrow 0$ площадь области устойчивости стремится к нулю и не зависит от знака Δn .

Эмитанс циркулирующего пучка в плоскости (x, x') равен:

$$S_0 = \pi a_0^2 \sqrt{(1-n)l}, \quad /8/$$

где a_0 - максимальная амплитуда. В процессе адиабатического изменения n начальный эллипс деформируется так, что площадь фазовой области, заполненной пучком, остается постоянной. Вывод начинается, когда кривая, ограничивающая заполненную фазовую область, трансформируется в треугольник, площадь которого равна:

$$S = 12\sqrt{3} \frac{\Delta n_b l}{k_2} \sqrt{(1-n_b)l}. \quad /9/$$

Условие равенства площадей /8/ и /9/ определяет расстройку Δn_b , соответствующую началу вывода ^{/1/}:

$$\Delta n_b \approx \frac{a_0 k_2 \sqrt{\pi}}{2l \sqrt[4]{27}}. \quad /10/$$

Если FM расположен на $x > 0$, то, как следует из /6/ и /7/, при $\Delta n > 0$ точки на фазовой области, которые соответствуют частицам, попадающим в зазор магнита, при адиабатическом изменении Δn движутся приблизительно

но по прямой $u = \frac{2\Delta n l}{k_2}$, т.е. угол входа частиц в FM изменяется в процессе вывода от

$$\alpha = \frac{2\Delta n_b l \sqrt{(1-n_b)l}}{k_2 (x_s + R_0)} \quad /11/$$

в начале вывода до $\alpha = 0$ в конце. Здесь n_b - показатель поля, соответствующий началу вывода.

Укороченные уравнения для случая движения точки на фазовой плоскости по прямой $u = \frac{2\Delta n l}{k_2}$ имеют вид:

$$\frac{dx}{d\theta} = \frac{3}{16} k_2 (x^2 - x_3^2), \quad \frac{du}{d\theta} = 0. \quad /12/$$

Интегрирование /12/ дает шаг за три оборота на координате септума: $\Delta x_s = (x_s^2 - x_3^2) (e^{-9\pi k_2 x_3/4} - 1) / [x_s + x_3 - (x_s - x_3) e^{-9\pi k_2 x_3/4}]$.

При $\frac{9}{4} \pi k_2 x_s \ll 1$ формула упрощается:

$$\Delta x_s = \frac{9}{8} \pi k_2 (x_s^2 - x_3^2). \quad /13/$$

Максимальный шаг Δx_m соответствует точному резонансу.

Используя /13/ и принимая во внимание, что плотность частиц на данном радиусе обратно пропорциональна приросту Δx_s за три оборота, получаем выражение для эффективности вывода:

$$E_f = 1 - \int_{x_s}^{x_s + \delta} \frac{8 dx}{9\pi k_2 (x^2 - x_s^2)} / \int_{x_s}^{x_s + 9\pi k_2 (x_s^2 - x_3^2)/8} \frac{8 dx}{9\pi k_2 (x^2 - x_3^2)} - 1 - \frac{8\delta}{9\pi k_2 (x_s^2 - x_3^2)}, \quad /14/$$

где δ - толщина септума.

Полученные результаты позволяют сделать некоторые численные оценки. При $x_s = 35$ см и $\Delta x_s = 17$ см k_2 имеет величину $0,0037$ см⁻¹. Для синхрофазотрона ОИЯИ $n_r = 0,624$. Расстройка Δn_b и показатель поля n_b , соответствующие началу вывода / $a_0 = 8$ см/, равны $0,0097$ и $0,6337$. Угол на входе FM уменьшается от $1,2$ мрад до 0 , а эффективность при толщине септума $\delta = 0,5$ см изменяется в процессе вывода от $0,965$ до $0,969$.

Особенности фазового движения при $n_2 \neq 0$. Координаты особых точек в этом случае равны:

$$x_{1,2} = 0, u_{1,2} = 0; x_{2,3} = 0, u_{2,3} = \frac{-k_2 \pm \sqrt{k_2^2 - 48 l \Delta n \cdot n_2}}{6 n_2}. \quad /15/$$

Система /6/ инвариантна относительно поворота осей координат на $\pm 120^\circ$, следовательно, можно получить еще четыре особых точки:

$$x_{4,6} = \pm \frac{u_2 \sqrt{3}}{2}, u_{4,6} = -\frac{u_2}{2}; x_{5,7} = \pm \frac{u_3 \sqrt{3}}{2}, u_{5,7} = -\frac{u_3}{2}. \quad /16/$$

Характер фазовых траекторий представлен на рис. 3 для случая $k_2 > 0$, $\Delta n > 0$ и $n_2 < 0$. Точки (x_2, u_2) , (x_4, u_4) и (x_6, u_6) являются, как и прежде, неустойчивыми точками типа "седло", определяющими область на фазовой плоскости, где траектории замыкаются вокруг центра (x_1, u_1) . Вне этой области фазовые траектории не уходят в бесконечность, а замыкаются вокруг особых точек типа "центр" (x_3, u_3) , (x_5, u_5) и (x_7, u_7) . Чтобы иметь удовлетворительную картину заброса в зазор FM, нужно потребовать,

чтобы $\frac{|u_3| \sqrt{3}}{2} > x_s$, или с учетом /15/:

$$|n_2| < \frac{|k_2|}{2 x_s \sqrt{3}}. \quad /17/$$

Численная оценка дает $|n_2| < 3 \cdot 10^{-5}$ см⁻². Из выражения

$$\frac{\partial u_2}{\partial \Delta n} = - \frac{4l}{\sqrt{k_2^2 - 48 l \Delta n \cdot n_2}} \quad /18/$$

видно влияние n_2 на скорость изменения области устойчивости. В нашем случае /рис. 2, кривая n_r / для 10 см $< x < 10$ см $n_2 < 0$, что уменьшает $|\frac{\partial u_2}{\partial \Delta n}|$ при $\Delta n > 0$ и увеличивает при $\Delta n < 0$.

Импульсный разброс. Учет в уравнении /2/ импульсного разброса частиц приводит к появлению члена k_{op} , аналогичного дипольной компоненте:

$$k_{op} = k_2 \frac{1-n+\Delta p/p_0}{1-n-n\Delta p/p_0} \left[\frac{R_c \Delta p}{(1-n)p_0} \right]^2 \quad /19/$$

Эффективное значение n изменяется на величину

$$\delta n = - \frac{k_{2p} k_{op}}{[4-(1-n)I]I} \quad /20/$$

где $k_{2p} = k_2 \frac{1-n+\Delta p/p_0}{1-n-n\Delta p/p_0}$. Координаты особых точек на фазовой плоскости в этом случае равны:

$$x_{1p} = 0, \quad u_{1p} = \frac{3k_{op}}{4-(1-n)I}; \quad x_{2p} = 0, \quad u_{2p} = - \frac{4\Delta n I}{k_{2p}} + \frac{3k_{op}}{4-(1-n)I};$$

$$x_{3p,4p} = \pm 2\sqrt{3} \frac{\Delta n I}{k_{2p}}, \quad u_{3p,4p} = \frac{2\Delta n I}{k_{2p}} + \frac{3k_{op}}{4-(1-n)I}.$$

Величина мгновенного углового раствора на входе FM равна $\Delta u = u_{3p} - u_3$, что дает $\Delta \alpha = \pm 0,003$ мрад при $\frac{\Delta p}{p_0} = \pm 2 \cdot 10^{-4}$. При тех же условиях глубина заброса изменяется на $\pm 10\%$.

III. Моделирование резонансного движения пучка в реальных условиях

Полученные выше параметры выводной системы были использованы в качестве начальных данных для ЭВМ. Расчет траекторий протонов с учетом зависимости $n(X)$ /рис. 2/, действия проводников полюсных обмоток и структуры ускорителя выполнен по программе моделирования многооборотного движения частиц MFIELD /9/ для индук-

ции основного поля $B_0 = 10$ кгс. Из анализа формы суммарной кривой $\Delta B_z(X)$ /рис. 2/ было найдено, что квадратичная зависимость поля от X выполняется наиболее точно,

когда отношение токов $j = \frac{i(R_0 \pm 20 \text{ см})}{i(R_0 \pm 40 \text{ см})}$ в проводниках

обмотки P2 равно 0,42. Представление $\Delta B_z(Z)$ рядом по степеням X показало, что начиная с $X = \pm 40$ см возрастает вклад членов высшего порядка $b_4 x^4$, $b_6 x^6$ и т.д./ Это приводит к появлению областей устойчивости /рис. 4/ и накладывает ограничение на выбор максимальных значений x_s и Δx_s , которые в этом случае составляют 35 и 17 см соответственно. Расчетные токи в P2 имеют величины $i(R_0 \pm 40 \text{ см}) = 148 \text{ А}$, $i(R_0 \pm 20 \text{ см}) = 62 \text{ А}$. На рис. 5 показана зависимость границы устойчивых амплитуд от тока в обмотке P1 для указанных токов в P2. Область устойчивости достигает минимума при $i_n = 49 \text{ А}$. Из рис. 2 /кривая n_r / видно, что в окрестности R_0 эту кривую можно представить в виде $n_r = n_0 + n_2 x^2$. При токе $i_n = 49 \text{ А}$ $n_2 = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2}$, что на порядок превышает предельное значение, полученное из формулы /17/. Это приводит к появлению "островов" стабилизации в окрестности R_0 /рис. 6/, поэтому частицы с $a < 0,6$ см выведены не будут. Влиянием коэффициента n_2 также можно объяснить асимметрию области устойчивости /рис. 5/ относительно $i_n = 49 \text{ А}$ ($\Delta n = 0$), как это следует из формулы /18/. Более равномерное распределение $n_r(X)$ может быть создано с помощью дополнительного проводника с током на R_0 .

На рис. 7 представлена фазовая картина пучка на входе FM в течение вывода при различных токах в P1 /кривые A, B, C, D /. На координате $x_s = 35$ см средний угол частиц уменьшается от 1,55 мрад в начале до 0,35 мрад в конце вывода.

Максимальная скорость di_n/dt изменения тока в P1, а следовательно, минимальная длительность вывода τ , определяется тем, что время пребывания частиц с малой амплитудой внутри резонансной полосы должно быть больше, чем время развития резонанса. Расчеты показали, что скорость $di_n/dt = 10 \text{ А / мсек}$ / $\tau = 1$ мсек / достаточна для вывода частиц с начальной амплитудой 1 см. При ве-

личинах di_n/dt , соответствующих $\tau \approx 100$ мсек, минимальные амплитуды выведенных частиц определяются уже величиной n_2 .

IV. Расчет системы транспортировки

Задача расчета системы внутренней транспортировки пучка состояла: а/ в определении параметров первой ступени этой системы, обеспечивающих минимальное искажение как вертикального, так и горизонтального эмитанса при движении частиц через нерабочую область II квадранта, и в получении размеров пучка на входе во вторую ступень, определяемых ее апертурой; б/ в вычислении значения поля и градиента второй ступени, позволяющих сохранить эффективный эмитанс пучка при прохождении им рассеянного поля III квадранта, а также осуществить дальнейшую транспортировку с помощью линз внешнего канала. Эти расчеты выполнены по программе FORM^{1/1} для поля в ускорителе Ю кгс, распределение которого было описано на основании магнитных измерений.

Для расчета первой ступени в качестве начальных условий в горизонтальной плоскости были взяты фазовые координаты трех точек, которые характеризуют края и центр пучка на входе FM в начале вывода /см. рис. 7, кривая А, точки 1,2,3/. При расчете вертикального движения для каждой из этих точек был задан набор начальных условий в плоскости z, z' , соответствующих эмитансу циркулирующего пучка / $a_z = 2$ см/.

Подбор поля септум-магнита B_F и градиента линзы G_F производился по итеративной схеме для так называемых режимов "недофокусировки" ($d\Delta x/dG_F < 0$) и "перефокусировки" ($d\Delta x/dG_F > 0$), где величина Δx - горизонтальный размер пучка на входе второй ступени. На рис. 8 показаны радиальные траектории протонов во II квадранте в режимах недофокусировки /А/ и перефокусировки /в/. Поскольку в первом режиме разные траектории проходят области с различным n , радиальная фазовая картина пучка на входе во вторую ступень сильно деформирована /рис. 9, кривая а /. По той же причине вертикальные фазовые

эллипсы ориентированы по-разному, что также существенно увеличивает эффективный вертикальный эмитанс /рис. 10а/. Коррекция показателя поля с помощью дополнительных полюсных проводников требует, чтобы суммарный ток в них был равен ~ 30 ка, что технически трудно осуществимо. Применение дополнительной секступольной линзы в первой ступени системы транспортировки уменьшает нелинейность фазового объема в горизонтальной плоскости, однако вертикальные фазовые эллипсы имеют по-прежнему разную ориентацию.

Эти расчеты показали, что наиболее приемлемым является режим перефокусировки, хотя в этом случае B_F в 1,1, а G_F в ~ 2 раза выше, чем в режиме недофокусировки. Характерная особенность режима перефокусировки состоит в том, что траектории 1 и 3 /рис. 8в/ с некоторого азимута меняются местами, а это значительно выравнивает n вдоль каждой из них. На рис. 9 /кривая Б/ и рис. 10б показаны фазовые картины пучка в этих условиях в горизонтальной и вертикальной плоскостях соответственно. При этом $B_F = 1660$ гс /длина магнита 1,7 м/ и $G_F = 99,4$ гс/см /длина линзы 1 м/.

Изменение угла входа пучка в FM в процессе вывода /рис. 7/ компенсируется соответствующим изменением его поля / ~ 340 кгс/ так, что положение пучка на входе во вторую ступень системы транспортировки остается постоянным.

Выводной магнит второй ступени допускает отклонение пучка с максимальной энергией на угол 0,08-0,09 рад. Уточнение этого значения было связано с реконструкцией яра магнита синхрофазотрона и составило угол 0,08398 рад с осью прямолинейного промежутка /рис. 1/. Размер пучка на выходе ускорителя определяется апертурой квадрупольных линз /16÷20/ см.

Головная ступень системы внешней транспортировки обеспечивает получение первого изображения пучка на мишени в малом измерительном павильоне. На рис. 11 приведены горизонтальная и вертикальная фазовые картины пучка в месте изображения на расстоянии $T = 1,5$ м от выхода из последней линзы. Горизонтальный размер пучка составляет 0,55 см при расходимости 18 мрад и вертикальный - 0,29 при расходимости 64 мрад.

Некоторое возможное отличие расчетных характеристик пучка от экспериментальных можно ожидать в связи с неизбежным упрощением описания поля ускорителя, а также с тем, что характеристики пучка на входе FM получены в стационарных условиях. Однако влияние большинства этих факторов может быть скомпенсировано тонкой настройкой параметров системы вывода.

Литература

1. Б.В.Василишин, И.Б.Иссинский, Е.М.Кулакова, В.А.Михайлов. ОИЯИ, Б1-9-6536, Дубна, 1972.
2. А.Аверичев и др. ОИЯИ, Б2-9-6896, Дубна, 1973.
3. M. R. Harold. RHEN/RI73, 1968.
4. Л.Н.Беляев, А.А.Смирнов, Н.И.Павлов. ОИЯИ, 9-4358, Дубна, 1969.
5. M. Conte. JINR, E9-4925, Dubna, 1970.
6. M. Conte. Nucl. Instr. and Meth., 62, 269, 1968.
7. Н.Н.Боголюбов, Ю.А.Митропольский. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, Москва, 1958.
8. А.Машке, К.Саймон. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, 516, Москва, 1970.
9. Б.В.Василишин, Е.М.Кулакова. ОИЯИ, 9-6720, Дубна, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 февраля 1973 года.

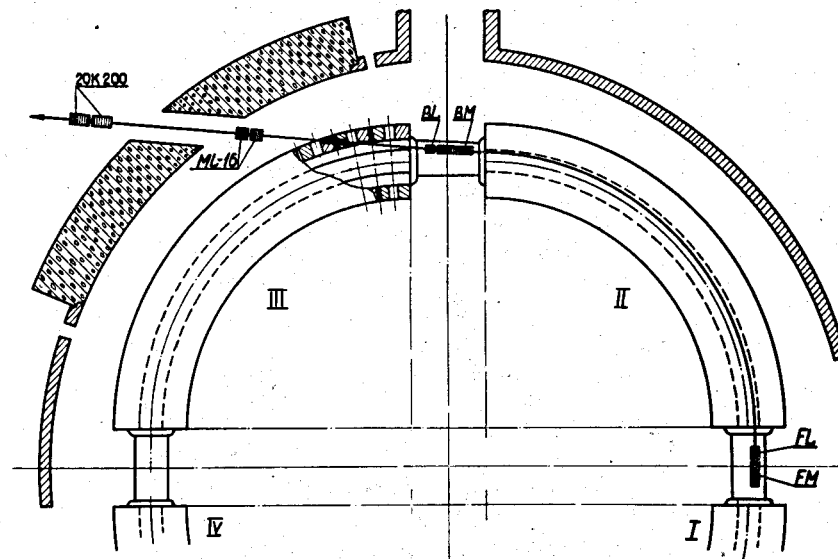


Рис. 1. Расположение оборудования системы медленного вывода. FM - септум-магнит, FL - линза, BM и BL - выводной магнит и линза, ML - 16 и 20K200 - квадрупольные линзы системы внешней транспортировки пучка, I-IV - квадранты ускорителя.

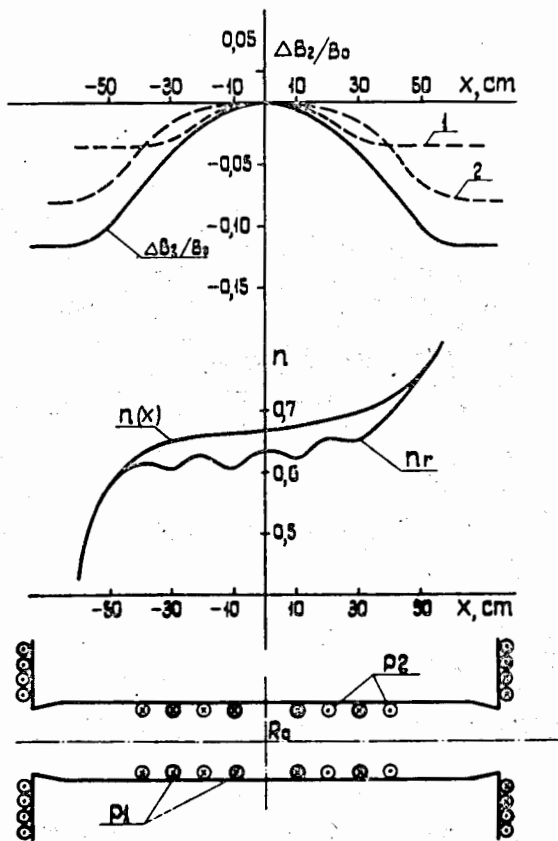


Рис. 2. Расположение проводников полюсных обмоток P1 и P2 и поля, формируемые ими. Кривые 1 и 2 - вклад от отдельных проводников обмотки P2, $\Delta B_z / B_0$ - суммарное возмущение. Кривая $n(x)$ - исходное распределение показателя поля при индукции ускорителя $B_0 = 10$ кгс, кривая n_r - распределение показателя поля с учетом действия обмотки P1.

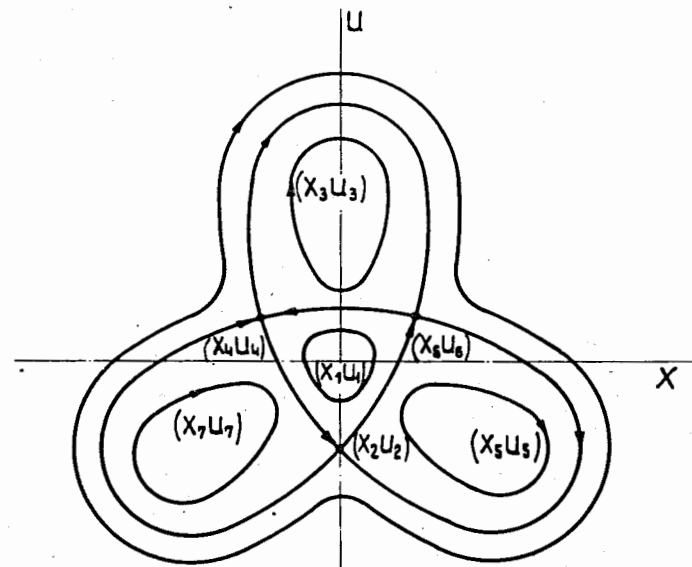


Рис. 3. Характер фазовых траекторий для случая $\Delta n > 0$ и $n_2 < 0$.

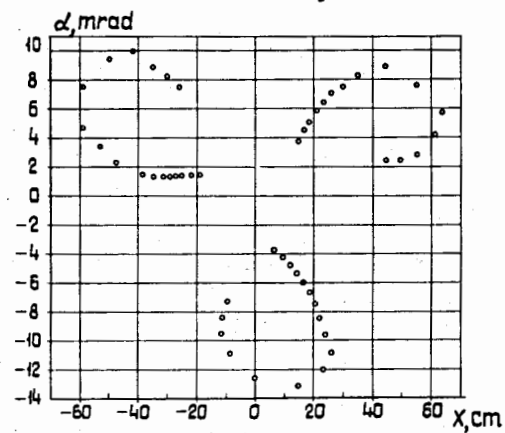


Рис. 4. Эффект стабилизации роста амплитуд на больших радиусах, вызванный ограниченной радиальной протяженностью возмущения ΔB_z .

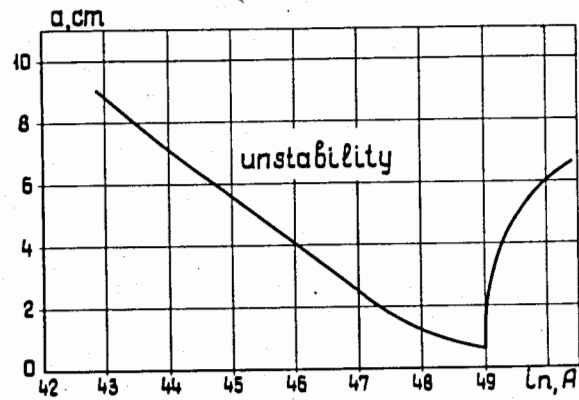


Рис. 5. Зависимость границы устойчивых амплитуд от тока в обмотке P1. Токи обмотки P2: $i(R_0 \pm 40) = 148 \text{ A}$, $i(R_0 \pm 20 \text{ см}) = 62 \text{ A}$.

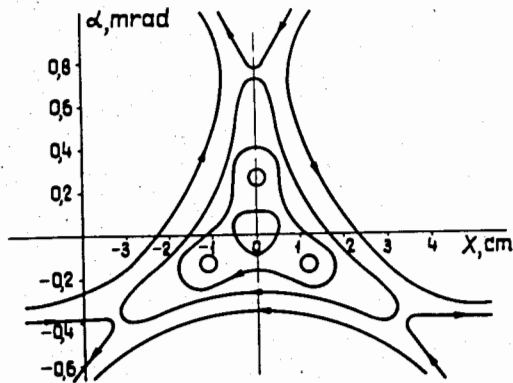


Рис. 6. Эффект стабилизации роста малых амплитуд, вызванный неравномерностью распределения $n_r(x)$.

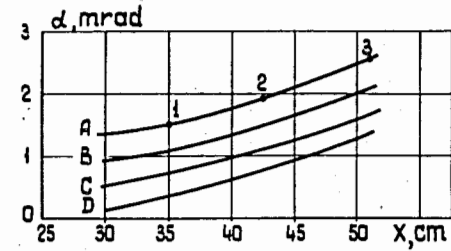


Рис. 7. Фазовые траектории протонов на входе FM при разных токах в обмотке P1: кривая A - $i_n = 42,84 \text{ A}$ /начало вывода/; кривая B - $i_n = 45,1 \text{ A}$; кривая C - $i_n = 47,32 \text{ A}$; кривая D - $i_n = 49 \text{ A}$ /конец вывода/.

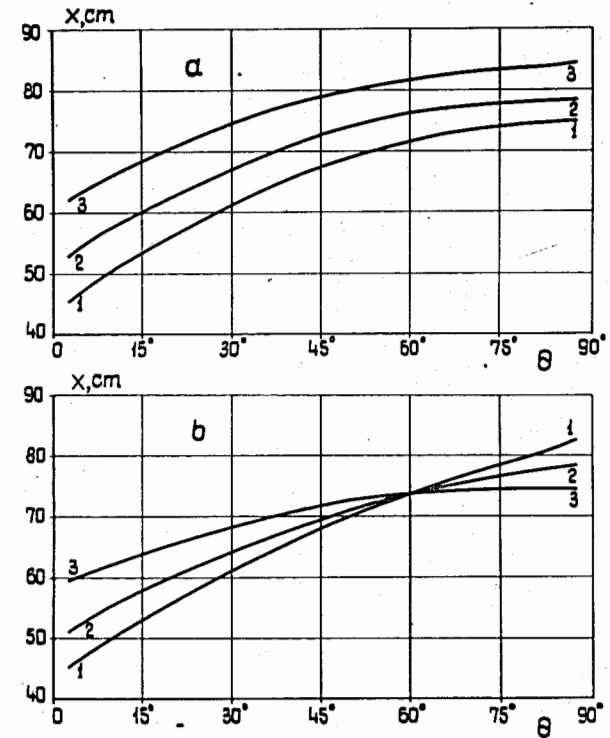


Рис. 8. Траектории протонов во II квадранте для режима недофокусировки /а/ и перефокусировки /в/. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют внутренней центральной и наружной частицам на входе FM. По оси абсцисс отложен азимут θ в градусах.

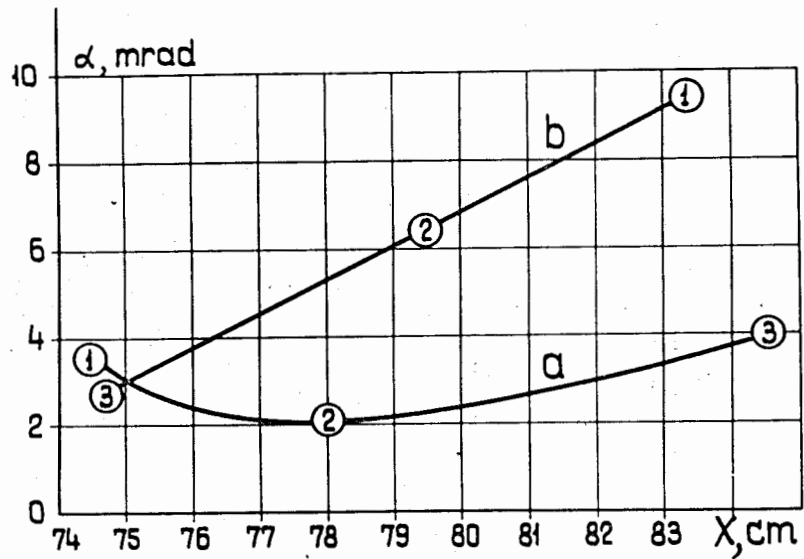


Рис. 9. Радиальная фазовая картина пучка на входе *ВМ* для режимов недофокусировки /кривая а/ и перефокусировки /кривая в/. Обозначения те же, что и на рис. 8.

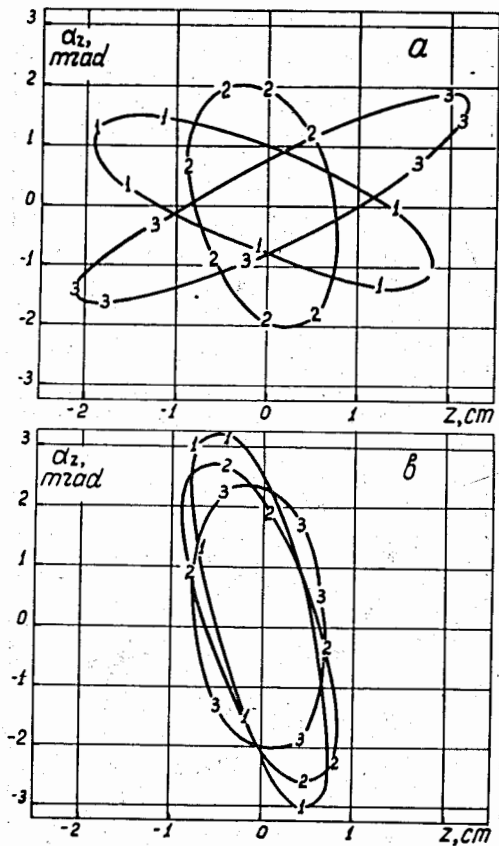


Рис. 10. Вертикальная фазовая картина пучка на входе *ВМ* для режимов недофокусировки /а/ и перефокусировки /в/. Обозначения те же, что и на рис. 8.

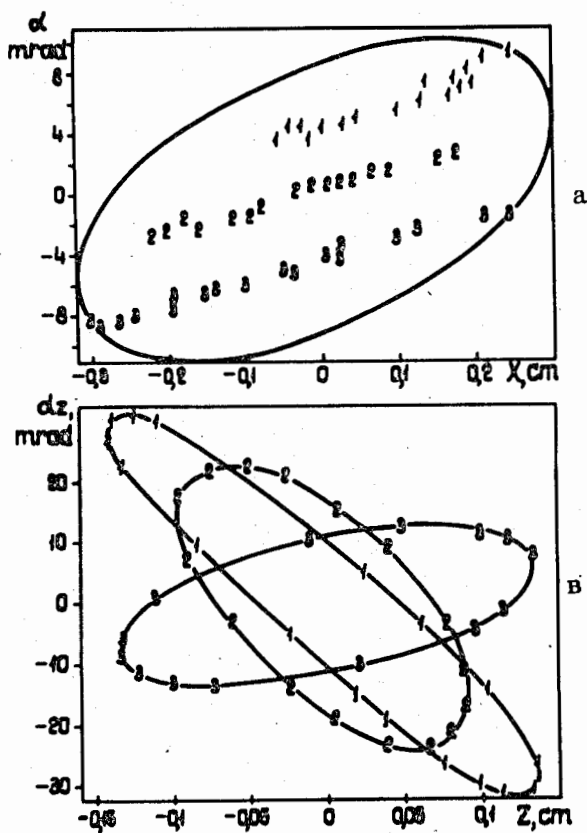


Рис. 11. Горизонтальная /а/ и вертикальная /в/ картины пучка в месте первого внешнего изображения. Обозначения те же, что и на рис. 8.