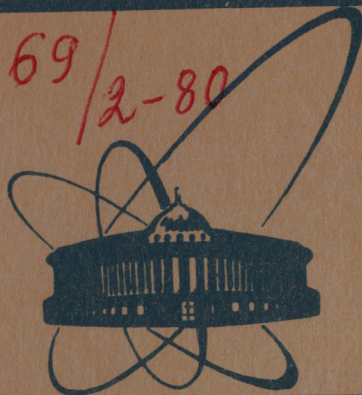


80-410

4969/2-80



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

20/4-80

P9-80-410

С.Б.Ворожцов, В.П.Дмитриевский

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ФАЗОТРОННОГО ЗАХВАТА ПУЧКА
ДЛЯ УСТАНОВКИ "Ф"

1980

Ворожцов С.Б., Дмитриевский В.П.

P9-80-410

Численное моделирование фазотронного захвата пучка для установки "Ф"

Работа посвящена анализу движения частиц в центральной области сильноточного фазотрона ОИЯИ. Ее целью является создание численной модели процесса движения заряженных частиц от источника ионов до момента установления фазотронного режима ускорения. В программе для ЭВМ, при помощи которой исследовалось поведение пучка, учитывалось радиально-фазовое и вертикальное движение частиц, а также эффекты пространственного заряда. В результате была определена интенсивность ускоренного пучка, оказавшаяся равной 40-45 мкА, сделана оценка эффекта пространственного заряда, получены допуски на структуру магнитного поля в зоне первого фазового колебания.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1980

Vorozhtsov S.B., Dmitrievsky V.P.

P9-80-410

Computer Simulation of the Beam Capture for the JINR Phasotron

The analysis of the particle motion in the center

Анализу движения частиц в центральной области сильноточного фазотрона ОИЯИ /установка "Ф"/^{1/} посвящен ряд работ. Так, в докладе^{2/} рассматриваются особенности фазового движения частиц в медианной плоскости установки "Ф". В серии сообщений ОИЯИ^{3-5/} обосновывается вариант геометрии центральной области фазотрона при положительном потенциале на разрядной камере источника ионов.

В настоящей работе описывается численная модель процесса движения заряженных частиц от источника ионов до момента установления фазотронного режима ускорения. Расчет движения пучка ведется для основного варианта геометрии ускоряющих электродов^{6/} /рис.1/.

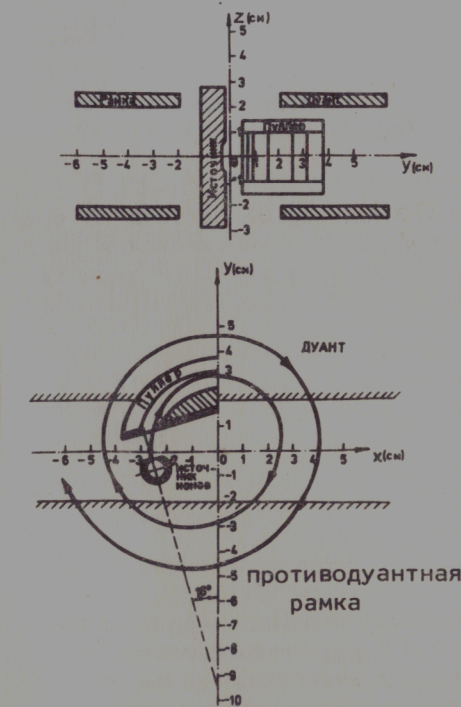


Рис.1. Геометрия основного варианта центральной области установки "Ф".

При моделировании захвата пучка учитывалось как радиально-фазовое, так и вертикальное движение частиц, а также коллективные взаимодействия в пучке. В качестве исходного варианта численной модели центра "Ф" была принята программа для ЭВМ, написанная D.Thouroude для классического синхроциклотрона ЦЕРНа^{7/}. Программа была приспособлена для выполнения численного моделирования фазовых колебаний при шиммировании магнитного поля установки "Ф".

ХАРАКТЕРИСТИКИ УСКОРИТЕЛЯ В ЕГО ЦЕНТРЕ

Основные характеристики ускорителя, влияющие на поведение пучка в центральной области, приведены на рис.2,3. Обозначения на этих рисунках следующие:

$$K = - \frac{d \ln f}{d \ln W},$$

/1/

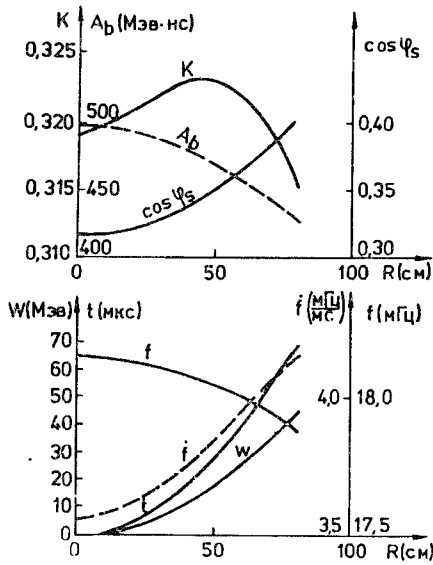


Рис. 2. Характеристики радиально-фазового движения.

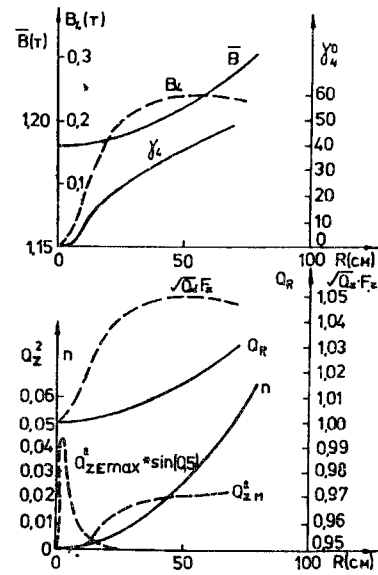


Рис. 3. Характеристики свободных колебаний.

f - частота ускоряющего поля; \dot{f} - производная частоты по времени; A_b - фазовая площадь сепаратрисы; W - кинетическая энергия равновесной частицы; ψ_s - равновесная фаза; B_4 - амплитуда основной гармоники магнитного поля; \bar{B} - среднее магнитное поле;

$$\operatorname{tg}(\gamma_4) = \frac{R}{N} \frac{d\theta_4}{dR} \quad /2/$$

при записи поля в виде

$$B = \bar{B} + B_4 \cos(N\psi + \theta_4), \quad N = 4; \quad /3/$$

$$n = \frac{d \ln \bar{B}}{d \ln R}; \quad /4/$$

Q_R , Q_Z - частоты свободных колебаний частиц; Q_{ZM}^2 - магнитная фокусировка частиц по оси z ; Q_{ZEMAX}^2 - максимальная в зависимости от фазы электрическая фокусировка частиц по z /8/.

Максимум огибающей Z -движения определяется по формуле

$$\Phi_Z = \frac{1}{\sqrt{Q_{ZM}}} \left[1 + \frac{N\epsilon_4}{2} \operatorname{tg} \gamma_4 \left(\frac{1}{(Q_Z + N)^2 - a} + \frac{1}{(Q_Z - N)^2 - a} \right) \right]; \quad /5/$$

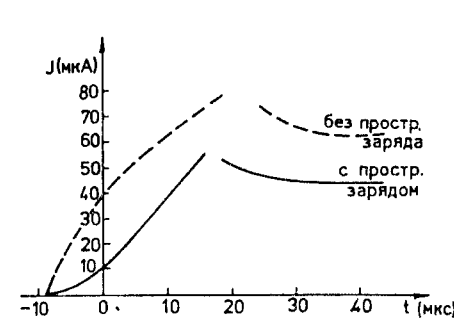


Рис. 4. Зависимость интенсивности пучка от времени.

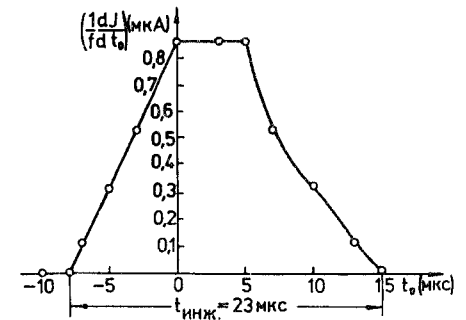


Рис. 5. Дифференциальная интенсивность пучка в зависимости от момента инжекции.

где

$$a = -n + \frac{N^2}{N^2 - n - 1} \cdot \frac{\epsilon_4^2}{2} (1 + \operatorname{tg}^2 \gamma_4),$$

$$\epsilon_4 = \frac{B_4}{\bar{B}}.$$

Из рис. 3 видно, что в статическом приближении с точностью 5% при анализе потерь частиц на стенках дуанта можно считать справедливой оценку $\sqrt{Q_Z} \Phi_Z \approx 1$. Динамический процесс может внести коррекцию в эту зависимость, так как в зоне начальных радиусов изменение жесткости системы нельзя считать медленным процессом. Учет пространственного заряда пучка также приведет к быстрым изменениям /по сравнению с периодом фазовых колебаний/ плотности, что может привести к необходимости численного расчета динамических процессов в течение первого фазового колебания.

ЗАХВАТ ПУЧКА

Основными вопросами, которые встают при исследовании инжекции в ускоритель, являются интенсивность и качество захваченного в режим ускорения пучка. На рис. 4 представлены зависимости интенсивности пучка от времени для амплитуды ускоряющего поля $V_m = 50$ кВ и тока отсоса из источника 100 мА. Момент времени $t = 0$ характеризуется совпадением частоты ускоряющего поля с циклотронной частотой в центре ускорителя. Разрывы кривых в области $t \approx 20$ мкс связаны с прекращением инжекции из источника. Время инжекции определялось без учета z -движения частиц и было равно 23 мкс /рис. 5/.

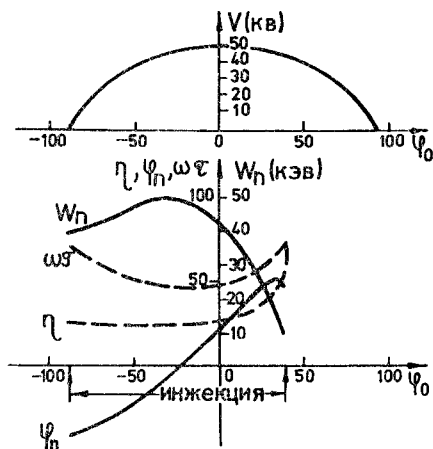


Рис.6. Характеристики ускоряющего зазора источник-пуллер.

Зависимость $\left(\frac{1}{f} \frac{dI}{dt}\right)$ на рис.5 определялась по величине захваченного в установившийся режим ускорения тока /плато на рис.4/ при инжекции из источника на периоде ВЧ поля в диапазоне фаз, указанном на рис.6. Этот диапазон фаз определялся из условия попадания частиц на входное отверстие пуллера.

На рис.6 (W_n), (ϕ_n) - энергия и фаза частицы на входе пуллера, ($\omega\tau$), (η) - набег фазы ВЧ и угол поворота частицы при пересечении пространства источник-пуллер.

Плошная кривая на рис.4 соответствует расчету инжекции пучка при учете дефокусирующего воздействия пространственного заряда на Z-движение частиц. Полученная интенсивность пучка хорошо согласуется с оценками, приведенными в работе [1].

На рис.7-9 представлены изображения пучка в различных координатах. Цифрами и буквами латинского алфавита указано количество макрочастиц, соответствующих данной изображающей точке /буквы используются при числе частиц, большем 9/. На рис.7 пучок представлен в координатах начальных значений (ϕ_0 , ϕ_0) радиально-фазового движения частиц. Из этого рисунка видно, что все частицы, расположенные ниже границы сепаратрисы, будут потеряны в процессе дальнейшего ускорения пучка. С другой стороны, частицы с большими начальными значениями $\phi_0 > 5$ град/мкс теряются на системе пуллер-источник в течение первого фазового колебания. Кроме того, лишь частицы с начальными фазами $\phi_0 > -29^\circ$ получают при пересечении ускоряющего зазора источник-пуллер достаточный положительный сдвиг по фазе, при котором обеспечивается электрическая фокусировка по z-движению. Этот эффект приводит к появлению свободного от частиц пространства вблизи сепаратрисы на фазовой плоскости пучка (ϕ , ϕ) /рис.8/. Отсутствие частиц с малыми амплитудами фазовых колебаний /вблизи равновесной фазы нет частиц/ объясняется тем, что частицы с начальными фазами ($\phi_0 > -1^\circ$) не могут обогнуть конфигурацию источник-пуллер на 1-ом обороте. При рассмотрении рис.8, где пучок показан накануне завершения 1-го фазового колебания, можно наблюдать смещение некоторых частиц в направлении отрицательных фаз. Вертикальный размер пучка согласно рис.9 составляет ≈ 1 см.

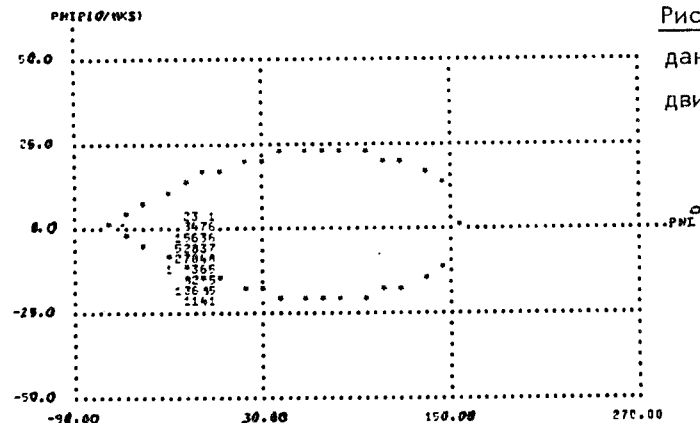


Рис.7. Начальные данные фазового движения частиц.

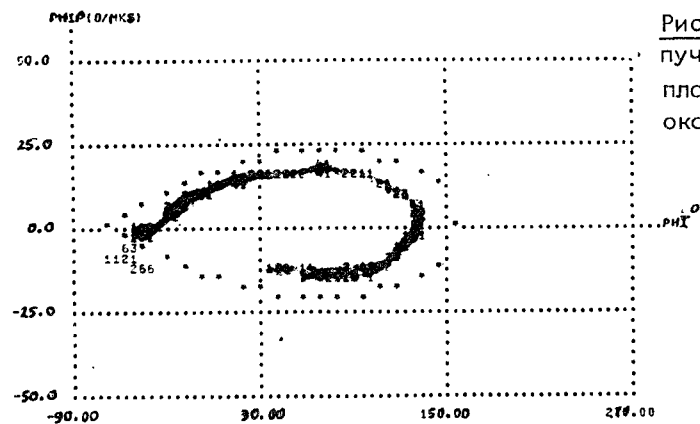


Рис.8. Положение пучка на фазовой плоскости в момент окончания инжекции.

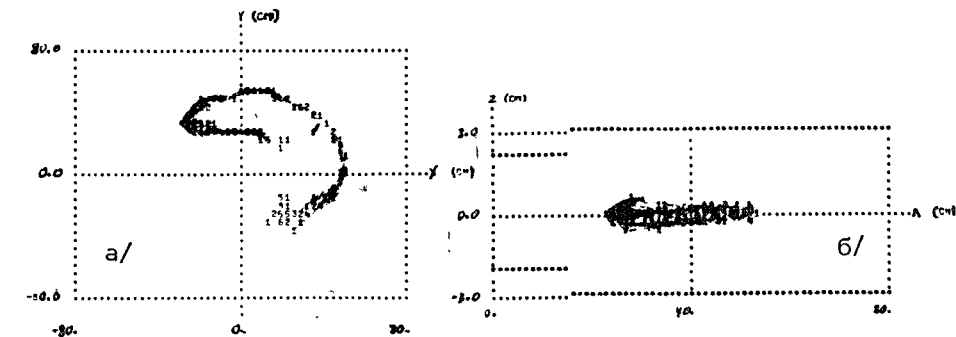


Рис.9. Положение пучка на медианной и меридианной плоскости в момент окончания инжекции.

При получении данных, приведенных на рис.7-9, из источника инжектировалось 1582 макрочастицы. Распределение частиц по эффектам потерь дано в следующей таблице:

Эффекты	С учетом простр. заряда	Без учета простр. заряда
Захваченный пучок, %	9	13
Потери по z, %	58	49
Возврат в центр, %	33	38

ВЛИЯНИЕ ВАРИАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ЦЕНТРА УСКОРИТЕЛЯ НА ПУЧОК

При моделировании инжекции пучка рассматривалось влияние изменения различных параметров на интенсивность и другие характеристики пучка. В рамках центра возможно варьировать такие параметры, как среднее магнитное поле B , частота повторения циклов высокочастотного поля $f_{\text{мод}}$, вертикальная апертура дуанта и рамки D_1 , расстояние между дуантом и рамкой l , амплитуда напряжения ВЧ на дуанте V_m , производная частоты ускоряющего поля по времени f и др.

Поскольку расчет с учетом пространственного заряда требует значительного времени ЭВМ, оценки вариации параметров проводились в пренебрежении коллективным взаимодействием частиц пучка.

Возмущение среднего магнитного поля имеет вид

$$\Delta B = \Delta B_m \cdot \frac{R_0^2}{R_0^2 + R^2} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{L} \cdot R\right), \quad (6/)$$

где было принято $R_0 = 20$ см, $L = 20$ см. Это отклонение магнитного поля от требуемого близко по форме и по величине к тому, что было получено на модели магнитной системы установки "Ф" /10/. Подобное искажение поля приводит к значительному изменению параметра K / \approx в 25 раз по сравнению с исходным/. В результате этого исчезает мгновенная сепаратриса радиально-фазового движения для некоторых радиусов. Однако, как видно из рис.10, пучок не успевает среагировать на столь быстрые по сравнению с периодом фазовых колебаний изменения параметров и потери составляют при $\Delta B_m = \pm 10$ Гс всего 10% от первоначальной интенсивности. Нужно, однако, отметить, что при расчете без учета z-движения потери составили $\approx 30\%$ при тех же значениях ΔB_m . Объяснение такого различия в величине потерь связано с появле-

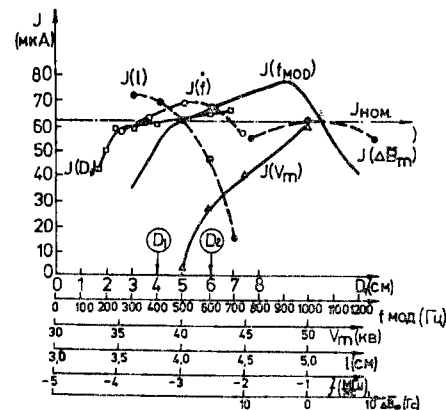


Рис.10. Вариация параметров центра ускорителя и интенсивность пучка.

нием свободной от частиц полосы вблизи сепаратрисы, наблюдаемой при учете z-движения. При этом изменение размеров площади сепаратрисы меньше сказывается на величине потерь пучка.

На рис.10 приведена зависимость интенсивности захваченного пучка от частоты повторения циклов ВЧ. Падение интенсивности при $f_{\text{мод}} < 450$ Гц связано с недостаточной скоростью отхода пучка по радиусу от конфигурации пуллер-источник. При этом имеет место возврат большого числа частиц в центр. Для $f_{\text{мод}} > 800$ Гц размеры фазовой площади сепаратрисы A_{b0} столь малы, что резко падает

число частиц с устойчивым радиально-фазовым движением. Максимум интенсивности в зависимости от $f_{\text{мод}}$ превышает интенсивность $I_{\text{ном}}$ в рабочей точке $f_{\text{мод}} = 543$ Гц на 26%.

На рис.10 представлены также зависимости интенсивности пучка от вертикальной апертуры дуанта. Как видно из рис.9, апертура дуанта $D_1 = 4$ см при $R > 15$ см увеличивается до $D_2 = 6$ см. При расчете кривой $I(D_1)$ менялась апертура дуанта и рамки для $R < 15$ см. Уменьшение интенсивности пучка при $D_1 < 2,5$ см объясняется тем, что увеличение электрической фокусировки за счет уменьшения D_1 уже не может компенсировать z-потери на дуанте при малой апертуре. При этом величина D_1 близка к размеру пучка по z, равному 1,8 см, если не учитывать пространственный заряд.

Нужно отметить, что в пределах изменения D_1 считалось, что вертикальная апертура влияет лишь на электрическую фокусировку частиц. Набор энергии частиц определялся исходя из предположения плоскопараллельного электрического поля между дуантом и противодуантной рамкой.

Характер кривой $I(f)$ связан с увеличением доли захваченных частиц при уменьшении $|f|$ и соответствующим возрастанием площади, заключенной внутри сепаратрисы. Однако при некотором значении f преобладающим становится эффект возврата частиц в центр за счет более медленного отхода пучка на большие радиусы. Выбранная рабочая точка находится вблизи оптимума интенсивности.

Резкое падение интенсивности при изменении (ℓ) и (V_m) объясняется существованием порогового набора энергии частицами на 1-ом обороте, при котором они в состоянии обогнуть конфигурацию центральных электродов радиусом ≈ 4 см /радиус кривизны траекторий 1-го оборота $\approx 3,5$ см/. Из кривой $I(V_m)$ следует, что для режимов ускорителя с интенсивностью ниже максимальной $^{11/}$ необходимо либо перестраивать конфигурацию центральных электродов на пониженное напряжение V_m , как это делается для синхроциклотрона ЦЕРНа, либо выбирать начальное значение V_m в интервале 40-50 кВ, а затем снижать V_m до получения $A_b = /100, 300/$ МэВ·нс.

СВОБОДНЫЕ РАДИАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Построенная расчетная модель инжекции позволяет проанализировать очень важный для высокой эффективности вывода пучка из ускорителя $^{12/}$ вопрос о величине приобретенных в центре ускорителя амплитуд свободных радиальных колебаний. Вычисление мгновенной амплитуды радиальных колебаний A_R показало, что величина ее неодинакова при прохождении ускоряющего зазора вблизи источника и с противоположной относительно центральной области стороны дуанта, что связано с асимметрией геометрии центра /рис.1/. Однако при $R > 30$ см амплитуда A_R становится одинаковой независимо от положения ускоряющего зазора относительно источника, достигая в пределе величины $A_R \approx 3,5$ мм. Нужно отметить, что в программе THOUR электрическое поле между ускоряющими электродами считается плоскопараллельным и существ-

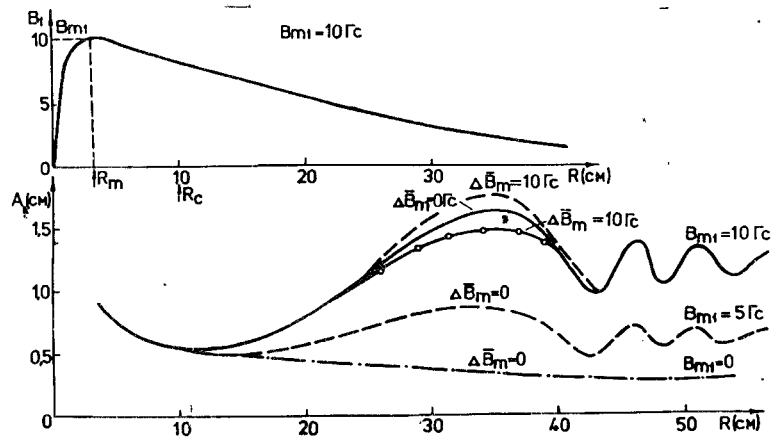


Рис.11. Раскачка радиальных колебаний при наличии 1-ой гармоник поля.

вующим лишь между кромками электродов. Кроме того, возмущение поля, вносимое источником ионов, считалось пренебрежимо малым. Этими особенностями программы, по-видимому, и объясняется заниженное значение установившейся амплитуды A_R .

В центре ускорителя свободные радиальные колебания подвергаются воздействию резонансной раскачки при возбуждении простого ($Q_R=1$), параметрического ($2Q_R=2$) и нелинейного ($NQ_R=N$) резонансов. Наиболее опасным является простой резонанс, возбуждаемый 1-ой гармоникой магнитного поля B_1 . Анализ поведения пучка в этом случае можно произвести интегрированием укороченных уравнений $^{13/}$ для амплитуды A_R и фазы θ_R радиальных колебаний:

$$\begin{aligned} \text{при } a^2 \neq 1 \\ \frac{dA_R}{d\psi} &= \frac{R\epsilon_1}{2\pi Q_R} \left\{ \frac{1}{a-1} \cos[(a-1)\pi + \beta] \cdot \sin(a-1)\pi - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{a+1} \cos[(a+1)\pi + \beta] \cdot \sin(a+1)\pi \right\}, \\ \frac{d\theta_R}{d\psi} &= \frac{R\epsilon_1}{2\pi Q_R A_R} \left\{ \frac{1}{a-1} \sin[(a-1)\pi + \beta] \sin(a-1)\pi + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{a+1} \sin[(a+1)\pi + \beta] \cdot \sin(a+1)\pi \right\}, \end{aligned} \quad /7/$$

$$\begin{aligned} \text{при } a = -1 \\ \frac{dA_R}{d\psi} &= -\frac{R\epsilon_1}{2} \cos \beta, \\ \frac{d\theta_R}{d\psi} &= \frac{R\epsilon_1}{2A_R} \sin \beta, \end{aligned} \quad /8/$$

где $\epsilon_1 = \frac{B_1}{B}$, $a = -\frac{1}{Q_R}$, $\beta = \psi_1 + \frac{\pi}{2} + \frac{\theta_R}{Q_R}$, ψ_1 - фаза максимума 1-ой гармоник поля. По аналогии с z-движением считалось, что огибающая $\sqrt{Q_R} \Phi_R \approx 1$. Зависимость амплитуды 1-ой гармоник B_1 от радиуса выбиралась в виде

$$B_1 = a R^b \exp(c \cdot R), \quad /9/$$

где $a = \frac{B_{m1}}{R_m^b \exp(c, R_m)}$, $b = \frac{R_m^2}{(R_c - R_m)^2}$, $c = -\frac{R_m}{(R_c - R_m)^2}$, B_{m1} - максимум 1-ой гармоники, R_m - точка максимума, R_c - точка перегиба.

В расчетах были приняты параметры $R_m = 3$ см, $R_c = 10$ см, $\psi_1 \approx 10^\circ$, $B_{m1} = 10$ Гс, при которых получаемая зависимость $B_1(R)$ /см. рис.11/ была близка к измеренной на модели магнитной системы. На рис.11 показано развитие резонанса $Q_R = 1$ для различных значений B_{m1} и ΔB_m . Несмотря на то, что максимум 1-ой гармоники достигается в интервале $R < 10$ см, амплитуда A_R почти не изменяется в этом районе. Этот эффект объясняется малым числом оборотов (≈ 49), которые частица совершает в этой области. Линейный рост A_R в зависимости от радиуса наблюдается в зоне $15 \text{ см} < R < 30 \text{ см} \approx 140$ оборотов/. Затем имеют место биения радиальных колебаний и выход частицы в зону установившейся амплитуды. Анализ распределений частиц по установившимся $A_{R \text{ уст.}}$ /рис.12/ показал, что несмотря на то, что большая часть частиц имеет амплитуду $1,0 < A_R < 1,5$ см, верхняя граница спектра частиц достигает $A_{R \text{ MAX}} \approx 3,5$ см. Для того, чтобы не допустить дальнейшего увеличения A_R , необходимо ограничить величину 1-ой гармоники поля в зоне развития резонанса $20 \text{ см} < R < 30 \text{ см}$ допуском $B_1 < 4$ Гс.

Увеличение дисперсии спектра частиц по A_R при наличии $B_1 \neq 0$ по сравнению с исходной объясняется различным числом оборотов, совершаемым частицами в зоне развития резонанса вследствие радиально-фазового движения ионов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате численного моделирования на основе созданной программы THOUR процесса инжекции пучка в установке "Ф" установлено:

а/ При токе отсоса из ионного источника 100 мА и выбранной геометрии центральной области /для полученной при макетировании частотной программы дуанта/ интенсивность пучка после первого фазового колебания может

достигнуть значений 40-45 мкА /амплитуда ускоряющего напряжения - 45-50 кВ/. Указанная интенсивность может быть получена на предельном радиусе ускорения /270 см/ при отсутствии потерь из-за нарушения пространственной устойчивости или отклонения центра пучка /медианная плоскость/ в зоне радиусов /60-270 см/.

б/ Собственное электрическое поле пучка /даже при наличии пуллера/ начинает сказываться на величине заряда, захватываемого внутрь области, заключенной внутри сепаратрисы первого фазового колебания /масштаб эффекта - 30-35%/ , однако основные потери пучка связаны с недостаточностью аксиальной фокусировки пучка в интервале радиусов /5±15/ см. Увеличение жесткости фокусировки в этой зоне может дать увеличение интенсивности в 2÷3 раза.

в/ Получены допуски на структуру магнитного поля в зоне первого фазового колебания как по величине первой гармоники, так и по величине отклонения среднего поля от расчетного. Численные величины допусков могут изменяться в зависимости от характера отклонения среднего поля от расчетного, а также от изменения амплитуды гармоники в интервале радиусов первого фазового колебания. Разработанная программа позволит эффективно решать вопрос о допусках в центральной зоне на стадии шиммирования магнитного поля.

Авторы благодарят А.А.Глазова и Н.Г.Шакуна за многочисленные обсуждения результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Глазов А.А. и др. ОИЯИ, 9-3211, Дубна, 1967.
2. Dmitrievsky V.P. et al. V-th Int. Cycl. Conference, Oxford, 1969, p.717.
3. Замолотчиков Б.И. ОИЯИ, 9-6084, Дубна, 1971.
4. Замолотчиков Б.И., Новиков Д.Л., Шакун Н.Г. ОИЯИ, Р9-9284, Дубна, 1975.
5. Новиков Д.Л., Шакун Н.Г. ОИЯИ, 9-80-31, Дубна, 1980.
6. Глазов А.А., Шакун Н.Г. ОИЯИ, 9-11224, Дубна, 1978.
7. Thouroude D. MSC/PR/3995, 1975.
8. Замолотчиков Б.И. ОИЯИ, 9-6084, Дубна, 1971.
9. Дмитриевский В.П., Прилипко Т.М., Рыбалко В.С. ОИЯИ, Р9-3434-1, Дубна, 1967.
10. Аленицкий Ю.Г., Ворожцов С.Б., Заплатин Н.Л. ОИЯИ, Р9-5590, Дубна, 1971.
11. Ворожцов С.Б., Дмитриевский В.П., Заплатин Н.Л. ОИЯИ, Р9-12882, Дубна, 1979.

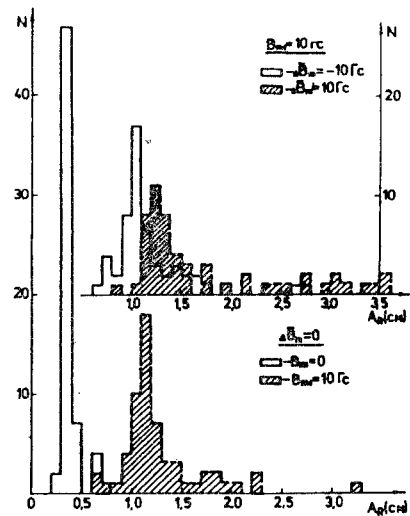


Рис.12. Распределения частиц пучка по амплитудам свободных радиальных колебаний.

12. Ворожцов С.Б. и др. ОИЯИ, Р9-7954, Дубна, 1974.
13. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. "Наука", М., 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 июня 1980 года.