

C 345

D₁-183

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

9 - 4670

В.И.Данилов

ВОПРОСЫ ПОВЫШЕНИЯ
ИНТЕНСИВНОСТИ И ЭФФЕКТИВНОСТИ РАБОТЫ
СИНХРОЦИКЛОТРОНА ОИЯИ

Специальность 052 - электрофизика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1969

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук Д.М. Каминкер,

доктор физико-математических наук Ю.М. Адо,

доктор физико-математических наук Л.П. Зиновьев

Ведущее предприятие - Радиотехнический институт ГКАЭ.

Автореферат разослан " " " 1969 г.

Защита диссертации состоится " " " 1969 г.

на заседании Ученого совета Лаборатории ядерных проблем.

Адрес: Дубна, Московской области, Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных проблем.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета ЛЯП

кандидат физико-математических наук

О.А. Займидорога

9 - 4670

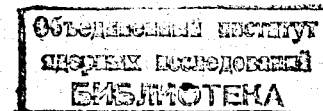
В.И. Данилов

ВОПРОСЫ ПОВЫШЕНИЯ
ИНТЕНСИВНОСТИ И ЭФФЕКТИВНОСТИ РАБОТЫ
СИНХРОЦИКЛОТРОНА ОИЯИ

Специальность 052 - электрофизика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

6319 69'



В настоящее время улучшение эффективности работы синхротрона можно проводить по следующим направлениям:

1. Повышение среднего тока внутреннего пучка.
2. Увеличение длительности импульсов сгустков вторичных частиц.
3. Увеличение коэффициента вывода пучка частиц из ускорительной камеры.
4. Повышение плотности выведенных первичных и вторичных пучков.

Диссертация посвящена вопросам повышения интенсивности пучка и эффективности работы синхротрона ОИЯИ и состоит из введения, четырех глав, заключения и приложения. Во введении изложена краткая история создания и совершенствования синхротрона ОИЯИ и общая характеристика путей развития ускорительной техники в Лаборатории ядерных проблем.

В первой главе описываются электрическое и магнитное поля, действующие на заряженные частицы при их движении в центральной области ускорителя.

Во второй главе рассмотрены вопросы фазового движения ускоряемых протонов в центральной области синхротрона с учетом зависимости ускоряющего поля от пространственных координат, а также эксперименты по обеспечению одновременно оптимальных условий захвата и ускорения пучка протонов до конечного радиуса без фазовых потерь.

В третьей главе произведен подробный анализ вертикальных фокусирующих и дефокусирующих сил для центральной об-

ласти ускорителя и на основе этого анализа даны оценки предельно достижимой интенсивности. В этой же главе описаны эксперименты по двукратному увеличению тока внутреннего пучка путем введения дополнительной электростатической фокусировки.

Четвертая глава посвящена вопросам повышения эффективности работы шестиметрового синхроциклотрона ОИЯИ.

Заключение содержит краткую сводку полученных обобщений и основных результатов по повышению интенсивности и эффективности работы шестиметрового синхроциклотрона ОИЯИ.

В приложении изложены использованные в ряде разделов диссертации расчеты магнитного и электростатического полей от трехмерных равномерно заряженных прямоугольной и цилиндрической конфигураций.

1. Электрическое и магнитное поля в центральной области синхроциклотрона

Зависимость потенциала электрического поля в центральной области синхроциклотрона от времени и пространственных координат можно представить в следующем виде:

$$V(y, z, t) = V_0(y, z) \cos \left[\int_0^t \omega(t) dt \right] + V_0^{CM}(y, z), \quad (1.1)$$

где $V_0(y, z)$ - в.ч. ускоряющее напряжение, $V_0^{CM}(y, z)$ - отрицательное напряжение смещения, $\omega(t)$ - круговая частота в.ч. электрического поля.

На рис. 1 показан центр синхроциклотрона ОИЯИ.

Отсутствие симметрии электрического поля относительно вертикальных плоскостей, проходящих как параллельно, так и перпендикулярно кромке дуанта, делает, по-видимому, практически невозможным строгий расчет составляющих поля для реальной геометрии центральной области синхроциклотрона.

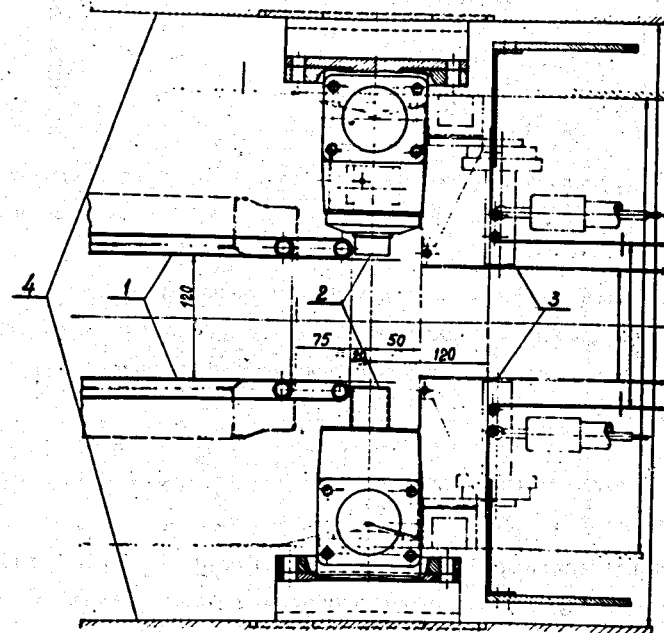


Рис.1. Геометрия центральной области синхроциклотрона ОИЯИ. 1 - основной дуант, 2 - ионный источник, 3 - электроды дополнительной фокусировки, 4 - полюсные наконечники.

В настоящее время известен ряд работ /1-8/, посвященных расчету электрических полей для конфигураций электродов, геометрия которых с некоторым приближением может считаться близкой к геометрии центральной области синхроциклотрона.

Для приближенного расчета электрического поля в плоскости $Z=0$ использовались следующие выражения

$$E_y = \frac{V_0}{D} \frac{1}{\operatorname{Ch} \frac{\pi y}{D}} \quad (1.2)$$

$$E_y = \frac{V_0}{D} \frac{1}{1 + \left(\frac{\pi y}{D}\right)^2} \quad (1.3)$$

где y — координата, отсчитываемая по оси, перпендикулярной кромкам дуанта, D — апертура дуанта, V_0 — амплитуда напряжения.

Так как потенциал для двумерных полей удовлетворяет условию $V(y, z) = V(y, -z)$, то, используя уравнение Лапласа для вертикальной составляющей поля вблизи средней плоскости, можно записать

$$E_z = - \left(\frac{\partial E}{\partial y} \right) \cdot z \quad (1.4)$$

Непосредственное использование формул (1.2)–(1.3) требует корректировки на основе экспериментально снятых распределений электрического поля /8/.

На рис. 2 показана кривая "1" распределения электрического поля по оси y в плоскости $z=0$ для рабочей геометрии центра синхроциклотрона. Экспериментальная кривая "1" аппроксимирована соотношениями (1.2) и (1.3) по методу наименьших квадратов с помощью алгоритма, описанного в работе /8/, и программы, составленной И. Синым.

Проведенный анализ показал, что выражения (1.2)–(1.3) могут быть использованы для описания электрического поля в центральной области ускорителя с погрешностью, не превышающей 20–30%.

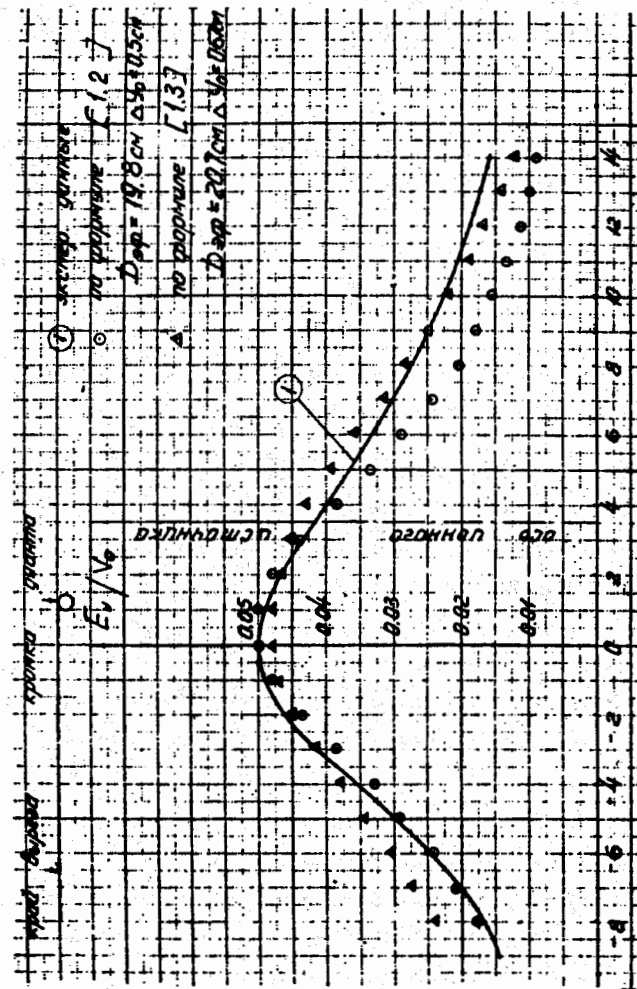


Рис. 2. Распределение электрического поля в центре синхроциклотрона.

При этом для расчета составляющих в плоскости $z = 0$ необходимо ввести эффективную апертуру дуанта $D_{эф} = f(D)$.

Для синхроциклотрона ОИЯИ $D_{эф} = 20$ см (геометрическая апертура дуанта составляет 12 см).

С учетом этого в.ч. ускоряющее поле в полярной системе координат можно описать как:

$$E_{\theta} = \frac{V_0}{D} \frac{\cos \omega t}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{D} (a + r \sin \omega t)} \cos(\omega t + \phi), \quad (1.5)$$

$$E_r = \frac{V_0}{D} \frac{\sin \omega t}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{D} (a + r \sin \omega t)} \cos(\omega t + \phi), \quad (1.6)$$

$$E_z = \frac{V_0}{D} \frac{\pi z}{D} \frac{\operatorname{sh} \frac{\pi}{D} (a + r \sin \omega t)}{\operatorname{ch}^2 \frac{\pi}{D} (a + r \sin \omega t)} \cos(\omega t + \phi), \quad (1.7)$$

где $D_{эф} = D$, ϕ — фаза частицы относительно в.ч. электрического поля, параметр a характеризует положение ионного источника.

Поскольку функции

$$E_{\theta} = E_{\theta}(r, t, \phi), \quad E_r = E_r(r, t, \phi),$$

$E_z = E_z(r, t, \phi)$ являются периодическими, и в области захвата круговая частота электрического поля с точностью до 0,5% остается неизменной, то в дальнейших расчетах составляющие в.ч. поля представлены в виде соотношений, полученных после разложения (1.5)–(1.7) в ряды Тейлора и Фурье.

Так как орбита ускоряемого иона близка к круговой, то набор энергии частицей за оборот будет определяться в основном θ -составляющей в.ч. поля следующим образом:

$$\Delta E = e \oint E_{\theta} dt, \quad (1.8)$$

где e — заряд ускоряемой частицы.

При распределении в.ч. электрического поля в форме (1.3) при $a = 0$ имеем:

$$\Delta E = 2e V_0 \frac{D}{\pi r} \cos \phi \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\pi r}{D} \right)^2} - 1 \right]. \quad (1.9)$$

На малых радиусах

$$\Delta E \approx e V_0 \left(\frac{\pi r}{D} \right) \cos \phi \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{\pi r}{D} \right)^2 + \dots \right], \quad (1.10)$$

а на больших радиусах из (1.9) следует

$$\Delta E = 2e V_0 \cos \phi. \quad (1.11)$$

На рис. 3 приведены зависимости относительного набора энергии за оборот от радиуса в плоскости $Z = 0$.

Из приведенных кривых видно, что относительный набор энергии в центральной области ускорителя является линейной функцией радиуса. Для синхроциклотрона ОИЯИ с точностью до 15% при $r \leq 6-8$ см — $e V_0 = r$ и лишь только на радиусах, превышающих в несколько раз апертуру дуанта, набор энергии ионами за оборот становится щелевым ($r \approx 60$ см).

Электрическое поле, обусловленное отрицательным напряжением смещения на дуанте, также описано с помощью формул (1.2) и (1.3).

Получены выражения, описывающие распределение магнитного поля в радиальной и вертикальной плоскостях, знание которых необходимо для детального анализа особенностей движения заряженных частиц в центральной области синхроциклотрона.

II. Начальная область устойчивых фазовых колебаний в синхроциклотроне

Во второй главе исследована задача о фазовом движении частиц ^{10/} в центре синхроциклотрона непосредственным ре-

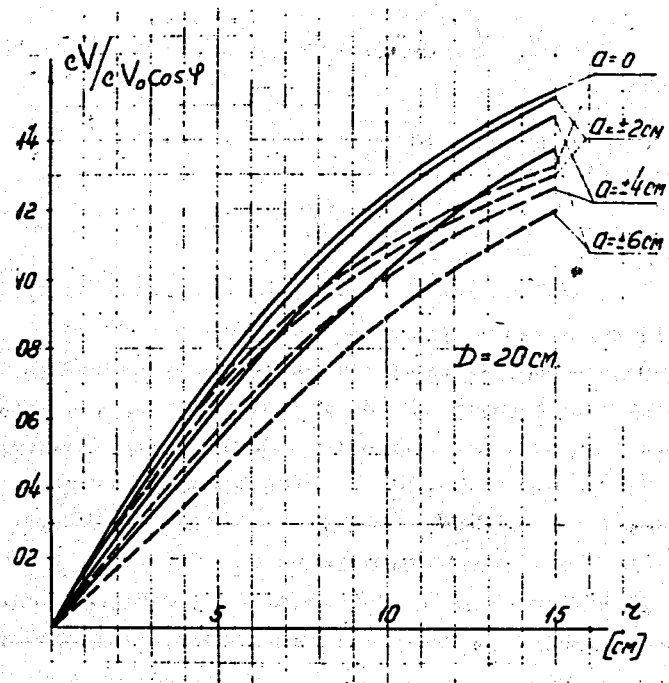


Рис.3. Зависимость относительного набора энергии иона за оборот от радиуса. — по формуле (1.1), --- по формуле (1.2).

шением уравнений движения протонов в электромагнитном поле ускорителя с помощью ЭВМ /11/.

Уравнение движения заряженной частицы (система МКС) имеет вид:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e \{ \vec{E} + [\vec{v} \vec{B}] \}, \quad (2.1)$$

где \vec{p} , \vec{v} — импульс и скорость частицы, \vec{E} и \vec{B} — векторы электрического и магнитного полей соответственно.

Электрическое поле в плоскости $z = 0$ задавалось равным

$$E = \frac{V_0}{D} \frac{1}{1 + (\frac{\pi y}{D})^2} \cos[(1 + \Delta)(1 - \gamma \omega_0 t) \omega_0 t]. \quad (2.2)$$

При этом изменение частоты генератора предполагалось линейным, а параметры

$$\Delta = \phi_H / \omega_0, \quad \gamma = \frac{1}{2} \frac{1}{\omega_0^2} \frac{d\omega_{\Gamma}}{dt},$$

где $\phi_H = (\omega_{\Gamma})_H - \omega_0$ — начальное отклонение частоты электрического поля $(\omega_{\Gamma})_H$ от частоты обращения иона ω_0 в центре ускорителя.

Уравнение движения (2.1) решалось в полярной системе координат /12-13/ с заданными начальными условиями для центра ускорителя.

Была исследована зависимость области захвата от параметров V_0 , $B(r)$, D , определяющих захват частиц в ускорителе.

На рис. 4 показана зависимость эффективности захвата ϵ от γ для параметров, соответствующих синхротрону ОИЯИ. Кривая "а" определена по теории Бома и Фолди /14/, кривая "б" — экспериментальная, кривая "в" получена из проведенных расчетов.

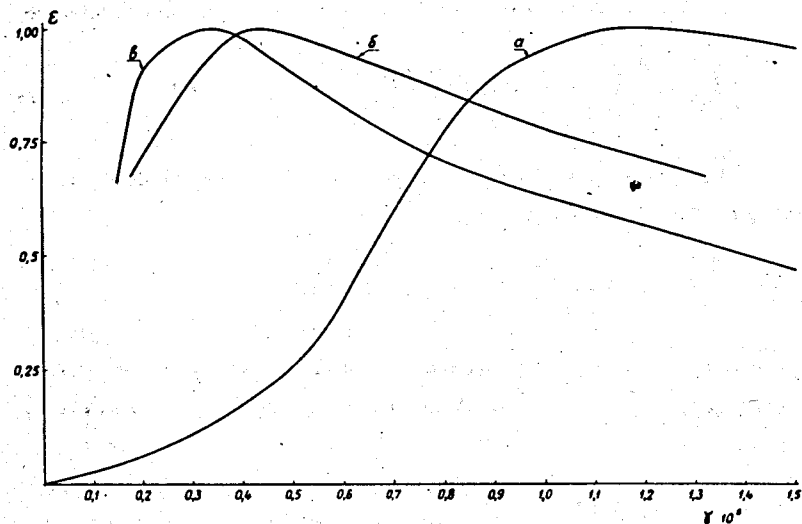


Рис.4. Зависимость эффективности захвата от изменения частотной программы синхроциклотрона. Кривая "а" определена по теории Бома и Фолди, кривая "б" - экспериментальная, кривая "в" получена расчетным путем.

Теоретически рассчитанная эффективность захвата ϵ (кривая "в") достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Из анализа полученных результатов выяснена картина формирования пучка. До $r \leq 10-12$ см протоны образуют сплошной вращающийся диск. Затем от него отрывается цуг протонов с угловой протяженностью $1,2 \pi$ и радиальной шириной 12 см; к $r = 50$ см пучок сжимается по азимуту до $0,9 \pi$, а по радиусу - до 7 см.

При ускорении частиц от центра до 50 см ионы совершают около 8000 оборотов и за это время происходит 14 радиально-фазовых колебаний.

Учет зависимости в.ч. электрического поля не только от времени, но и от пространственных координат приводит к определению связи между радиусом равновесного иона и временем его ускорения в следующем виде: при наборе энергии

$$\Delta E = e V_0 \frac{\pi r}{D} \quad (2.3)$$

$$t = \frac{2 B_0 D}{V_0 \cos \phi_s} r,$$

а при шелевом наборе $\Delta E = 3 e V_0$

$$t = \frac{\pi B_0}{2 V_0 \cos \phi_s} r^2 \quad (2.4)$$

Установление зависимостей (2.3) и (2.4) весьма важно, так как время пребывания ускоряемого иона в центральной области синхроциклотрона является одним из основных параметров, предопределяющих предельную интенсивность пучка.

Знание основных особенностей фазового движения в центре ускорителя позволило в результате экспериментальной работы по коррекции параметров в.ч. системы ускорителя повысить интенсивность ускоряемых частиц с 0,3 до 1,1-1,2 мка^{/15/}.

Как первый этап работы (улучшение условий захвата), так и второй (ликвидация фазовых потерь в процессе ускоре-

ния) состояли в формировании таких зависимостей $\omega = \omega(t)$ и $V_0 = V_0(\omega)$, при которых интенсивность частиц, ускоряемых до конечного радиуса, будет максимальной.

Соответствующие кривые $\omega = \omega(t)$ показаны на рис. 5. Кривая "а" соответствует полученной зависимости $\omega = \omega(t)$ со значением $(d\omega/dt)_{нач.}$, близким к оптимальному значению /8/ в начале ускорения, что привело к увеличению тока с 0,3 до 0,8 мка. Кривая "б" - расчетная обеспечивает одновременно оптимальные условия захвата и последующее ускорение ионов до конечного радиуса без фазовых потерь. Кривая "в" получена экспериментально в конце 1961 года после установки пакетов новой формы на статор вариатора частоты. При этом были устранены фазовые потери в области радиусов 30-80 см, что привело к увеличению тока с 0,8 до 1,1-1,2 мка.

III. Оценки предельной интенсивности в синхроциклотроне ОИЯИ

Интенсивность в синхроциклотроне определяется совокупностью вертикальных фокусирующих и дефокусирующих сил, действующих в центральной области ускорителя.

К числу фокусирующих сил относятся магнитные силы, обусловленные спадом магнитного поля и определяемые соотношением

$$F_z^M = -m_0 \omega_0^2 h_M r^2 z, \quad (3.1)$$

где h_M - показатель спада магнитного поля вблизи центра ускорителя.

Дополнительное увеличение спада магнитного поля можно получить с помощью кольцевых шимм /16/ или введением пространственной вариации /17-18/.

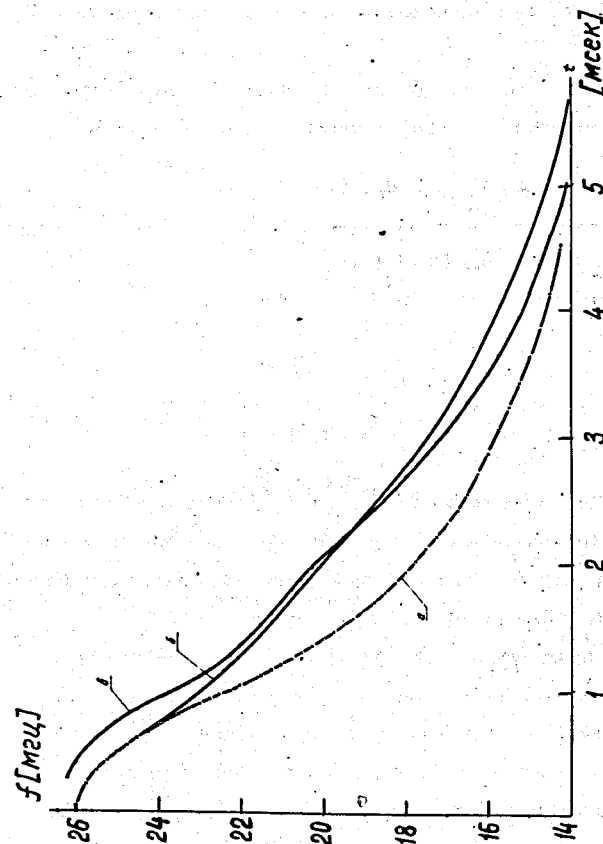


Рис.5. Частотные характеристики синхроциклотрона ОИЯИ. Кривые "а" и "в" - экспериментальные, кривая "б" - расчетная.

Оценки фокусирующих сил, обусловленных пространственной вариацией, показывают, что в синхроциклотронах, у которых апертура дуанта составляет 10-12 см, нецелесообразно использовать на малых радиусах магнитное поле с пространственной вариацией, так как не удастся обеспечить достаточно большую амплитуду вариации без значительного уменьшения апертуры дуанта /19/.

Для вертикальных сил, обусловленных в.ч. ускоряющим напряжением и отрицательным напряжением смещения, имеем:

$$F_z^{в.ч.} = \frac{eV_0 \pi z}{D^2} \frac{\text{sh} \frac{\pi}{D} (a + r \sin \omega t)}{\text{ch}^2 \frac{\pi}{D} (a + r \sin \omega t)} \cos(\omega t + \phi), \quad (3.2)$$

$$F_z^{см} = \frac{eV_0^{см} \pi z}{D^2} \frac{\text{sh} \frac{\pi}{D} (a + r \sin \omega t)}{\text{ch}^2 \frac{\pi}{D} (a + r \sin \omega t)}. \quad (3.3)$$

Расчеты фокусирующих сил $F_z^{в.ч.}$ и $F_z^{см}$ показали, что для параметров синхроциклотрона ОИЯИ наибольший вклад в вертикальную фокусировку от этих сил будет определяться усредненными по обороту значениями сил $\langle F_z^{в.ч.} \rangle$ и $\langle F_z^{см} \rangle$.

На рис. 6 представлены зависимости фокусирующих сил, действующих в центральной области синхроциклотрона от радиуса. Из приведенных кривых видно, что при подаче $V_0^{см} = -18$ кв фокусирующие силы при $r \leq 2$ см в 5 раз больше суммы сил $\langle F_z^{в.ч.} \rangle + F_z^M$, а на радиусе $r = 7$ см фокусирующая сила $\langle F_z^{см} \rangle$ равна фокусирующей силе $\langle F_z^{в.ч.} \rangle$.

Необходимость детального анализа этих сил обусловлена тем, что в окрестности ионного источника протоны совершают сотни оборотов, поэтому знание основных закономерностей распределения вертикальных сил по радиусу представляет пути увеличения вертикальной фокусировки в центральной области синхроциклотрона.

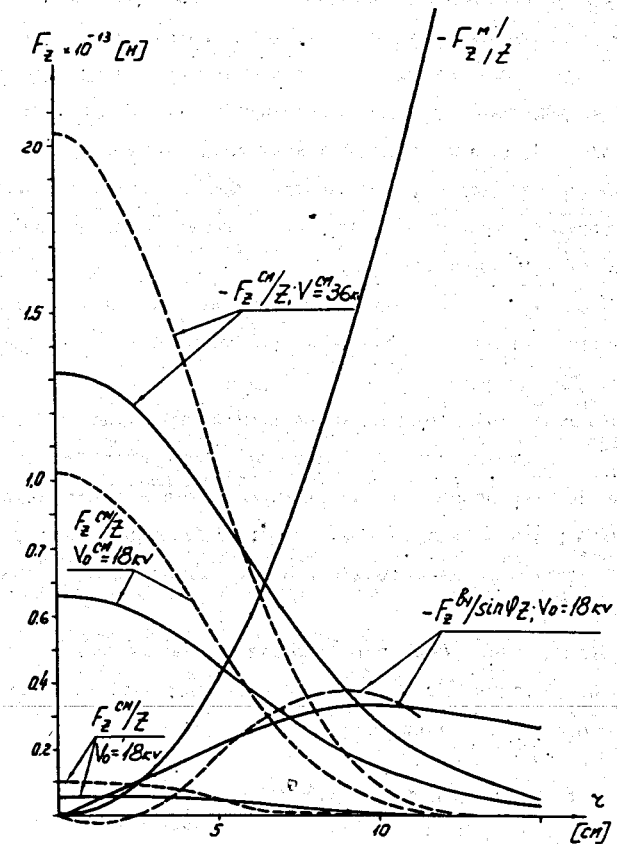


Рис. 6. Зависимость вертикальных фокусирующих сил от радиуса в центральной области синхроциклотрона. — по формуле (1.1), - - - по формуле (1.2).

Эти пути следующие:

1) увеличение отрицательного напряжения или использование комбинации постоянного напряжения совместно с импульсным, подаваемым на время захвата;

2) оптимизация геометрии электродов центральной части синхроциклотрона с целью увеличения фокусирующих сил $F_z^{в.ч.}$ и $F_z^{см}$ при постоянстве на них соответствующих потенциалов;

3) использование дополнительной электростатической фокусировки с помощью отрицательного напряжения, подаваемого на два электрода, установленных с противоположной стороны от основного дуанта симметрично относительно средней плоскости камеры синхроциклотрона.

Применение последнего способа на синхроциклотроне ОИЯИ позволило увеличить интенсивность ускоряемых протонов с 1,1 - 1,2 до 2,2-2,3 мка /20/.

Знание особенностей влияния отрицательного напряжения $V_{\text{доп. фок}}$, приложенного к электродам электростатической фокусировки, на интенсивность ускоряемых ионов в синхроциклотроне позволяет использовать фокусирующие электроды как устройство для поддержания интенсивности синхроциклотрона на одном уровне /21-22/.

При исследовании зависимости интенсивности от ускоряющего напряжения использовалось уравнение вертикального движения в следующем виде:

$$m_0 \ddot{z} = F_z^M + \langle F_z^{в.ч.} \rangle + \langle F_z^{см} \rangle + F_z^{пр.3}, \quad (3.4)$$

где F_z^M , $\langle F_z^{в.ч.} \rangle$, $\langle F_z^{см} \rangle$ определены соотношениями (3.1)-(3.3), а дефокусирующая сила пространственного заряда представлена как

$$F_z^{пр.3} = \frac{4e J B_0 D}{\epsilon_0 2h_0 2\phi_0 V_0 \cos \phi_s r_{\text{зах}} \epsilon} \frac{2h_0 + R(t) - \sqrt{R^2(t) + 4h_0^2}}{2h_0}. \quad (3.5)$$

Здесь $2h_0$, $2\phi_0$ - высота и угловая протяженность пучка протонов в виде цилиндрического сектора, ϵ - эффективность захвата, определенная по теории Бома и Фолди, ϵ_0 - диэлектрическая постоянная.

$$\cos \phi_s = \frac{4D}{e V_0 r_{\text{зах}}} \frac{E_0}{\omega_0^2 + h_M c^2} \frac{d\omega}{dt}. \quad (3.6)$$

$$R(t) = \frac{V_0 \cos \phi_s t}{2R_0 D} - \text{радиус равномерно заряженного цилиндра.}$$

При определении $\cos \phi_s$ в форме (3.6) произведено усреднение набора энергии иона за оборот для центральной области синхроциклотрона по интервалу радиусов $0 - r_{\text{зах}}$. Параметр

$r_{\text{зах}}$ определяется как радиус равновесного иона в конце времени захвата. Для существующих параметров синхроциклотрона ОИЯИ, как показали численные расчеты, $r_{\text{зах}} = 10$ см.

В работах Мак-Кензи /23-24/ и Лоусона /25/ была сделана попытка теоретически найти зависимость тока ускоряемых ионов от напряжения на дуанте с учетом сил пространственного заряда.

Так, Мак-Кензи в предположении, что магнитные силы начинают действовать скачкообразно с некоторого радиуса r_m , получил, что ток зависит от ускоряющего напряжения как $J \approx V_0^3$. При учете действия магнитных сил с самого центра Лоусон нашел, что ток пропорционален $J \approx V_0^{5/3}$.

Однако не только в указанных, но и в других /26-33/ работах, используется формула, выражающая связь времени ускоряемого равновесного иона с радиусом как $t \approx r^2$ и справедливая для анализа движения в циклотроне (см. выражение (2.4), а не в синхроциклотроне, для которого на малых радиусах в результате линейности набора энергии ионами за оборот с радиусом $t \approx r$.

Как показали расчеты на ЭВМ, характерной особенностью движения в центре синхроциклотрона является быстрый уход ионов по вертикали и достижение ими предельно допустимой

координаты $z_{\text{мак}} = \pm 6$ см на радиальных расстояниях от ионного источника в один-два сантиметра.

Это обстоятельство является существенным и позволяет упростить уравнение (3.4), представляя его в виде соответствующего ряда.

Так, в случае, когда анализируется вертикальное движение при учете только сил от магнитного поля и пространственного заряда, рассматриваемого как безграничный слой, имеем

$$\ddot{z} + (At^2 - B)z = 0, \quad (3.7)$$

где

$$A = \omega_0^2 h_M \left(\frac{V_0 \cos \phi_s}{2B_0 D} \right)^2, \quad B = \frac{e}{m_0} \frac{4JB_0 D}{\epsilon_0 2h_0 2\phi_0 V_0 \cos \phi_s r_{\text{зах}} \epsilon}$$

В простейшем случае, когда ионы инжектируются с нулевой вертикальной скоростью $\dot{z}_0 = 0$, для заданной геометрии центральной области синхроциклотрона получим связь тока с ускоряющим напряжением в виде

$$J \approx V_0^4. \quad (3.8)$$

При шелевом наборе энергии ионом за оборот, когда время ускорения равновесного иона $t \approx \tau^2$, из дифференциального уравнения

$$\ddot{z} + (A_1 t - B_1)z = 0, \quad (3.9)$$

где

$$A_1 = \omega_0 h_M \frac{2V_0 \cos \phi_s}{\pi B_0}, \quad B_1 = \frac{e}{m_0} \frac{4JB_0 D}{\epsilon_0 2h_0 2\phi_0 V_0 \cos \phi_s r_{\text{зах}} \epsilon}$$

следует, что

$$J \approx V_0^2 \frac{1}{6}. \quad (3.10)$$

В общем случае при учете совокупности фокусирующих и дефокусирующих сил уравнение движения ускоряемого протона в вертикальной плоскости можно представить как

$$\ddot{z} + \{\gamma_1 t + \gamma_2 t^2 + \gamma_0\}z = 0,$$

где

$$\gamma_0 = \frac{e}{m_0} \frac{\pi}{D^2} \frac{\text{sh} \frac{\pi a}{D}}{\text{ch}^2 \frac{\pi a}{D}} V_0^{\text{CM}}$$

$$\gamma_1 = \frac{e}{m_0} \left\{ \frac{\sin \phi_s \cos \phi_s \pi^2}{4D^4 B_0} \frac{1 - \text{sh}^2 \frac{\pi a}{D}}{\text{ch}^4 \frac{\pi a}{D}} - \frac{2J}{\epsilon_0 (2h_0)^2 2\phi_0 \epsilon r_{\text{зах}}} \right\}, \quad (3.11)$$

$$\gamma_2 = -\frac{e}{m_0} \frac{\sin \phi_s \cos^3 \phi_s \pi^4}{128 D^8 B_0^3} \frac{5 - \text{sh}^2 \frac{\pi a}{D} (18 - \text{sh}^2 \frac{\pi a}{D})}{\text{ch}^8 \frac{\pi a}{D}} V_0^4.$$

Представляя решение (3.11) в виде ряда по степеням t и определяя при $\dot{z}_0 = 0$ момент времени $t_{\text{мак}}$, когда ионы при своем вертикальном движении достигают максимального допустимого отклонения $z_{\text{мак}}$, найдем зависимость интенсивности ускоряемых протонов от амплитуды в.ч. напряжения в следующем виде:

$$J = C_1 (V_0^{\text{CM}})^{3/2} V_0^{1/2} + C_2 V_0^{5/2}; \quad (3.12)$$

где C_1 и C_2 - постоянные величины для заданной геометрии центральной части синхроциклотрона.

Полученные решения являются полезными для оценки возможностей дальнейшего повышения интенсивности в синхроциклотронах, которые имеют место в той или иной модели верти-

кального движения при учете различного рода особенностей фокусирующих и дефокусирующих сил в центральной области синхроциклотрона. Однако они не могут быть использованы для численных расчетов вследствие грубого приближения к реальной картине.

Для более корректного нахождения зависимости интенсивности ускоряемых ионов от в.ч. напряжения использовалось дифференциальное уравнение (3.4), в котором вертикальные силы представлены соотношениями (3.1)–(3.3). С помощью ЭВМ определялась совокупность траекторий ионов, проходящих по вертикали в центральной области синхроциклотрона пространство, ограниченное апертурой дуанта.

Варьируя параметр J в соотношении (3.4) при постоянстве остальных коэффициентов, мы определили предельный ток, при котором вертикальный фазовый аксептис $S_z^* = S_z(z_0, \dot{z}_0)$ обращается в нуль.

На рис. 7 представлена зависимость интенсивности ускоряемых частиц J от величины начальной вертикальной скорости \dot{z}_0 . Совокупность кривых $\dot{z}_0 = \dot{z}_0(J)$ построена с интервалом $\Delta V_0 = 2$ кв при условии, что на каждой из них выполняется условие $V_0 = \text{const}$.

Тогда положение точек на оси абсцисс для каждой из кривых $\dot{z}_0 = \dot{z}_0(J)$ определяет максимально возможный ток J , который может быть получен для данной геометрии центральной области синхроциклотрона. Зависимость предельного тока ускоренных частиц от в.ч. напряжения показана на рис. 8.

Математическая обработка полученных результатов по методу наименьших квадратов привела к тому, что зависимость интенсивности J от ускоряющего напряжения V_0 для синхроциклотрона ОИЯИ можно представить в следующем виде

$$J = (0,054 \pm 0,0014) V_0^{2,4 \pm 0,1} + (1,05 \pm 0,32). \quad (3.13)$$

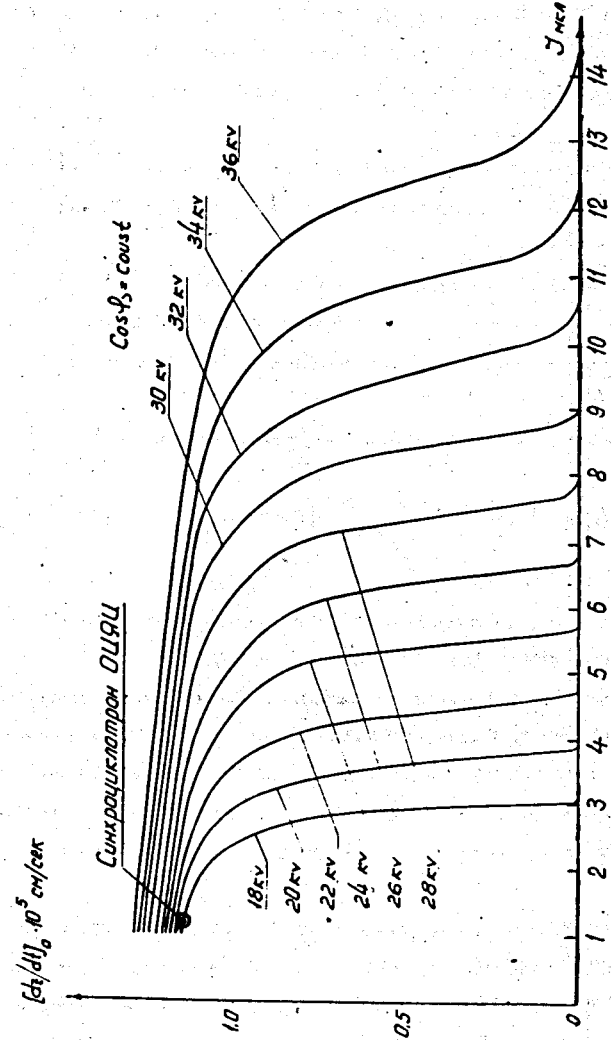


Рис. 7. Зависимость интенсивности ускоряемых частиц от величины начальной вертикальной скорости.

Из кривой $\dot{z}_0 = \dot{z}_0(J)$ при $V_0 = 18$ кв (рис. 7) видно, что в настоящее время возможна постановка вопроса о максимальном с 1,2 до 3,0 мка (без учета дополнительной фокусировки) увеличении интенсивности в синхроциклотроне ОИЯИ за счет улучшения условий движения заряженных частиц в центральной области ускорителя.

Для экспериментального определения зависимости $J = J(V_0)$ были сняты зависимости интенсивности J от оборотов вариатора n при параметре $U_\alpha = \text{const}$.

С помощью ЭВМ находилась зависимость $J = J(V_0)$ при условии $n/U_\alpha = \text{const}$, что при линейной зависимости ускоряющего напряжения V_0 от анодного U_α эквивалентно условию $\cos \phi_\alpha = \text{const}$.

Для рабочего режима работы синхроциклотрона ($n/U_\alpha = 100$)

$$J = (2,06 \pm 0,20) V^{2,40 \pm 0,05} - (46,7 \pm 2,9) \quad (3.14)$$

при числе $\chi^2 = 12$, характеризующем достоверность выбранной модели /9/ (теоретическое значение $\chi^2 = 7$).

Из полученных данных и проведенных расчетов следует, что при увеличении ускоряющего напряжения до $V_0 = 40$ кв с соответствующим повышением частоты модуляции F до 300 гц ток пучка в синхроциклотроне ОИЯИ можно довести до 10-15 мка, если с ростом интенсивности неизменяемым остается закон $J = V_0^{5/2}$.

В третьей главе диссертации даны также оценки предельно достижимой интенсивности, полученные из условия равенства вертикальных фокусирующих и дефокусирующих сил. Для получения этих оценок исследована геометрическая картина формирования пучка в процессе захвата /11,34/ и определены компоненты электростатического поля от равномерно заряженных трехмерных цилиндрических и прямоугольных конфигураций /35,36/.

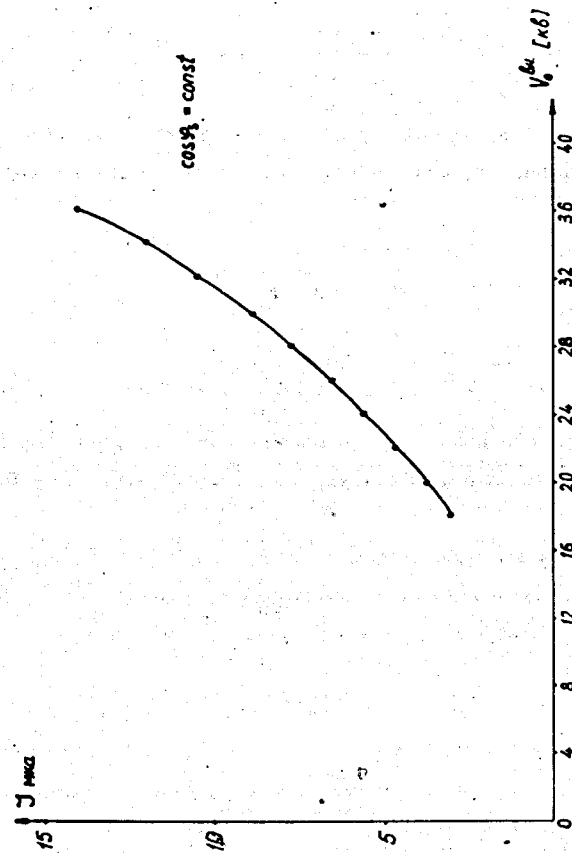


Рис. 8. Зависимость предельного тока ускоряемых частиц от в.ч. напряжения.

IV . Повышение эффективности работы синхроциклотрона ОИЯИ

Длительность взаимодействия пучка протонов с мишенью в случае непрерывного спектра радиальных колебаний можно определить из следующего выражения

$$t = \int_{r_M - \Delta r}^{r_M} \frac{dr}{\dot{r}_s(t) + \rho_B(t)}, \quad (4.1)$$

где \dot{r}_s - скорость расширения равновесной орбиты; $\rho_B(t)$ - скорость движения равновесной орбиты за счет вынужденных колебаний

$$\Delta r = \rho_\delta + \rho_c \quad \text{при} \quad \dot{\rho}_\delta = 0,$$

$$\Delta r = \rho_\delta + 2\rho_c \quad \text{при} \quad \dot{r}_s = 0,$$

ρ_δ - максимальная амплитуда радиальных бетатронных колебаний, ρ_c - максимальная амплитуда радиально-фазовых колебаний.

Необходимую малую скорость продвижения пучка по радиусу для увеличения длительности импульса вторичных частиц можно получить за счет растущих во времени вынужденных колебаний при $\dot{r}_s = 0$.

В синхроциклотроне ОИЯИ возбуждение вынужденных радиальных колебаний пучка (как целого) на конечных радиусах осуществляется локальным переменным во времени возмущением магнитного поля ускорителя /37-39/.

Уравнение радиального движения в этом случае имеет вид

$$\frac{d^2 \rho}{dt^2} + \omega^2 (1-n) \rho = -\dot{r}_s \omega^2 h(\theta, t), \quad (4.2)$$

где функция $h(\theta, t) = h(\theta) f(t)$ и может быть разложена в ряд Фурье вида

$$h(\theta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} h_\ell \sin(\theta, \ell). \quad (4.3)$$

Полагая, что $f(t) = \sin \Omega t$, вынужденную часть решения уравнения (4.2) можно представить как

$$\rho = \dot{r}_s \sum_{\ell=0}^{\infty} h_\ell \left\{ \frac{\cos[(\ell + \frac{\Omega}{\omega})\theta + \alpha_\ell]}{(\ell + \frac{\Omega}{\omega})^2 - (1-n)} - \frac{\cos[(\ell - \frac{\Omega}{\omega})\theta + \alpha_\ell]}{(\ell - \frac{\Omega}{\omega})^2 - (1-n)} \right\}, \quad (4.4)$$

где Ω - частота возмущающего магнитного поля, r_s - радиус равновесной орбиты.

Возмущающее магнитное поле в области конечных радиусов (255-275 см) создавалось двумя токовыми катушками, расположенными на азимуте установки мишени симметрично относительно средней плоскости.

Расчет магнитного поля и выбор параметров катушек производился по формулам, приведенным в работе /40/.

На рис. 9 приведена форма импульсов пучка мезонов, полученных с использованием катушек и без них.

Длительность импульса тока пучка при этом составляет 2,0-3,5 мсек по уровню 0,5 от максимального значения.

Катушки питаются с помощью разрядной конденсаторной батареи через управляемый вентиль синхронно с процессом ускорения /41/.

Накопление частиц в синхроциклотроне обычно осуществляется изменением частотной программы таким образом, чтобы ускоренные частицы периодически доводились до определенного радиуса /42/.

Однако в силу теоремы Лиувилля о сохранении плотности частиц в фазовом пространстве вывести весь накопленный пучок с помощью обычной в.ч. программы невозможно /10/.

В этой главе описывается новый метод вывода накопленного пучка, предложенный и осуществленный на синхроциклотроне ОИЯИ /43/.

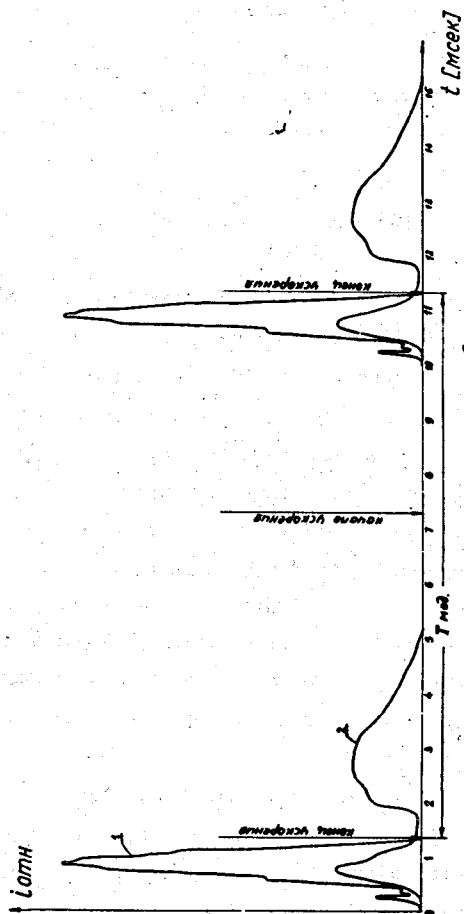


Рис.9. Форма импульсов пучка мезонов, 1 - без включения катушек растяжки, 2 - с включением катушек растяжки.

Метод основан также на возбуждении вынужденных радиальных колебаний переменным во времени магнитным полем, действующим только в заданный интервал времени.

Проведенные оценки показали, что при частоте модуляции синхроциклотрона, равной 100-200 гц, из-за рассеяния на газе можно накопить 3000 сгустков. Условия равенства вертикальных фокусирующих и дефокусирующих сил для геометрических размеров пучка высотой 12 см и шириной 20 см на радиусе $r = 265$ см определяют накопление протонов $N = 3 \cdot 10^{14}$ (2500 сгустков).

Существенно ограничивает накопление частиц в синхроциклотроне ОИЯИ механизм фазового смещения, из-за которого частицы за каждый цикл накопления смещаются по энергии на ~ 3 Мэв, т.е. примерно на 8 мм.

Для синхроциклотрона ОИЯИ при эффективном размере катушек, равном 10 см, из расчетов следует, что целесообразно накапливать около 25 сгустков.

Проведенные эксперименты показали, что при числе циклов, равном 30, уже не наблюдается существенного увеличения интенсивности накопленного пучка.

В четвертой главе описаны фокусирующие устройства /44/, устанавливаемые в нерабочей области магнитного поля ускорителя или в зазоре вспомогательных электромагнитов /45/.

Опытная проверка показала, что с помощью таких фокусирующих устройств удалось увеличить плотность протонного пучка в 2,8-3 раза, интенсивность, поляризованного пучка протонов с энергией 600 Мэв - в 3 раза, а мезонов с энергией 300 Мэв - в 2,7 раза.

Перенос опыта использования фокусирующих устройств с синхроциклотрона ЛЯП на полуметровый и трехметровый (310 см) циклотрон Лаборатории ядерных реакций показал, что такие устройства не только уменьшают потери пучка при прохождении частиц от дефлектора до системы трассировки пучка примерно в три раза, но и облегчают условия сопряжения траекторий выведенного пучка с осью ионопровода /46,47/.

В развитие идеи фокусирующих устройств описан новый магнитный канал ^{/48/}, который одновременно выполняет две функции:

- 1) отводит частицы от последних рабочих орбит ускорителя;
- 2) фокусирует их в двух взаимно-перпендикулярных направлениях по пути прохождения заряженных частиц длины магнитного канала до области радиальной неустойчивости.

В конкретном приложении к синхроциклотрону ОИЯИ усовершенствование системы вывода будет базироваться на использовании как магнитного канала с сильной фокусировкой, так и специфического регенератора, имеющего нелинейное распределение магнитного поля, которое используется для согласования радиального и вертикального эмиттансов пучка с соответствующими аксептансами магнитного канала.

Как показали оценки, подбор магнитного поля в регенераторе в соответствии с известными спектрами амплитуд радиальных и вертикальных бетатронных колебаний ^{/49/} позволяет в зависимости от толщины передней стенки второй секции магнитного канала увеличить существующий коэффициент вывода частиц из камеры синхроциклотрона в несколько раз ^{/50/}.

Основные результаты работы

1. Аналитически определены составляющие электрического поля в области, прилегающей к ионному источнику.

Знание компонент электрического поля послужило основой для более строгой постановки и решения задач фазового движения, а также для расчета вертикального движения с учетом влияния пространственного заряда на предельно достигаемую интенсивность в синхроциклотроне.

2. Описана более точная методика расчета эффективности захвата, основанная на анализе радиально-фазовых колебаний ионов в центральной области синхроциклотрона, полученных

непосредственно из решений уравнений движения иона в электромагнитном поле ускорителя с помощью ЭВМ.

3. Исследованы области захвата в зависимости от следующих параметров синхроциклотрона ОИЯИ:

апертуры дуанта, амплитуды ускоряющего напряжения, закона изменения магнитного поля, скорости изменения частоты ускоряющего напряжения. Полученные данные явились основой программы дальнейшего увеличения интенсивности синхроциклотрона ОИЯИ.

4. Эксперименты, проведенные по формированию высокочастотных характеристик резонансной системы, обеспечивающих одновременно оптимальные условия захвата и последующее ускорение протонов без фазовых потерь, привели последовательно к увеличению интенсивности с 0,3 до 0,8 мка (оптимальные условия захвата) и с 0,8 до 1,1-1,2 мка (оптимальные условия захвата и устранение фазовых потерь на радиусах 60-80 см).

5. Проведен анализ закономерностей распределения по радиусу вертикальных сил, действующих на заряженные частицы в центральной области синхроциклотрона, который показал, что основными силами являются фокусирующая сила от напряжения смещения и дефокусирующая сила пространственного заряда. Действие этих сил проявляется в непосредственной близости к оси ионного источника.

6. Введение системы передвижения электродов, создающих дополнительное фокусирующее по вертикали поле, позволило в результате ряда экспериментов увеличить ток протонов на конечном радиусе до 2,1-2,2 мка, что вывело синхроциклотрон ОИЯИ по току внутреннего пучка на одно из первых мест в мире среди аналогичных ускорителей.

7. В развитие идеи применения электростатических полей для увеличения вертикальной фокусировки выдвинуто предложение использовать импульсное (в несколько десятков киловольт) отрицательное напряжение, подаваемое на дуант совместно с постоянно приложенным напряжением смещения на время захвата.

8. Проведенные расчеты показали, что максимально возможный ток, который может быть получен при существующих параметрах синхроциклотрона ОИЯИ, будет составлять 3 мка (без учета дополнительной электростатической фокусировки), а рост интенсивности с увеличением в.ч. напряжения при пропорциональном возрастании частоты модуляции ($\cos \phi_0 = \text{const}$) следует закону $J \approx V_0^{2,5}$.

Экспериментальные результаты, полученные для синхроциклотрона ОИЯИ, удовлетворительно согласуются с расчетами предельной интенсивности и в диапазоне ускоряющего напряжения $V_0 = 13-28$ кв описываются соотношением $J \approx V_0^{2,40 \pm 0,05}$.

9. Описан новый метод растяжки пучка, предложенный в отделе синхроциклотрона ОИЯИ, и основанный на возбуждении вынужденных радиальных колебаний ускоренных частиц переменным во времени магнитным полем.

Осуществление этого способа привело к увеличению длительности мезонов с 800 мксек до 2,5 мсек.

При этом следует отметить, что в растянутом пучке мезонов отсутствует высокочастотная структура. Это, как и отсутствие практически потерь интенсивности, выгодно отличает данный способ растяжки от известных других.

Использование системы растяжки пучка вторичных частиц позволило сократить от двух до двадцати раз время исследования мезонных процессов и открыло возможность постановки принципиально новых экспериментов.

10. Предложен и осуществлен новый метод вывода накопленного пучка. Метод основан на возбуждении радиальных колебаний переменным во времени магнитным полем, действующим по программе в заданный интервал времени.

11. Предложены и описаны фокусирующие устройства для повышения плотности выведенных частиц из синхроциклотронов или циклотронов.

Применение фокусирующих устройств, действие которых основано на прохождении заряженными частицами специально сфор-

мированного с помощью ферромагнитных шимм магнитного поля, позволяет не только увеличить в несколько раз плотность выводимых частиц, но и провести пучок от дефлектора ускорителя до первых линз ионопровода практически без потерь.

12. Предложен новый магнитный канал с сильной фокусировкой для увеличения коэффициента вывода пучка частиц из камеры синхроциклотрона.

Основные результаты исследований изложены в работах /4,11,15,16,18-22,34-41,43-46,48-50/. Они также докладывались на Всесоюзной конференции по физике частиц высоких энергий (Москва, 1956 г.), Международной конференции по ускорителям (Женева, 1959), Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963 г.).

Л и т е р а т у р а

1. А.М. Страшкевич. "Электронная оптика электромагнитных полей, не обладающих осевой симметрией". Физматгиз, 1959.
2. I.W.Real. MSUC, P-12, Michigan State University 1961.
3. И.Б. Енчевич, Г.И. Пенчев, А.И. Сафонов. Препринт ОИЯИ 1854, Дубна 1964г.
4. В.И. Данилов, И.В. Пузынин. Препринт ОИЯИ P9-3497, Дубна 1967 г.
5. R.Keller et al. CERN, 5775, Geneve.
6. Б.И. Замолодчиков, Д.Л. Новиков, Э.А. Полферов. Препринт ОИЯИ P-720, Дубна 1961 г.
7. Lapostolle Three years of development at the CERN synchro-cyclotron, Conference on high energy cyclotron improvement, The College of William and Mary, February, 1960.
8. А.Н. Сафонов, А.В. Шестов. Препринт ОИЯИ Б1-1543, Дубна 1963 г.
9. С.Н. Соколов, И.Н. Силин. Препринт ОИЯИ Д- 810, Дубна 1961 г.

10. А.А. Коломенский, А.И. Лебедев. Теория циклических ускорителей". Физматгиз, Москва 1962.
11. В.И. Данилов, И.Б. Енчевич, Д.Л. Новиков, Э.А. Полферов, А.И. Сафонов, Б.В. Феоктистов. Препринт Р-1448, Дубна 1963 г.
12. С.П. Ломнев, Г.А. Тягунов. "Ускорители". Атомиздат, 1960.
13. С.П. Ломнев. "Расчет и исследование электрофизических установок и электрофизических явлений на цифровых вычислительных машинах". Труды вычислительного центра АН СССР, Москва, 1965 г.
14. D.Bohm and L.L.Foldy. Phys.Rev., 72, 649 (1947).
15. В.И. Данилов, И.Б. Енчевич и др. АЭ, 16, в.1, 9, 1964.
16. В.И. Данилов, Н.Л. Заплатин, В.С. Рыбалко, Л.А. Саркисян. Препринт ОИЯИ Р-344, Дубна 1959.
17. А.А. Глазов, Ю.И. Денисов, В.П. Дзепелов, В.П. Дмитриевский, Б.И. Замолотчиков и др. Препринт ОИЯИ 9-3951, 1968.
18. В.И. Данилов, Н.Л. Заплатин, В.С. Рыбалко, Л.А. Саркисян. Препринт ОИЯИ Р-409, Дубна 1959.
19. В.И. Данилов, В.Б. Мухина, А.И. Сафонов. Препринт Р9-3181, Дубна 1967.
20. В.И. Данилов, И.Б. Енчевич и др. Препринт ОИЯИ Р-1856, Дубна 1964 г.
21. В.И. Данилов, И.Б. Енчевич и др. Препринт ОИЯИ Р-2341, Дубна 1965.
22. В.И. Данилов, И.Б. Енчевич и др. Авторское свидетельство №В 1444 с приоритетом от 29.У.1964.
23. K.R.Mackensie. "Cyclotron Space-Charge Limits" University of Calif, Los. An. Bull Am. Phys. Soc., v8, 606 (1963).
24. K.R.Mackensie. Nucl. Inst. and Meth. 31, 139 (1964).
25. L.Lawson. Nucl. Instrum. and Methods, 34, 173 (1965).
26. Conference on high energy cyclotron improvement. College of William and Mary, USA, Williamsburg (1964)
27. S.Kullander. CERN Report, 66-27 (1966).

28. S. Holm. Nucl. Inst. and Methods 64, 307 (1968).
29. S.Kullander. Nucl. Inst. and Methods 62, 169 (1968).
30. L.Lawson. Nucl. Inst. and Methods, 64, 214 (1968).
31. J.Rainwater. Rev. Sci. Instr., 37, 262 (1965).
32. Proposal for the Improvement of the 600 MeV Synchro-Cyclotron CERN 67-5 (1967).
33. Proposal for the SC Improvement General Considerations and Summary of the Programme CERN, 67-6 (1967).
34. В.И. Данилов, И.В. Пузынин, А.Н. Сафонов, Б.В. Феоктистов. Препринт ОИЯИ Р-2912, Дубна 1966.
35. В.И. Данилов. Препринт ОИЯИ Р-1984, Дубна 1965.
36. В.И. Данилов, И.В. Пузынин. Препринт ОИЯИ Р-2131, Дубна 1965.
37. В.И. Данилов, И.Б. Енчевич и др. Авторское свидетельство №175586. с приоритетом от 25 ноября 1963 г.
38. В.И. Данилов, И.Б. Енчевич, Б.И. Замолотчиков и др. "Атомная энергия" т.19, в.3, 289-292, 1965; препринт ОИЯИ Р-1935, Дубна 1965.
39. В.И. Данилов, И.Б. Енчевич и др. Препринт ОИЯИ Р-2281, Дубна 1965 г.
40. В.А. Бирюков, В.И. Данилов. ЖТФ т. XXXI в.ч. 1961.
41. В.И. Данилов, И.Б. Енчевич и др. Препринт ОИЯИ 2138, Дубна 1965; ПТЭ №3, 19 (1966).
42. Т.Н. Томилина, М.Ф. Шульга. ПТЭ №3, 16 (1956).
43. В.И. Данилов, И.Б. Енчевич, М.М. Кулюкин и др. Препринт ОИЯИ Р-2611, Дубна 1966.
44. В.И. Данилов, О.В. Савченко, А.В. Честной. ПТЭ №3, 1956 г.
45. В.И. Данилов, О.В. Савченко. ПТЭ №3, 17 (1959).
46. В.И. Данилов, Б.А. Загер, А.Ф. Лиев, И.А. Шелаев. Препринт Р-2288, Дубна 1966 г.
47. В.С. Алфеев, Г.Н. Вялов, А.Ф. Лиев и др. Препринт ОИЯИ Р-2693, Дубна 1966.
48. В.И. Данилов, В.Б. Мухина. Авторское свидетельство №В 1355 с приоритетом от 5 марта 1965.

49. В.И. Данилов, И.Б. Егчевич и др. Препринт ОИЯИ Р9-3968,
Дубна 1968.
50. В.И. Данилов, В.Б. Мухина, Э.А. Понферов. Препринт ОИЯИ,
Р9-4102, Дубна 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 августа 1969 года.