

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

621.384.611

**СИЛЬНОТОЧНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ —
«ФАБРИКИ МЕЗОНОВ»**

**В. П. Джелепов, В. П. Дмитриевский,
Б. И. Замолодчиков, В. В. Кольга**

I. ВВЕДЕНИЕ

Создание и ввод в действие пятнадцать лет назад в Советском Союзе и в США первых мощных ускорителей частиц на энергии протонов и электронов в сотни $Mэв$ ¹ открыли перед учеными совершенно новые возможности для исследований в области физики атомного ядра. Это привело к рождению новой науки — физики частиц высоких энергий, занимающейся изучением структуры и свойств фундаментальных частиц, выяснением законов их генерации и взаимодействия.

Позднее сооружение ускорителей на еще большие энергии (до десятков $Гэв$)² повысило во много раз мощность средств, применяемых для изучения микромира, и тем самым очень сильно способствовало расширению горизонтов новой науки.

В результате всего этого наука о строении вещества в течение последнего десятилетия сделала огромный скачок вперед и обогатилась многими выдающимися открытиями. Это было обнаружение большого количества новых частиц (π^0 -, K -, ρ -, η -мезоны, мюонное нейтрино, Σ -, Ξ -, Ω -и др. гипероны) и античастиц (антипротон, антинейтрон, антигипероны), установление целого ряда фундаментальных законов во взаимодействии этих и ранее известных частиц (закон сохранения четности в слабых взаимодействиях, законы сохранения изотопического спина, барионного заряда и странности в сильных взаимодействиях), открытие важнейших закономерностей в процессах рождения и распада частиц и определение квантовых характеристик частиц (спин, четность, масса, время жизни, заряд) и т. д.

В то же время накопленные опытные данные и современные теоретические представления о ядерных процессах убедительно показывают, что для дальнейшего значительного прогресса в познании микромира весьма важным является успешное решение двух задач в области физики и техники ускорителей.

1. Увеличение в сто, тысячу раз интенсивностей пучков частиц от ускорителей на достигнутые энергии.

2. Создание ускорителей на возможно более высокие энергии вплоть до тысяч $Гэв$ и выше.

На состоявшейся в Дубне в 1963 г. Международной конференции по ускорителям высоких энергий эти проблемы занимали одно из центральных мест.

Целью этой статьи является попытка изложить общие принципы решения первой из указанных задач для ускорителей на энергии до 1 Гэв , осветить основы теории, моделирования и дать краткое описание разработанных проектов новых ускорителей с током до 1000 мка .

В связи с тем, что эти ускорители позволят получать потоки нуклонов и λ - и μ -мезонов, в сотни и тысячи раз большие, чем существующие, они получили образное название «фабрик мезонов».

II. ПЕРСПЕКТИВЫ, ОТКРЫВАЕМЫЕ СИЛЬНОТОЧНЫМИ УСКОРИТЕЛЯМИ

Анализ показывает, что наибольшим потенциалом для разнообразных исследований в домиллиардной (эв) области энергий будут обладать протонные циклотроны на энергию $650\text{--}800 \text{ Мэв}$.

Эта статья не ставит задачи достаточно полно осветить возможности, открываемые перед наукой сильноточными ускорителями. Мы попытаемся отметить лишь главные из них.

В области изучения сильных взаимодействий элементарных частиц такие ускорители позволят, например, с помощью высокоточных опытов с нуклонами и пионами проверить существование симметрий этих взаимодействий, что принципиально важно для теории; дадут возможность получить новые сведения о ядерных силах, о взаимодействии пионов между собой, о чем сейчас почти ничего неизвестно, и т. п.

Новые перспективы откроются также в области изучения структуры и свойств атомных ядер.

В изучении слабых взаимодействий, несмотря на очень большой прогресс, имевший здесь место в последние годы, по-прежнему остаются не выясненными такие фундаментальные проблемы, как справедливость теории универсального слабого взаимодействия, существование CP -инвариантности и ряд других кардинальных вопросов.

В области электромагнитных взаимодействий одной из наиболее актуальных задач современной физики элементарных частиц является установление пределов применимости квантовой электродинамики.

Дальнейший прогресс в двух последних направлениях изучения микромира непосредственно связан с повышением интенсивности ускорителей в сто, тысячу раз, когда окажется возможным выполнение с лептонами широкой программы экспериментов высокой точности и прежде всего таких, как захват мюонов нуклонами, определение массы мюонного нейтрино, детальное изучение процесса β -распада пиона, выяснение вопроса, для чего нужен мюон и почему, имея массу в 200 раз больше, чем у электрона, он взаимодействует с другими частицами подобно электрону, и т. п.

Сильноточные ускорители откроют также большие перспективы для исследований в области других наук: биологии, ядерной химии, радиационной медицины, в области изучения твердого тела.

В связи с открытием радиационных поясов Земли, содержащих протоны с энергиями от нескольких Мэв до 700 Мэв , и солнечными вспышками, дающими интенсивные потоки корпускулярного излучения высоких энергий, возникла проблема радиационной защиты космонавтов, отправляющихся в длительные полеты или в полеты по дальним орбитам. В результате в литературе в последние годы обсуждается проблема использования сильноточных протонных ускорителей для моделирования условий прохождения космических кораблей через радиационные пояса Земли и других планет и решения круга вопросов, связанных с обеспечением безопасности полетов человека в космос ³.

Наконец, ускорители на энергии в сотни Мэв с токами порядка миллиампера могут явиться отправной базой для создания в будущем еще

более мощных атомных машин, работающих в сочетании с нейтронными размножителями и представляющих интерес уже с точки зрения выработки атомного горючего (Pu^{239}) из обедненных выгоранием урана-235 отходов обычного реакторного урана³.

III. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЦИКЛОТРОНАХ

В циклотроне с аксиально-симметричным магнитным полем процесс ускорения заряженных частиц при многократном прохождении ими одного и того же промежутка с ускоряющим электрическим полем постоянной частоты довольно быстро нарушается. Это нарушение связано с увеличением периода обращения ускоряемых частиц

$$T = \frac{2\pi E}{ecH} \quad (1)$$

(E , e — полная энергия и заряд частицы, c — скорость света, H — напряженность магнитного поля на замкнутой орбите), которое вызывается, с одной стороны, ростом полной энергии частицы и, с другой, — некоторым спадом напряженности магнитного поля вдоль радиуса, необходимым для фокусировки частиц, и налагает ограничение на достижимую в циклотроне энергию.

Зависимость между максимальной энергией (W_{\max}) и амплитудой ускоряющего напряжения (V_0) в циклотроне определяется выражением

$$W_{\max} = 4 \sqrt{\frac{eV_0 E_0}{\pi K}} \quad (2)$$

(E_0 — энергия покоя частицы,

$$K = 1 - \frac{n}{1+n} \frac{1}{\beta^2},$$

где

$$n = \frac{R}{H(R)} \left. \frac{dH}{dr} \right|_{r=R},$$

r и R — радиальная координата и радиус замкнутой орбиты, $\beta = v/c$, v — скорость частицы), из которого следует, что ускорение протонов до энергии (кинетической) свыше 25 Мэв в циклотроне представляет практически неразрешимую задачу.

Открытие принципа автофазировки⁴ позволило снять это ограничение и создало широкие возможности для разработки новых типов циклических ускорителей на различные энергии.

В частности, фазотрон (ускоритель, в котором, как и в циклотроне, используется аксиально-симметричное спадающее по радиусу стационарное магнитное поле) оказался весьма удобным для ускорения протонов, дейтронов и α -частиц до энергии в несколько сотен Мэв.

Однако из-за изменения частоты ускоряющего электрического поля, захват ионов в ускорительный режим возможен только в сравнительно короткий интервал времени за каждый период модуляции частоты. Такой импульсный режим ускорения в фазотроне ограничивает средний ток ускоряемых частиц. При достигнутых в действующих фазотронах на 400—700 Мэв значениях амплитуды ускоряющего напряжения в 10—15 кэВ этот ток обычно не превышает 1—2,5 мкА⁵. Повышение интенсивности пучка путем увеличения амплитуды ускоряющего напряжения сопряжено со значительными техническими трудностями.

Желание использовать преимущество циклотрона в интенсивности пучков, обусловленное непрерывностью захвата ионов в ускорение, требовало поисков путей преодоления ограничения достижимой в циклотроне энергии. Применяя аксиально-несимметричное магнитное поле, возможно сохранить постоянство частоты обращения ионов (изохронность) в процессе ускорения и обеспечить условия аксиальной и радиальной устойчивости движения ускоренных ионов⁶. Оказалось, что для циклотронов, которые перекрывали бы диапазон энергии современных фазотронов, необходимо использовать магнитное поле, напряженность которого H_z изменяется по радиусу и азимуту (в плоскости симметрии):

$$H_z = H(r) [1 + \varepsilon(r) f(r, \varphi)], \quad (3)$$

где $H(r)$ — среднее значение напряженности на окружности радиуса r , $\varepsilon(r)$ — глубина вариации магнитного поля, φ — азимутальная координата.

Изохронность движения ионов на замкнутых орбитах достигается выбором закона изменения среднего поля $H(r)$, который без поправок, вызываемых отклонением замкнутых орбит от окружности, имеет вид

$$H(r) = \frac{H_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{r}{r_\infty}\right)^2}}, \quad (4)$$

где H_0 — напряженность поля в центре ускорителя, $r_\infty = c/\omega$, ω — угловая частота обращения ионов.

Аксиальная устойчивость обеспечивается знакопеременными на замкнутой орбите градиентами магнитного поля, создаваемыми вариацией.

Что касается характера периодической по r и φ функции $f(r, \varphi)$, то, как будет видно из последующего изложения, большая степень спиральности приводит к уменьшению требуемой глубины вариации $\varepsilon(r)$, а вид спиральности не является определяющим для динамических свойств ускорителя и может выбираться, исходя из эффективности метода создания вариации.

1. Линейная теория устойчивости

Динамические характеристики движения частиц в релятивистских циклотронах могут быть получены из линейной теории движения для всего диапазона энергий, исключая зоны возбуждения колебаний, в которых собственные частоты достигают резонансных значений.

Однако, в отличие от известных типов ускорителей (циклотрон, фазотрон, синхрофазотрон), в релятивистских циклотронах интервал амплитуд свободных колебаний, для которого справедливо линейное приближение, значительно уменьшается из-за существенно нелинейного закона изменения напряженности магнитного поля в медианной плоскости.

Наиболее простую структуру магнитного поля релятивистского циклотрона в плоскости симметрии можно представить в следующей форме (цилиндрическая система координат):

$$H_z = H(r) \{1 + \varepsilon(r) \sin [\alpha(r) - N\varphi]\}. \quad (5)$$

Здесь $\alpha(r)$ — функция, характеризующая спиральность магнитного поля в медианной плоскости, N — периодичность структуры поля. Наличие высших гармоник в структуре поля ($2N, 3N, \dots$), как правило, не приводит к качественным изменениям динамических процессов в ускорителе. Поэтому, без утраты общности, для наглядности результатов теоретического рассмотрения будет приводиться для поля, описываемого (5). Соот-

ветствующие поправки для магнитных полей с высшими гармониками (формула (3)) приводятся без обсуждения.

Если не учитывать взаимных связей, обусловленных нелинейными членами, то каждая из величин в формуле (5) — $H(r)$, $\varepsilon(r)$, $\alpha(r)$, N — характеризует определенный динамический эффект в релятивистском циклотроне. Изменение среднего поля по радиусу ускорителя $H(r)$ определяет изохронность движения частиц различных энергий, величины $\varepsilon(r)$, $\alpha(r)$, N — аксиальную частоту свободных колебаний, величина $d\alpha/dr = 1/\lambda$ — предел применимости линейной теории, N — предельную энергию частиц в ускорителе.

Для периодической по азимуту структуры магнитного поля (5), в котором движется частица с импульсом

$$p = \frac{e}{c} H(R) R, \quad (6)$$

имеется решение уравнения, описывающего плоское движение, с периодом, равным периоду структуры поля. Это решение соответствует замкнутой орбите и в первом приближении для $\varepsilon < 1$ записывается в следующей форме:

$$r = R + \frac{\varepsilon R}{N^2 - 1 - n} \sin [\alpha(r) - N\varphi] - \frac{\varepsilon^2 \left(n + \frac{3}{2} + l \right) R}{2(1+n)[N^2 - (1+n)]}, \quad (7)$$

где

$$l = \frac{R}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dr} \Big|_{r=R}.$$

Из (7) следует, что характер траектории замкнутой орбиты совпадает с законом вариации магнитного поля на заданном радиусе. Собственные частоты свободных колебаний частиц относительно этой замкнутой орбиты в первом приближении можно определить из выражений *)

$$Q_r = \sqrt{1+n} \sqrt{1 + \frac{3}{2} \left[\frac{\varepsilon R}{N^2} \alpha'(R) \right]^2} \quad (8')$$

для радиальных колебаний и

$$Q_z = \sqrt{\left[\frac{\varepsilon R}{N} \alpha'(R) \right]^2 - n + \frac{\varepsilon^2}{2}} \quad (8'')$$

для вертикальных колебаний ($\alpha'(R) = d\alpha/dr|_{r=R}$).

Величина n для релятивистских циклотронов изменяется в пределах от нуля при начальной энергии до значения $\frac{E^2}{E_0^2} - 1$, когда полная энергия частицы достигает значения E . Это изменение величины n связано с требованием изохронности вращения частиц на различных радиусах ускорителя и для релятивистских циклотронов на высокие энергии —

*) При наличии высших гармоник в структуре поля выражения (8') и (8'') усложняются:

$$Q_r^2 = (1+n) \left[1 + \frac{3}{2} \left(\frac{\varepsilon_1 R \alpha'}{N^2} \right)^2 \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{\varepsilon_m}{m \varepsilon_1} \right)^2 \right],$$

$$Q_z^2 = -n + \left[\left(\frac{\varepsilon_1 \alpha' R}{N} \right)^2 + \frac{\varepsilon_1^2}{2} \right]^2 \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_1} \right)^2, \quad (8)$$

где ε_1 — амплитуда N -й гармоники, ε_m — амплитуда mN -й гармоники.

«мезонных фабрик» — обуславливает широкий диапазон частот радиальных колебаний

$$2 > Q_r \geq 1. \quad (9)$$

Частоту аксиальных колебаний Q_z , как это следует из (8), можно регулировать подбором соответствующих функций $\varepsilon(r)$ и $\alpha'(R)$. Для того чтобы избежать в процессе ускорения резонансного возбуждения аксиальных колебаний в зонах линейных резонансов, обычно накладывают дополнительное условие, которое записывается в виде

$$0,5 > Q_z = \text{const}. \quad (10)$$

Условие (10) может быть выполнено для основного интервала радиусов зоны ускорения, за исключением центра машины, где $Q_z = 0$.

Частота Q_z в релятивистских циклотронах с крутоспиральной структурой поля ($R\alpha' \gg 1$) существенно зависит от амплитуды свободных аксиальных колебаний b . Этот эффект связан с нелинейной зависимостью вариации магнитного поля (ε) по оси z , что приводит к увеличению среднего значения вариации для ионов с амплитудой аксиальных колебаний, отличной от нуля. Величина отклонения частоты от (8) определяется из выражения⁸

$$\Delta Q_z = \frac{\varepsilon^2 \alpha'^2 b^2}{4Q_z} \left[\left(\frac{R\alpha'}{N} \right)^2 + \frac{3}{2} + \left(\frac{N}{R\alpha'} \right)^2 \right], \quad (11)$$

где b — амплитуда аксиальных колебаний.

Как следует из (11), для кольцевых фазотронов со спиральной структурой магнитного поля этот эффект может накладывать ограничение на величину предельных амплитуд; для релятивистских циклотронов, наряду с увеличением «жесткости» аксиальных колебаний, расширяются области резонансного взаимодействия колебаний.

2. Л и н е й н ы е р е з о н а н с н ы е э ф ф е к т ы

В реальных ускорителях, кроме основных гармоник структуры магнитного поля ($N, 2N, 3N$ и т. д.), всегда присутствуют гармоники, кратные одному обороту частицы (1, 2, 3 и т. д.). Появление этих гармоник связано с неточностью изготовления полюсных наконечников, неоднородностью ферромагнитного материала, а также неточностью установки отдельных элементов относительно друг друга. Несмотря на то, что величина этих гармоник не превышает, как правило, десятых долей процента основной гармоники (N), в зонах, где собственные частоты принимают целые или полуцелые значения, возникает резонансное увеличение амплитуд колебаний. Так как процесс резонансного возбуждения в этих зонах описывается линейными дифференциальными уравнениями, эти резонансы названы линейными, в отличие от зон нелинейных резонансов, рассматриваемых в гл. IV.

В релятивистских циклотронах всегда имеется зона простого (целочисленного) резонанса и зона параметрического резонанса в центре ускорителя, где частота радиальных колебаний

$$Q_r = 1. \quad (12)$$

Возбуждение колебаний в этих зонах связано с первой и второй гармониками в структуре поля на малых радиусах ускорителя. Так, амплитуда радиальных колебаний, обусловленная простым резонансом,

оценивается по формуле

$$a = \frac{\pi \sqrt[4]{\pi}}{\Gamma(1/4)} \varepsilon_1 (E_0 \Delta E)^{1/4} r_{\infty}, \quad (13)$$

где $\Gamma(1/4)$ — гамма-функция Эйлера.

При наиболее типичных характеристиках релятивистских циклотронов, когда набор энергии ионом за один оборот лежит в диапазоне $\Delta E = 100 \div 500$ кэв и напряженность магнитного поля в центре ускорителя $H_0 = 7 \div 9$ кэв (что соответствует $r_{\infty} = E_0 / eH_0 = 450 \div 350$ см), допустимая относительная величина первой гармоники ε_1 должна быть порядка 10^{-4} .

Параметрическое возбуждение колебаний в центральной зоне ускорителя приводит к экспоненциальному росту амплитуды на ширине полосы резонанса. Если допустить полуторное увеличение амплитуды при прохождении частицей этой зоны, то ограничение на относительную величину второй гармоники поля (ε_2) запишется в форме

$$\varepsilon_2 \leq 2 \sqrt{\frac{\Delta E}{\pi E_0}}. \quad (14)$$

Аналогичный эффект наблюдается, когда кинетическая энергия частиц, ускоряемых в релятивистских циклотронах, приближается к $0,5 E_0$ и частота свободных колебаний достигает значения

$$Q_r = 1,5. \quad (15)$$

Если не принять специальных мер по подавлению третьей гармоники структуры магнитного поля в зоне $Q_r = 1,5$ до величины *)

$$\varepsilon_3 \leq \sqrt{\frac{2\Delta E}{\pi E_0}}, \quad (16)$$

то при прохождении этой зоны произойдет значительное увеличение амплитуды радиальных колебаний.

3. Ф а з о в о е д в и ж е н и е

Ускорение частиц в релятивистских циклотронах осуществляется резонансным высокочастотным электрическим полем ускоряющей системы, которая может быть выполнена либо в виде четвертьволновой линии, либо в виде специальных резонаторов.

Изохронность движения на различных радиусах ускорителя достигается подбором соответствующего значения изменения средней напряженности магнитного поля $H(r)$. Несмотря на то, что в релятивистских циклотронах замкнутые орбиты (7) отличаются от окружностей, условие изохронности можно записать в форме, известной для обычного циклотрона:

$$H(\mathcal{L}) = \frac{H_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (17)$$

где $H(\mathcal{L})$ — среднее значение напряженности магнитного поля на замкнутой орбите \mathcal{L} .

Для частицы, энергия которой $E = E_0 / \sqrt{1-\beta^2}$, функция (17) для всех релятивистских циклотронов весьма близка к выражению (4), которое написано без учета влияния вариации поля на изохронность.

*) Отличие коэффициентов в формулах (14) и (16) связано с различным влиянием второй и третьей гармоник поля на форму замкнутой орбиты, а также удвоением ширины резонансной зоны во втором случае по сравнению с центральной зоной ускорителя.

Однако весьма жесткий допуск на отклонение от резонансного закона приводит к необходимости учитывать этот эффект и корректировать среднее значение магнитного поля в зоне конечных радиусов ускорителя.

Волнообразность замкнутой орбиты обуславливает два явления, влияющие на период обращения частицы. С одной стороны, удлинение орбиты благодаря волнообразности увеличивает период обращения; с другой стороны, динамика движения частицы в магнитном поле (5) такова, что средний радиус замкнутой орбиты оказывается меньше R , определяемого формулой (6), что существенно уменьшает период. Последний эффект оказывается сильнее и обуславливает некоторое уменьшение напряженности магнитного поля на каждом радиусе по сравнению с (4):

$$H(R) = \frac{H_0}{\sqrt{1 - \frac{R^2}{r_\infty^2}}} \left[1 - \frac{\varepsilon^2 (2+n+2l)}{4N^2 (1+n)} \right]. \quad (18)$$

В выражении (18) величины ε , n и l являются функциями R .

В реальных ускорителях всегда имеет место отклонение от закона (18), связанное с неточностью шиммирования и стабилизации магнитного поля. Если обозначить относительное отклонение напряженности магнитного поля от закона (18) через $\Delta H(R)/H$, то выражение для определения сдвига фазы частицы при ускорении до конечной энергии

$$E_k = \frac{E_0}{\sqrt{1 - \beta_k^2}}$$

можно записать в следующей форме ⁹:

$$\Delta\varphi = \xi \frac{E_0}{\Delta E} \frac{\Delta H(R)}{H_0} \beta_k^3, \quad (19)$$

где ξ — коэффициент, зависящий от характера функции $\Delta H(R)$; при $\Delta H = \text{const}$ $\xi_{\text{max}} = \pi$. Из анализа выражения (19) следует, что проблема изохронного движения частиц в релятивистских циклотронах — «мезонных фабриках» — является столь же решающей, как и для циклотронов классических. Для решения этой проблемы имеются два пути: либо доведение точности шиммирования и стабилизации среднего поля до величины порядка 10^{-4} при умеренном наборе энергии за один оборот ($200 \div 300 \text{ кэВ}$), либо значительное увеличение набора энергии ($500 \div 1000 \text{ кэВ}$) при сниженном допуске на магнитное поле. В разработанных проектах релятивистских циклотронов (гл. V) приняты компромиссные решения, в указанном диапазоне параметров.

Дополнительный эффект, который оказывает влияние на фазовое движение в релятивистских циклотронах, обусловлен различием в амплитудах свободных колебаний частиц пучка ¹⁰. С увеличением амплитуды колебаний происходит уменьшение периода обращения для частицы с заданным импульсом. В результате этого эффекта происходит азимутальное расхождение пучка в процессе ускорения. Масштаб расширения пучка можно оценить, используя выражение *)

$$\Delta\psi = \frac{\pi}{3} \frac{E_0}{\Delta E} \left(\frac{E^3}{E_0^3} - 1 \right) \frac{a^2}{r_\infty^2}. \quad (20)$$

Этот эффект, как следует из (20), для ускорителей с небольшим набором энергии за один оборот (ΔE) может являться определяющим при выборе допустимого интервала амплитуд свободных колебаний ионов.

*) Формула (20) написана без учета затухания амплитуды колебаний в процессе ускорения.

Азимутальное расширение пучка в процессе ускорения затрудняет использование возможных механизмов фазовой фокусировки ионов ¹¹, а также применение системы коррекции фазы пролета ионов при помощи пикап-электродов ^{12, 13}.

4. Нелинейные резонансные эффекты

Полный анализ движения частиц в релятивистском циклотроне невозможен без рассмотрения нелинейных эффектов, которые возникают в весьма узком интервале собственных частот, вызывая резонансное увеличение амплитуды соответствующих колебаний. Эти эффекты, вообще говоря, обусловлены нелинейностью среднего магнитного поля и зависимостью от радиуса амплитуды и фазы вариации магнитного поля. В релятивистском циклотроне с крутоспиральной структурой поля определяющее значение имеет нелинейность, вызываемая зависимостью фазы вариации от радиуса, так как соответствующие члены в уравнениях движения пропорциональны λ^{-k} , в отличие от R^{-k} для ускорителей других типов. Частота радиальных колебаний в процессе ускорения изменяется в широком диапазоне (9) и принимает ряд значений, при которых возникает нелинейное резонансное взаимодействие между свободными колебаниями и основной гармоникой магнитного поля. Соотношение, определяющее наиболее эффективные внутренние нелинейные резонансы, имеет вид

$$qQ_r \pm pQ_z = N, \quad (21)$$

где $q, p = 0, 1, 2, \dots$; $q + p$ — порядок нелинейного резонанса. Наиболее опасны нелинейные резонансы по радиальным колебаниям, соответствующие $p = 0$, как имеющие наименьший порядок. В табл. I приведены вычисленные на основе линейной теории значения энергии ускоренных протонов в $M\text{эв}$, которые могут быть получены при достижении определенного нелинейного резонанса. При исследовании уравнений радиальных колебаний частиц в зонах нелинейных резонансов необходимо рассматривать нелинейные члены двух типов. Члены вида $C_1 \left(\frac{Q}{R}\right)^k$ могут лишь несколько изменять частоту колебаний Q_r , в то время как члены вида $C_2 \left(\frac{Q}{\lambda}\right)^k \sin N\varphi$ вызывают при $k = q - 1$ резонансное увеличение амплитуды колебаний (Q — радиальное отклонение траектории частицы от замкнутой орбиты). Характерной особенностью релятивистского циклотрона, в отличие от синхротронов с жесткой фокусировкой, является малое влияние нелинейности среднего поля (в циклотроне n мало) на частоту радиальных колебаний. В то же время существенная спиральность структуры магнитного поля приводит к возникновению эффективных внутренних резонансов высокого порядка (q), которые в ускорителях других типов обычно не возникают. Достаточно подробнее исследование нелинейных резонансов, как в статическом режиме ($Q_r = \text{const}$), так и при прохождении через резонансную зону, может быть проведено при использовании асимптотических методов ¹⁴. При этом в первом приближении можно получить инвариантные соотношения между амплитудой и фазой радиальных колебаний в зоне определенного нелинейного резонанса ⁸. Анализ этих соотношений позволяет сделать ряд выводов.

Таблица I

N/Q_r	$N/3$	$N/4$	$N/5$
4	273	0	—
6	800	435	181
8	1340	845	538

Во-первых, для достаточно малых амплитуд при резонансе четвертого порядка величина стабилизирующей нелинейности среднего поля, при которой малые амплитуды устойчивы, не зависит от амплитуды колебаний. Однако уже при сравнительно небольшой спиральности магнитного поля эта величина не обеспечивается малым показателем среднего поля; поэтому в релятивистском циклотроне в зоне нелинейного резонанса четвертого порядка малые амплитуды всегда неустойчивы, причем увеличение амплитуды за оборот $\Delta a \sim (a/a_0)^3$. Характер движения при больших амплитудах может быть выявлен из рассмотрения соответствующих инвариантов⁸.

Во-вторых, при резонансах пятого порядка и выше особая точка на фазовой плоскости, соответствующая данному резонансу, является

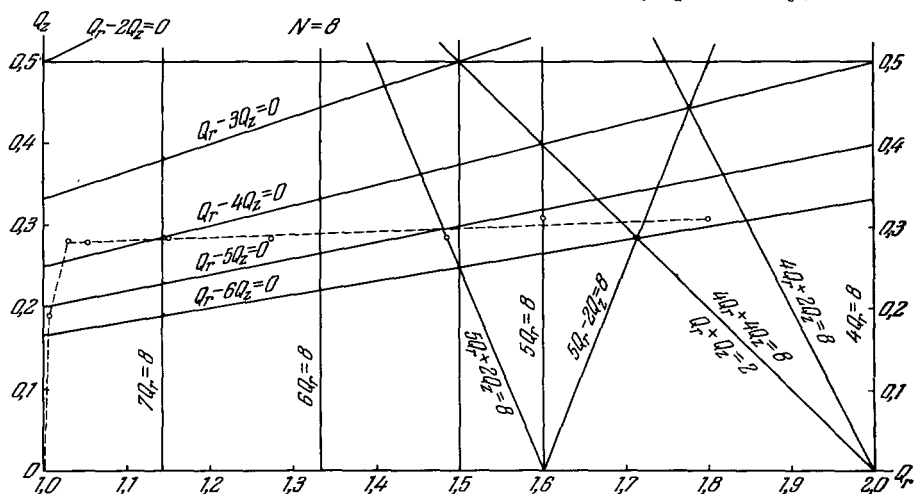


Рис. 1. Диаграмма резонансов.

центром. Однако при крутоспиральной структуре магнитного поля ($\lambda = 7 \div 10$ см) размер сепаратрисы при резонансе пятого порядка соответствует амплитуде радиальных колебаний менее 1 см, и этот резонанс не опасен только при определенной скорости динамического прохождения резонансной зоны. Увеличение амплитуды колебаний после прохождения зоны резонанса пятого порядка определяется в первом приближении соотношением

$$a = a_0 \left\{ 1 - 1,1 \cdot 10^{-2} \frac{\varepsilon R a_0^3}{Q_r \lambda^4} \left(\frac{E_0}{\Delta E} \right)^{\frac{1}{2}} \right\}^{-\frac{1}{3}}. \quad (22)$$

Размер сепаратрисы для резонанса шестого порядка обычно составляет несколько сантиметров, и этот резонанс не может вызвать значительных потерь частиц даже в квазистатическом режиме.

Ширину резонансной зоны внутреннего резонанса можно определить из выражения

$$\Delta Q_r = \frac{\varepsilon R}{a Q_r} \left[J_{q-1} \left(\frac{a}{\lambda} \right) - J_{q+1} \left(\frac{a}{\lambda} \right) \right], \quad (23)$$

где $J_{q-1}(a/\lambda)$ — функции Бесселя порядка $q-1$. В центральной области релятивистского циклотрона ($Q_r \approx 1$) имеет место нелинейный резонанс N -го порядка. Радиус резонансной зоны при $a < \lambda$ определяется формулой

$$r_{\text{рез}} = \frac{r_\infty^2}{2^{N-1} (N-1)! \lambda} \left(\frac{a}{\lambda} \right)^{N-2}. \quad (24)$$

Кроме нелинейных резонансов по радиальным колебаниям, на некоторых радиусах в релятивистском циклотроне может возникнуть резонансная связь колебаний, в соответствии с соотношением (24) возбуждаемая основной гармоникой магнитного поля. При этом, если отсутствуют искажения медианной плоскости, p принимает только четные значения. На рис. 1 приведена диаграмма частот свободных колебаний для $N = 8$, на которой нанесены нелинейные резонансы до седьмого порядка включительно. Пунктиром обозначено примерное движение рабочей точки в процессе ускорения. Можно показать, что для резонансов связи имеет место инвариантное соотношение

$$\frac{a^2 Q_r}{q} \mp \frac{b^2 Q_z}{p} = C(a_0, b_0). \quad (25)$$

Подробное исследование с использованием асимптотических методов показывает, что, например, при $a \leq \frac{1}{2} \lambda$ ($N = 8$) наиболее опасный резонанс связи $5Q_r + 2Q_z = 8$ практически не оказывает никакого влияния на аксиальное движение. Другие резонансы связи, возбуждаемые основной гармоникой, имеют более высокий порядок и поэтому при $a \leq \frac{1}{2} \lambda$ могут не рассматриваться.

5. Предельная интенсивность в релятивистском циклотроне и фазотроне

Сравнение достижимой интенсивности пучков в релятивистском циклотроне и фазотроне можно провести по ограничению, которое налагается пространственным зарядом пучка на аксиальную устойчивость движения ускоряемых ионов.

В релятивистском циклотроне уменьшение частоты аксиальных колебаний частиц (ΔQ_z), вызываемое действием объемного заряда, можно определять из выражения (в рамках линейной теории) ¹⁵

$$\frac{\Delta Q_z}{Q_z} = 1 - \sqrt{1 - \frac{2\pi i e}{\Delta \bar{E} \cdot \Delta \Phi_n b f Q_z^2}}, \quad (26)$$

где i — ток ускоренных ионов, f — частота обращения ионов, $\Delta \bar{E}$ — средний набор энергии ионов за один оборот, $2b$ — вертикальный размер пучка, $\Delta \Phi_n$ — азимутальный размер пучка.

Изменение частоты аксиальных колебаний, связанное с эффектом пространственного заряда, в фазотроне на малых радиусах (но больших радиуса первого фазового колебания) с достаточной для оценок точностью находится из выражения ¹²

$$\frac{\Delta Q_z}{Q_z} = 1 - \sqrt{1 - \frac{2\pi i e (\pi K_s)^{1/2}}{(\Delta E)^{1/2} b F E_0^{1/2} Q_z^2 \psi}}, \quad (27)$$

где

$$\psi = \oint \sqrt{\cos \Phi + \cos \Phi_s - (\pi - \Phi - \Phi_s) \sin \Phi_s} d\Phi$$

(для сепаратрисы решения фазового уравнения), F — частота модуляции, Φ — фаза ускоряющего поля; индекс s относит соответствующие параметры к равновесному иону.

Если принять в выражениях (26) и (27) значения параметров, допустимые или обычно используемые в релятивистских циклотронах и фазотронах, то для одинакового изменения частот аксиальных колебаний

отношение токов ускоренных ионов в циклотроне и фазотроне составит $200 \div 1000$. Формальная оценка предельной интенсивности ($\Delta Q_z = Q_z$) в релятивистском циклотроне (26) при $Q_z = 0,3$ дает величину тока $10 \div 15$ ма. Дальнейшее существенное увеличение интенсивности в релятивистском циклотроне может быть достигнуто путем увеличения жесткости фокусирующей системы (при $Q_z > 1$).

6. Методы вывода пучка

В релятивистском циклотроне оказывается невозможным использование внутренних мишеней. Это обусловлено в основном двумя обстоятельствами: во-первых, недопустимо высоким уровнем радиоактивности, которая наводилась бы в материале узлов ускорителя рассеянным на мишени высокоинтенсивным протонным пучком; во-вторых, практической невозможностью обеспечить отвод от мишени тепла, выделяемого в ней при прохождении сквозь нее мощного пучка протонов. Это приводит к категорическому требованию разработки и осуществления в релятивистском циклотроне системы вывода пучка из камеры с коэффициентом выпуска, близким к единице.

Разработка методов вывода пучка ведется в двух направлениях. Первый метод основан на эффекте резонансного заброса ионов в магнитный канал при помощи механизма раскачки радиальных колебаний в зоне частот $Q_r = 1,5$ или $Q_r = 2^{16}$. В области нелинейного резонанса четвертого порядка $Q_r = 8/4$ шаг ионов за один оборот пропорционален $(a/a_0)^3$ и достигает нескольких сантиметров. Эксперименты, выполненные на электронной модели в Окридже¹⁷, показали, что при использовании такого метода вывода можно получить коэффициент вывода пучка из камеры ускорителя, близкий к 0,95.

Резонансный метод вывода частиц из ускорителя приводит к необходимости выбора определенной предельной энергии ускоренных частиц. Кинетическая энергия, соответствующая резонансным зонам, равна 845 или 435 Мэв соответственно (см. табл. I). Если ускоритель предназначен для ускорения ионов до энергии, не совпадающей с указанными значениями, применение резонансного метода несколько затруднено. В связи с этим представляют интерес нерезонансные методы вывода пучка частиц из ускорителя, которые основываются на механизмах возбуждения колебаний в нерезонансной области частот колебаний. Возможным способом группировки частиц в нерезонансной области являются механизмы, связанные с замкнутой орбитой ускорителя. Радиальные скорости ионов в точках перегиба траектории замкнутой орбиты существенно превышают скорости, которые вызываются свободными колебаниями.

При помощи существенного искажения формы замкнутой орбиты набором низших гармоник в структуре магнитного поля возможно выделение одного азимутального направления в замкнутой орбите. При использовании возмущений в этой зоне можно ожидать высокого коэффициента вывода¹⁸. Экспериментальные данные по выводу пучка в нерезонансной области колебаний в настоящее время отсутствуют.

IV. МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЦИКЛОТРОНОВ

Первые экспериментальные исследования устойчивости, а также фазового движения в циклотронах с магнитным полем типа (3), были выполнены на ускорителях-моделях в Объединенном институте ядерных исследований⁷ и Окриджской национальной лаборатории, США¹⁷.

Основные параметры моделей приведены в табл. II.

Таблица II

	Частицы	$B, \text{гс}$ ($r=0$)	Конечный радиус, см	Максимальная энергия, Мэв	Частота обращения, Мгц	Число спиралей	Форма спиралей, см	$\Delta E_{\min}, \text{кэв}$
ОИЯИ	d	13700,0	53,0	13,0	10,45	6	$r = 16,2 \varphi$	5,0
ORNL	e^-	41,926	34,8	0,510	117,4	8	$r = 40,6\sqrt{\varphi}$	0,425

На этих моделях решались основные вопросы, связанные с физикой таких ускорителей. На первой модели было экспериментально установлено, что в циклотронном режиме (отсутствие автофазировки) возможно

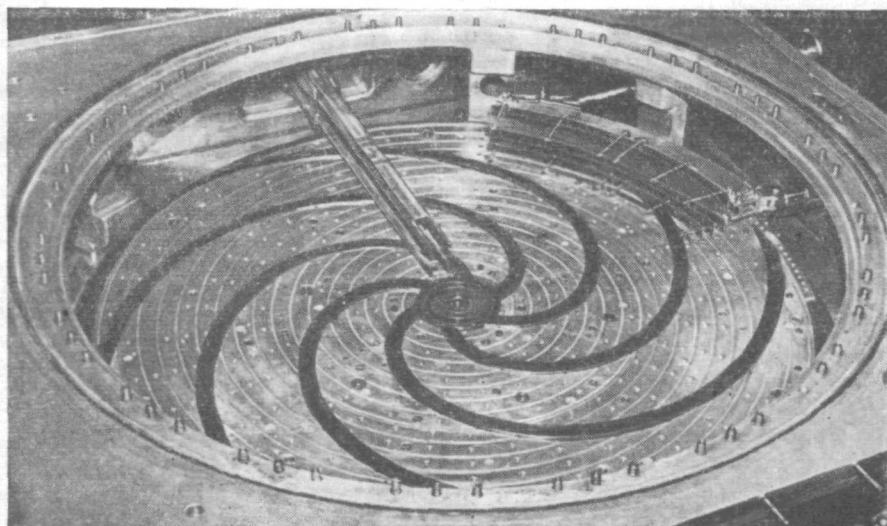


Рис. 2. Полюсный наконечник ускорителя-модели ОИЯИ.

ускорение ионов в течение 2500 оборотов, исследовано резонансное возбуждение колебаний в центре ускорителя ($Q_r = N/q \approx 1$ при $q = N$), а также была показана возможность формирования сложной структуры магнитных полей при помощи шимм, изогнутых по линиям соответствующих спиралей ($\alpha(r) - N\varphi = \text{const}$).

Полюсный наконечник электромагнита модели показан на рис. 2.

На электронной модели изохронного циклотрона в Окриджской национальной лаборатории были экспериментально решены два вопроса физики таких ускорителей. Первый связан с динамическими процессами при ускорении частиц до энергий $E \approx 2E_0$. В результате моделирования было показано, что при восьмиспиральной структуре магнитного поля ионы проходят без заметного увеличения амплитуд все резонансные зоны, соответствующие основным гармоникам поля ($N, 2N, \dots$). Вторым вопросом, который был решен на этой модели, касается вывода ускоренных частиц из камеры ускорителя. Экспериментально было установлено, что резонансный метод вывода частиц в зоне, где частота радиальных колебаний $Q_r \approx 2$, позволяет получить коэффициент выпуска, близкий к 0,95¹⁹.

Конструктивные элементы электронной модели показаны на рис. 3; фотография пучка на флуоресцирующей мишени приведена на рис. 4.

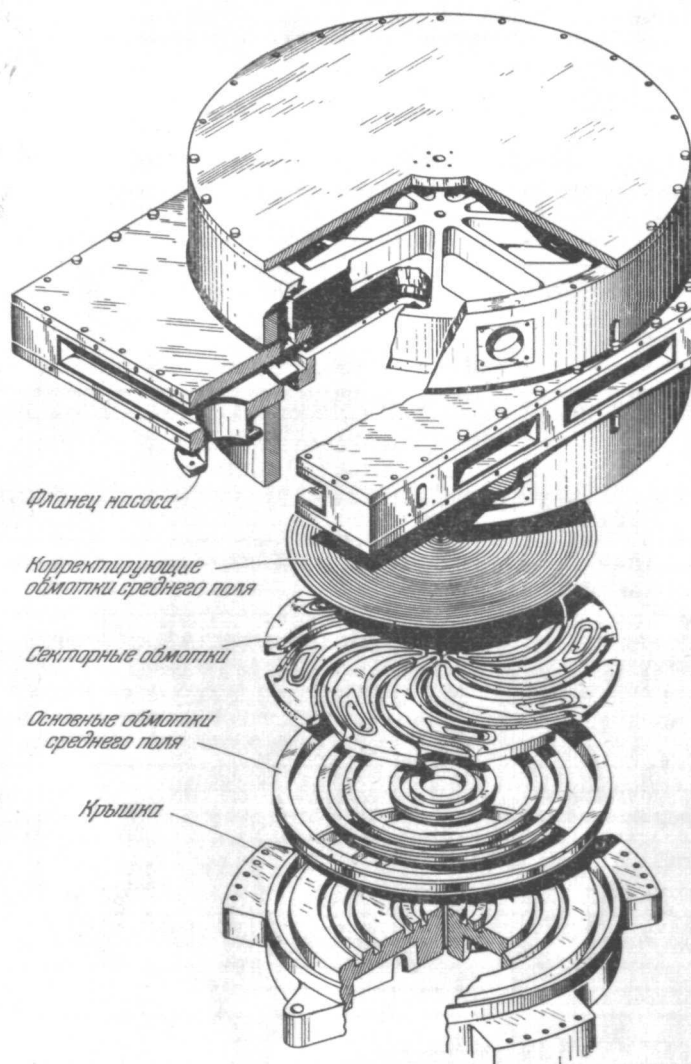


Рис. 3. Электронная модель изохронного циклотрона Окриджской национальной лаборатории.

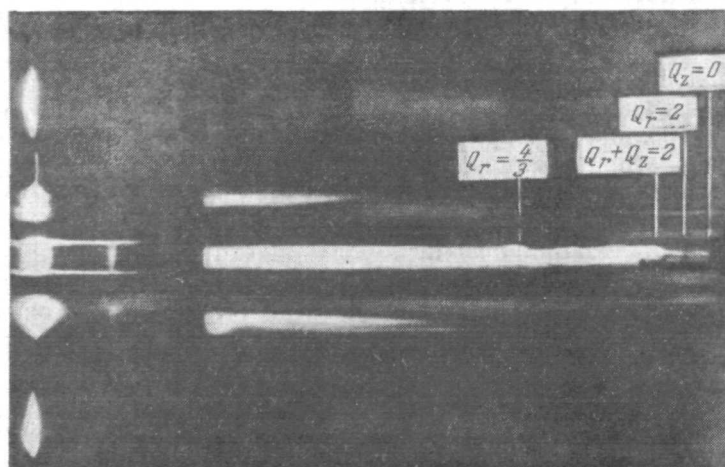


Рис. 4. Фотография пучка на флуоресцирующей мишени в электронной модели.

V. ПРОЕКТЫ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЦИКЛОТРОНОВ — «ФАБРИК МЕЗОНОВ»

К настоящему времени наиболее широко и полно освещены в литературе и обсуждались на конференциях три проекта релятивистских циклотронов: релятивистский циклотрон (РЦ) Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ (Дубна)¹⁸, изохронный Mc^2 -циклотрон Окриджской национальной лаборатории (США)¹⁹, H^- -циклотрон Калифорнийского университета в Лос-Анжелосе (США)²⁰.

При создании релятивистских циклотронов приходится разрешать ряд задач, которые в практике ускорителестроения ранее не возникали или не стояли остро. Принимаемые решения являются результатом компромиссов между многими противоречащими друг другу требованиями, связанными с динамикой движения частиц, высокой точностью соблюдения параметров ускорителя, значительной активацией узлов ускорителя, трактов пучков и т. д.

Особенно большой отпечаток на решение вопросов накладывает ожидаемая высокая интенсивность проникающих излучений (в первую очередь нейтронов) от работающего ускорителя и высокая наведенная радиоактивность деталей его камеры и других устройств.

Рассматриваемые три проекта «мезонных фабрик» отличаются различным подходом к решению отдельных задач и их взаимной подчиненности, что соответственно приводит к совершенно разному конструктивному оформлению ускорителей. Каждый из проектов имеет определенные преимущества перед другими проектами на том или ином этапе сооружения и эксплуатации ускорителя, а также по некоторым характеристикам, однако в целом экспериментальные возможности всех рассматриваемых машин в значительной степени одинаковы.

Основные параметры циклотронов приведены в табл. III, а их общий вид — на рис. 5—10.

1. Р е л я т и в и с т с к и й п р о т о н н ы й ц и к л о т р о н на энергию 700 Мэв

Особенностью проекта релятивистского циклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ является то, что он предусматривает использование электромагнита 680 Мэв-синхроциклотрона ОИЯИ.

В этом случае представляется целесообразным создавать необходимую вариацию только железными шиммами. Последнее обстоятельство ограничивает максимально возможную величину вариации и влечет за собой необходимость использования минимально допустимого шага радиальной структуры поля. Этому требованию при минимальном шаге структуры наиболее полно удовлетворяет магнитное поле, линии максимумов и минимумов которого лежат на спиралях Архимеда

$$r = N\lambda\varphi.$$

Выбор радиального шага структуры магнитного поля ($2\pi\lambda$) помимо условия прохождения резонансных зон обусловлен величиной минимального зазора между спиральными шиммами на конечных радиусах ускорителя. Как показали исследования, оптимальная величина вариации магнитного поля получается при λ , равной половине зазора²¹.

В свою очередь минимальный зазор между спиральными шиммами определяется требованием размещения в нем ускоряющей системы, которая выполняется в виде двух дуантов, представляющих четвертьволновые отрезки неоднородной линии.

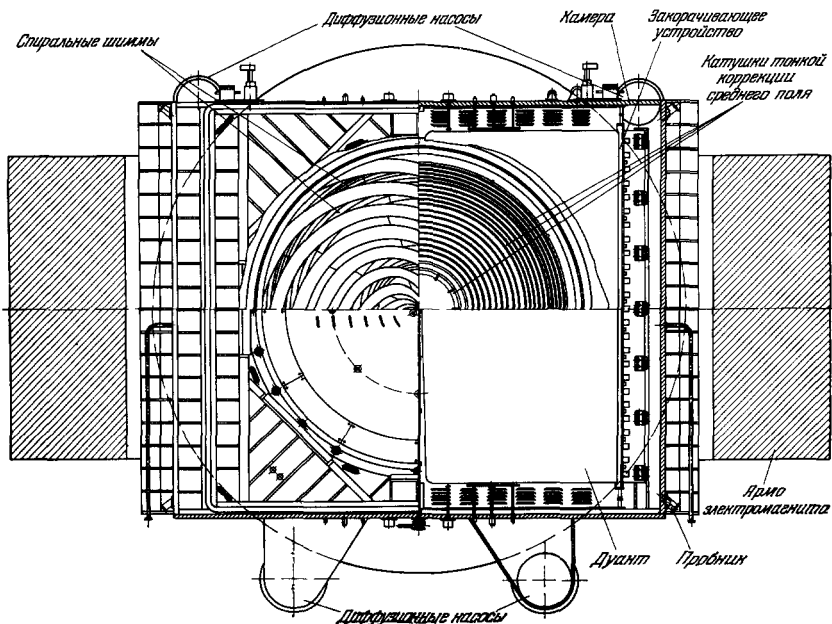


Рис. 5. Релятивистский циклотрон (РЦ) ОИЯИ (план).

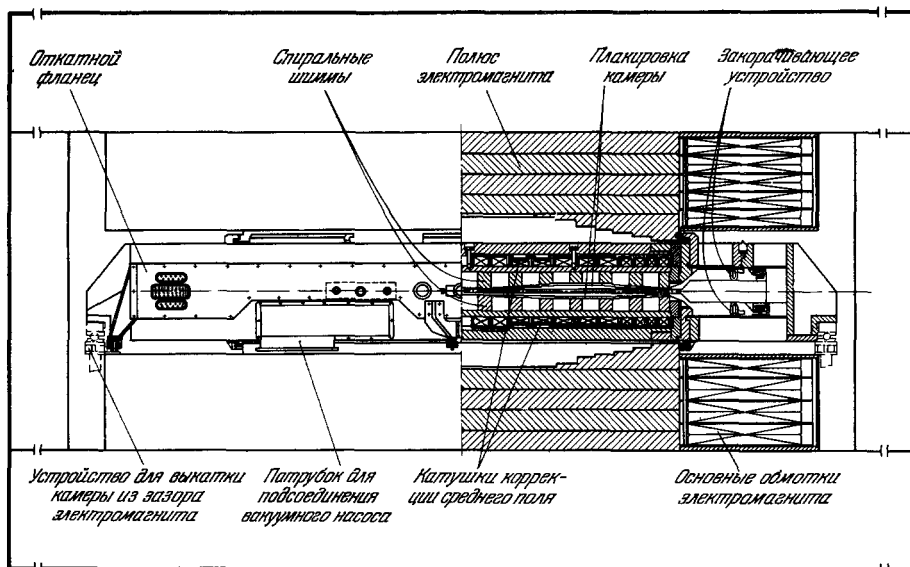


Рис. 6. Релятивистский циклотрон (РЦ) ОИЯИ (вертикальный разрез).

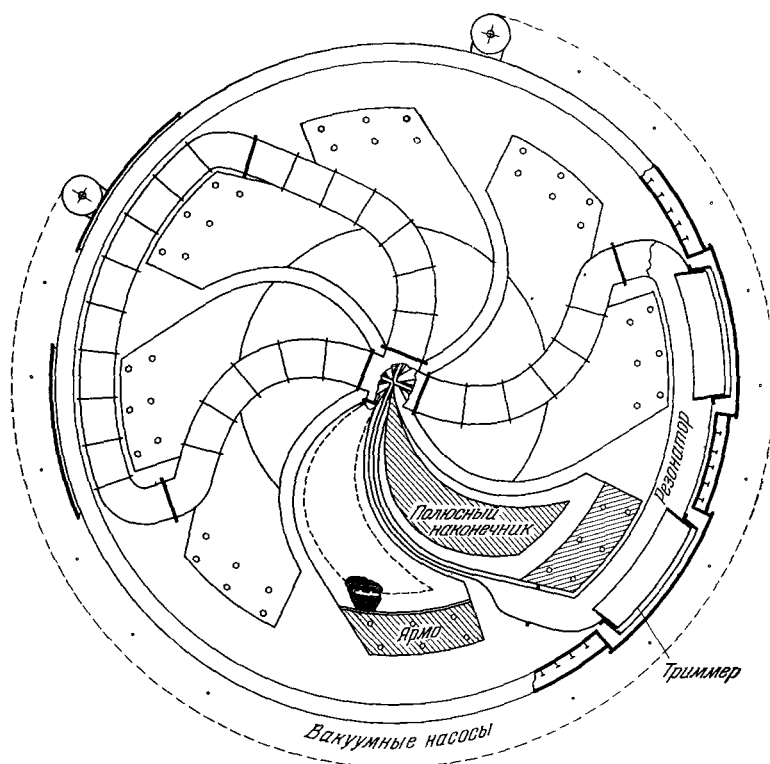


Рис. 7. Изохронный Mc^2 -циклотрон Окриджской национальной лаборатории (план).

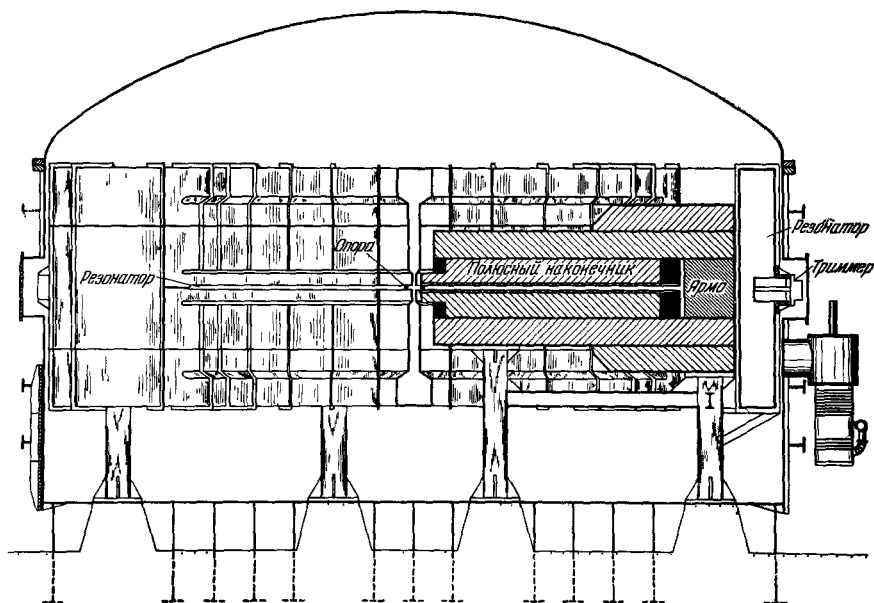


Рис. 8. Изохронный Mc^2 -циклотрон Окриджской национальной лаборатории (вертикальный разрез).

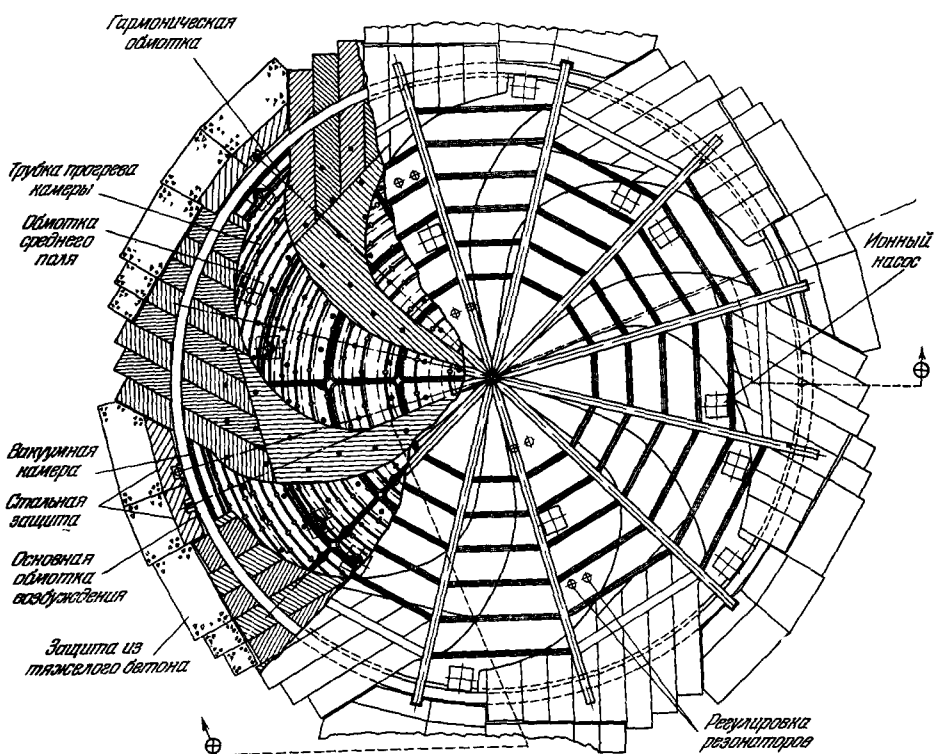
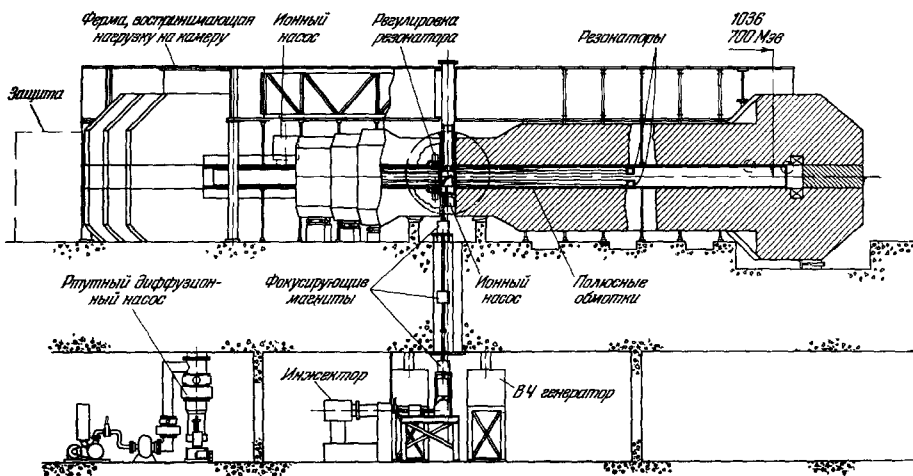
Рис. 9. H^- -циклотрон Калифорнийского университета (план).Рис. 10. H^- -циклотрон Калифорнийского университета (вертикальный разрез).

Таблица III

Основные параметры «мезонных фабрик»:

релятивистского циклотрона (РЦ) (Дубна, СССР),
 Mc^2 -циклотрона (Окридж, США),
 H^- -циклотрона (Лос-Анжелос, США)

	РЦ	Mc^2 -циклотрон	H^- -циклотрон
Максимальная энергия внутреннего пучка, $Meв$	700	900	625
Энергия выведенного пучка, $Meв$. .	700	810	200—625
Максимальный ток внутреннего пучка, $мкА$	500	200	500 при 500 $Meв$ 95 » 600 » 40 » 625 »
Радиус конечной орбиты, $см$	325	610	1040
Энергия инжекции	0	1 $Meв$	150 $кэв$
Среднее значение напряженности магнитного поля на конечном радиусе, э	13 770	8820	4000
Число спиралей (секторов)	8	8	6
Угол между спиралью и окружностью на конечном радиусе	11°	35°	12°
Зазор между спиральями (полюсными наконечниками секторов), $см$. . .	14,6÷22,0	20,3	76,2
Величина вариации магнитного поля на конечном радиусе H_N/H . . .	0,3	1,0	0,2
Частоты свободных колебаний:			
аксиальных	0,24÷0,29	0,2÷0,3	0,2÷0,3
радиальных	1,0÷1,8	1,0÷2,0	
Частота ускоряющего электрического поля, $Мгц$	12,05	13,72	11,04
Кратность	1	2	3
Число ускоряющих зазоров	2	4	2
Число дуантов (резонаторов)	2	2	2
Максимальный набор энергии за оборот, $кэв$	400	1000	520
Апертура дуанта, или вертикальный зазор между резонаторами, $см$. .	5	10,2	21,6
Зазор между ускоряющим электродом и крышкой камеры, $см$	3,4	—	5,08
Диаметр полюсного наконечника, $см$	700	1250	2230
Вес электромагнита, $т$	7700	5000	7100
Мощность питания электромагнита, $квт$	2100	7000÷8000	3500
Максимальная высокочастотная мощность, $квт$	2850	872	2750
Вакуумный объем камеры, $м^3$	65	2600	250
Рабочее давление в камере, $мм$ рт. ст.	$5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	10^{-7}

Среднее магнитное поле вдоль радиуса получается путем профилирования полюсов магнита и системой токовых concentрических катушек; периодическая часть структуры поля формируется, как отмечалось, системой спиральных шимм, сдвинутых на угол $2\pi/N$.

Вакуумный объем ускорителя выполняется в виде четырехугольной камеры. Верхнее и нижнее основания корпуса имеют вырезы диаметром 7 м, в которые вставляются немагнитные диски с установленными на них спиральными шиммами и катушками формирования и коррекции магнитного поля. Такая конструктивная схема позволяет извлекать камеру из зазора магнита и производить необходимые работы с требуемой точностью манипуляторами из защитных кабин. Дуанты могут быть извлечены из камеры отдельно при снятом боковом фланце.

2. И з о х р о н н ы й Mc^2 -циклотрон

Магнитная система изохронного Mc^2 -циклотрона состоит из восьми С-образных секторов со спиральными полюсными наконечниками; каждый из секторов имеет отдельные обмотки возбуждения.

В структуре магнитного поля линии максимумов напряженности лежат на спиралях $r = A\sqrt{\varphi}$.

Такая схема магнитной системы позволяет применить в качестве ускоряющей системы вертикально ориентированные резонаторы, занимающие пространство между смежными магнитными секторами. В проекте предусмотрены две такие резонансные полости, каждая из которых охватывает два соседних магнитных сектора. В этом случае величина вертикального зазора электромагнита не связана требованием размещения дуантов и определяется только апертурой пучка и высотой обмоток, расположенных на внутренней поверхности полюсного наконечника, т. е. может быть достаточно малой, а следовательно, вариация магнитного поля — достаточно большой.

Последнее обстоятельство дает возможность сделать спиральность более слабой.

При таком конструктивном решении магнитной и ускоряющей систем все элементы этих систем должны быть полностью заключены в вакуумную камеру, объем которой оказывается равным 2600 м^3 . Изготовление и вакуумная откачка такой камеры являются задачей, соответствующей современной практике, однако широкое использование манипуляторов при работе внутри ускорителя затруднено.

В качестве инжектора используется высоковольтная ускорительная установка на 1 Мэв , размещаемая вне помещения циклотрона.

3. H^- -циклотрон на энергию 625 Мэв

Ускорение отрицательно заряженных ионов водорода в H^- -циклотроне позволяет решить задачу высокоэффективного вывода (практически стопроцентного) путем срыва одного или двух электронов при прохождении ионами тонкой фольги, установленной на соответствующем радиусе. При такой схеме вывода возможно получить пучки выведенных протонов различной энергии в довольно широком диапазоне.

С другой стороны, при ускорении отрицательных ионов необходимо обеспечить условия, при которых потери ионов в процессе ускорения из-за срыва электронов на остаточном газе и из-за электрической диссоциации в магнитном поле не превышали бы некоторого допустимого значения по уровню наведенной радиоактивности внутри камеры. По этим причинам в вакуумной камере H^- -циклотрона давление не должно превышать $10^{-7} \text{ мм рт. ст.}$, а максимальное значение напряженности магнитного поля на конечном радиусе ограничено величиной 4600 э ; при этом получение в выведенном пучке с энергией 625 Мэв интенсивности 40 мка будет сопровождаться потерями в процессе ускорения, которые эквивалентны току 25 мка протонов с энергией 625 Мэв . При выводе пучка меньшей энергии потери из-за электрической диссоциации в магнитном поле уменьшатся, и интенсивность внешнего пучка может быть повышена при том же уровне эквивалентных потерь в камере.

Магнитная система H^- -циклотрона составлена из шести С-образных секторов. Возбуждается магнитная система общими для всех секторов концентрическими катушками: двумя основными и 17 парами, расположенными на поверхности полюсных наконечников.

Форма полюсных наконечников секторов такова, что до половины конечного радиуса спиральность отсутствует; дальше имеется спиральность, которая возрастает, и на конечном радиусе угол между окружностью и спиралью составляет 12° .

Низкое значение напряженности магнитного поля позволяет получить требуемую вариацию при достаточно большом зазоре (76 см).

Вакуумная камера из нержавеющей стали, расположенная в зазоре электромагнитов, имеет стенки толщиной 2,2 см, а необходимая жесткость ее обеспечивается растяжками, закрепленными на конструкциях выше и ниже электромагнита. Доступ к камере возможен при снятых верхних полюсах секторов. Необходимый вакуум в камере создается 14 ионными насосами.

Ускоряющая система выполняется в виде двух четвертьволновых дуантов. Каждый дуант в свою очередь разделен на восемь отдельных четвертьволновых резонансов, установленных симметрично на верхней и нижней крышках камеры.

VI. ЗАЩИТА ОТ ИЗЛУЧЕНИЙ

Проблема радиационной защиты сильноточных ускорителей является одной из наиболее сложных и ответственных задач. Это становится ясным, если учесть, что интегральные потоки нейтронов с энергиями в десятки и сотни *Мэв* от «мезонных фабрик» с током пучков 0,5 *ма* достигают 10^{16} *сек*⁻¹, а активность мишеней после облучения пучком протонов $3 \cdot 10^{15}$ *протонов/сек* — сотен грамм-эквивалентов радия. Условия работы персонала при профилактических осмотрах и ремонтах оборудования на таких ускорителях становятся в значительной мере аналогичными условиям работы на атомных реакторах. В связи с этим конструктивные решения камеры и всех находящихся в зоне активации узлов собственно ускорителя, а также устройств, применяемых для фокусировки и коллимации наиболее интенсивных пучков частиц, должны предусматривать разборку их, осмотр и ремонт с помощью инструментария передвижных кабинных манипуляторов и кранов с кабинами, надежно защищенными от γ -излучения. Очевидно, что это относится также и к устройствам мишеней, служащих источниками вторичных частиц.

Специально поставленные опыты с различными материалами, применяемыми в указанных конструкциях, показали, что по степени активации при длительном облучении их протонами высоких энергий все материалы различаются относительно мало^{22, 23}. Таким образом, было установлено, что какие-либо особые возможности на этом пути отсутствуют, тем более, что материалы, из которых изготавливаются основные элементы ускорителя (магнит, дуанты, плакировка резонансной системы и целый ряд других), строго задаются совершенно иными условиями.

Опыты по облучению материалов и ядерные исследования показали, что в качестве материала для мишеней, служащих источниками пучков вторичных частиц (*n*, *п*, *μ* и т. п.), наиболее целесообразно использовать графит.

Для обеспечения наиболее рациональной и экономичной защиты от нейтронов экспериментальных павильонов и окружающих строений, как правило, собственно сильноточный ускоритель заключается в бетонный саркофаг с достаточно толстыми и частично разборными стенами (см. рис. 11, на котором для иллюстрации приведен план защиты релятивистского циклотрона ОИЯИ).

Экспериментальные павильоны, интенсивность излучений в которых при выполнении опытов на пучках частиц также повышена, имеют собственную бетонную защиту, но меньшей толщины.

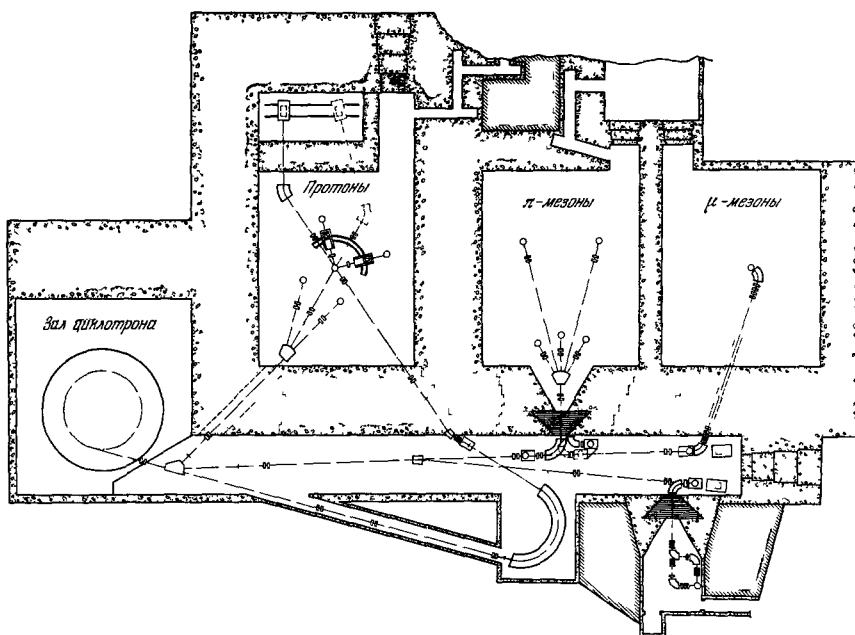


Рис. 12. Пучки частиц от изохронного Mc^2 -циклотрона Окриджской национальной лаборатории.

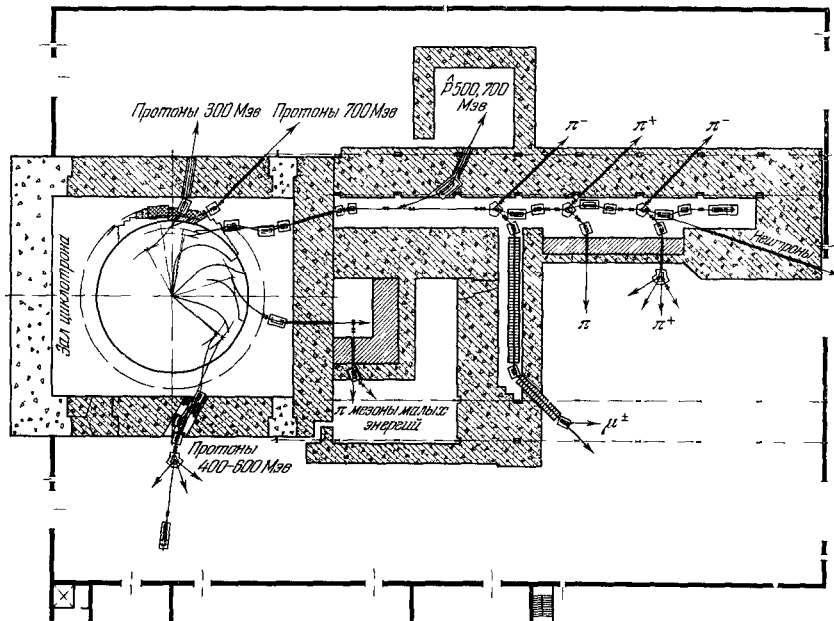


Рис. 13. Пучки частиц от H^- -циклотрона Калифорнийского университета (Лос-Анжелос).

Получаемые таким путем различные вторичные пучки через коллиматоры, заложенные в защитных стенах (толщиной порядка восьми и более метров обычного бетона), направляются в соответствующие экспериментальные павильоны. Как правило, число таких павильонов не превышает трех. В проекте релятивистского циклотрона ОИЯИ¹⁸, как это видно на рис. 11, один павильон располагается непосредственно в здании ускорителя, а два других—в другом корпусе. В проекте Окриджской лаборатории³ павильоны размещаются один за другим параллельно пучку протонов и обозначаются как протонный, пионный и мюонный (рис. 12). Третий вариант решения дается в проекте Калифорнийского университета²⁰ (рис. 13).

Абсолютные интенсивности пучков различных частиц, ожидаемые от «мезонных фабрик», иллюстрируются табл. IV, где, как пример, используются данные проекта релятивистского циклотрона ОИЯИ на 700 Мэв¹⁸,

Таблица IV

Сравнительные интенсивности пучков вторичных частиц от релятивистского циклотрона (РЦ) 700 Мэв и синхроциклотрона 680 Мэв ОИЯИ (Дубна)*

Частицы	Энергия, Мэв	Интенсивность (сек ⁻¹) на данную площадь	
		РЦ	СЦ
Протоны поперечно поляризованные	640	$4 \cdot 10^{10}$ (20 см ²)	$4,5 \cdot 10^7$ (10 см ²)
Протоны продольно поляризованные	640	$4 \cdot 10^{10}$ (20 см ²)	$3 \cdot 10^7$ (10 см ²)
Нейтроны	На область спектра	$1 \cdot 10^8$ (20 см ²)	$3 \cdot 10^6$ (20 см ²)
Поперечно и продольно поляризованные нейтроны	На область спектра	$1 \cdot 10^5$ (20 см ²)	—
π^+ -мезоны	155±5	$2 \cdot 10^9$ (200 см ²)	$4,5 \cdot 10^4$ (20 см ²)
	300±8	$1 \cdot 10^{10}$ (200 см ²)	$2,5 \cdot 10^5$ (80 см ²)
	400±10	10^9 (200 см ²)	—
π^- -мезоны	155±5	$3 \cdot 10^8$ (200 см ²)	$4 \cdot 10^4$ (60 см ²)
	300±8	$6 \cdot 10^8$ (200 см ²)	$4 \cdot 10^4$ (75 см ²)
	400±10	$5 \cdot 10^7$ (200 см ²)	—
μ^\pm -мезоны	100—400	1% от π^\pm -мезонов	—
π^- -мезоны	125	—	$3 \cdot 10^5$ (80 см ²) **)
μ^- -мезоны	65	—	$3 \cdot 10^4$ (80 см ²) **)
Нейтрино	30	$5 \cdot 10^7$ см ⁻² сек ⁻¹	—

*) Интенсивности пучков приводятся для расстояния от мишени 15 м.
 **) Интенсивности пучков π^- -и μ^- -мезонов, полученные с использованием канала из 28 жесткофокусирующих линз.

рассчитанного на ток выведенного пучка протонов ~ 450 мка. В той же таблице для сравнения приведены интенсивности пучков от работающего сейчас в ОИЯИ синхроциклотрона на 680 Мэв, дающего ток ускоренных протонов 2,3 мка. Можно видеть, что в среднем интенсивность вторичных пучков возрастает в тысячу или несколько тысяч раз. Особенно сильное увеличение интенсивности наблюдается для пучка π^+ -мезонов с энергией 300 Мэв. Это обусловлено спецификой получения его за счет реакции $p + p \rightarrow \pi^+ + d$, имеющей максимальное сечение при энергии протонов около 600 Мэв и дающей резко направленный вперед пучок пионов.

В проекте релятивистского циклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ предусматривается также возможность получения пучка мюонных нейтрино от $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$ -распада и проведения с ним опытов в хорошо защищенной от нейтронов лаборатории. Последняя для улучшения условий защиты от нейтронов располагается ниже уровня и под углом 90° к основному пучку протонов, в котором при проведении нейтринных опытов может устанавливаться специальная массивная мишень, генерирующая пионы (нейтрино).

В этом проекте созданы также условия для облучения первичным протонным пучком мишеней, предназначенных для исследований в области ядерной спектроскопии и ядерной химии и для быстрой доставки мишеней в специальную экспресс-лабораторию. Предусмотрена возможность проведения радиобиологических и других исследований.

В проектах сильноточных ускорителей лабораторий США также предусматривается проведение исследований в указанных направлениях.

VIII. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ПРОТОНОВ В КАЧЕСТВЕ «МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ»

Наряду с релятивистским циклотроном в качестве «мезонной фабрики» может быть использован линейный ускоритель протонов на энергию 700—800 *Мэв* с интенсивностью порядка 1 *ма*. На конференцию по «мезонным фабрикам» 1963 г. в ЦЕРНе были представлены два проекта линейного протонного ускорителя на 750 *Мэв* и один доклад, где рассматривался ускоритель на 300 *Мэв*.

Наиболее разработанным является проект, представленный Йельским университетом (США) ²⁶. На примере этого проекта можно ознакомиться с основными характеристиками «мезонных фабрик» этого типа. Проект предусматривает создание линейного протонного ускорителя на энергию 750 *Мэв* и ток ускоренных протонов 1 *ма*. Важнейшей характеристикой линейного ускорителя является скважность, т. е. отношение длины макроимпульса ускоренных частиц к периоду между импульсами. Увеличение скважности резко увеличивает стоимость источников высокочастотной мощности, снижение приводит к необходимости ускорения больших импульсных токов. Проведенные исследования показали, что оптимальной скважностью при использовании существующих источников питания является 5%, т. е. ток частиц в импульсе должен составлять 20 *ма*.

Ускоритель состоит из двух секций: первая секция длиной 137 *м* представляет собой ускоряющую систему на дрейфовых трубках, работающую на частоте 200 *Мгц*, в которой протоны ускоряются до энергии 200 *Мэв* ($\beta \approx 0,57$); вторая секция длиной 413 *м* является волноводом, нагруженным диафрагмами, который работает на частоте 800 *Мгц*. Волновод разделен на секции длиной 5 *м*, работающие на стоячей волне π -типа.

Инжектором является генератор Кокрофта—Уолтона на энергию 750 *кэв*. Между инжектором и первой дрейфовой трубкой размещается группирователь клистронного типа.

Длина макроимпульса составляет 2 *мсек*. Авторы проекта отмечают, что импульсы такой длительности существующие клистроны, питающие волноводную секцию, обеспечить не могут и необходима их модернизация. Общая мощность ВЧ питания ~ 4 *Мвт*.

Макроимпульс представляет собой $4 \cdot 10^5$ микроимпульсов продолжительностью 0,07 *наносек* с интервалами между ними 5 *наносек*. Если принять поперечное сечение пучка 1 *см*², то плотность частиц в микроимпульсе при среднем токе 1 *ма* и скважности 5% составит $3 \cdot 10^8$ *см*⁻³.

Радиальная устойчивость ускоряемых сгустков обеспечивается квадрупольными линзами, установленными внутри дрейфовых трубок и между секциями волноводной системы; всего 240 линз.

Авторы проекта считают, что линейный протонный ускоритель, используемый в качестве «мезонной фабрики», может обеспечить:

а) необходимую интенсивность пучка порядка 1 ма при энергии протонов 750 Мэв ;

б) возможность регулировки энергии, начиная с 200 Мэв через $7\text{—}10\text{ Мэв}$ до конечной энергии;

в) 100%-ный вывод ускоренного пучка из ускорителя при хорошем качестве пучка (фазовый объем $4,6\pi \cdot 10^{-4}\text{ см} \cdot \text{рад}$);

г) принципиальную возможность ускорения поляризованных протонов;

д) проведение физических экспериментов, требующих весьма коротких импульсов ускоренных частиц ($0,07\text{ наносек}$).

Наряду с этим, ряд проблем требует дополнительных исследований. Такие вопросы, как влияние изменяемой пучком нагрузки (мощность которого при максимальном токе 750 кэА) на режим работы резонаторов с высокой добротностью, прецизионная регулировка амплитуды и фазы высокочастотного поля в 75 резонаторах ускоряющей системы, обеспечение высокой точности в установке квадрупольных линз и ряд других вопросов, требуют более тщательного рассмотрения.

В настоящее время в ряде лабораторий проводятся исследования, направленные на уменьшение высокочастотной мощности, поглощаемой стенками резонаторов и дрейфовыми трубками, и, следовательно, доведение скважности до 100%. Исследуются резонаторы со стенками из сверхпроводящего материала, охлажденные до температуры жидкого гелия. Экспериментально показано, что мощность потерь при этом уменьшается в 10^4 раз. Однако здесь же указывается, что могут возникнуть серьезные трудности при работе с системой резонаторов, добротность которых составляет $10^8 \div 10^9$.

Следует отметить, что наличие макроскважности (5%) вместе с необходимостью иметь очень короткие импульсы ($0,07\text{ наносек}$) в микроструктуре, для возможности осуществлять переход с одной ускоряющей частоты на другую, приводит к сравнительно большим плотностям ускоряемых частиц в микросгустке. При среднем токе 1 ма плотность в сгустке протонов Йельского линейного ускорителя приблизительно в 10 раз больше, чем в релятивистском циклотроне, проект которого был рассмотрен ранее¹⁸. Поэтому система, обеспечивающая устойчивость ускоряемых сгустков, должна обладать большой жесткостью, чтобы компенсировать как дефокусировку ускоряющего высокочастотного поля, так и влияние пространственного заряда сгустков, которые особенно велики при малых скоростях инжектируемых частиц ($\beta_{\text{и}} \approx 0,04$). С этой точки зрения, по-видимому, релятивистский циклотрон явится более перспективным типом «мезонной фабрики» — в том случае, если появится необходимость дальнейшего увеличения интенсивности до десятков и сотен ма .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современная физика элементарных частиц в качестве одного из главных условий, обеспечивающих ее дальнейший прогресс в познании законов микромира, выдвинула проблему резкого увеличения интенсивности пучков частиц, получаемых от ускорителей высоких энергий. В настоящем обзоре мы попытались дать краткое описание физических принципов наиболее важных вопросов теории и конкретных проектов, разработанных

различными лабораториями, сильноточных ускорителей («фабрик мезонов») на энергии до 1 Гэв . Создание таких ускорителей с токами порядка 1 ма на данном этапе развития техники вполне реально. В результате их сооружения физики уже в ближайшем десятилетии смогут использовать в своих экспериментах пучки мезонов до 10^{10} сек^{-1} . Мощности пучков ускоренных протонов в описанных «мезонных фабриках» будут достигать при этом большой величины: сотен киловатт, одного мегаватта. Однако, принципиально имеется путь (гл. III, § 5) для создания ускорителей с пучками частиц высоких энергий еще в сотни раз большей мощности.

На наш взгляд, подобная атомная машина скорее потребуется для решения каких-либо практических задач, чем для целей чистой науки. Обозримые перспективы развития последней в области энергий до 1 Гэв , по-видимому, достаточно полно могут быть обеспечены созданием описанных «фабрик мезонов».

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Д. В. Ефремов и др., Атомная энергия, № 4, 5 (1956); В. П. Желепов, Б. М. Понтекоров, Атомная энергия 3, 413 (1957); W. M. Grobesek, E. O. Lawrence et al., Phys. Rev. 74, 449 (1947).
2. В. И. Векслер, Д. В. Ефремов и др., Атомная энергия, № 4, 22 (1956); Владимирский и др., ПТЭ, № 4, 5 (1962); E. J. Lofgren, CERN, Symposium 1956, стр. 496; M. G. Hine, P. Germein, International Conference on High Energy Accelerators 1961, стр. 25; G. K. Green, International Conference on High Energy Accelerators 1961, стр. 39.
3. Oak Ridge National Laboratory, Report No. 3540 (1963).
4. В. И. Векслер, ДАН СССР 43, 346; 44, 393 (1944).
5. Proc. of Conference on High Energy Cyclotron Improvement, 1964, стр. 347; В. И. Данилов и др., Труды Международной конференции по ускорителям, М., Госатомиздат, 1963.
6. L. Thomas, Phys. Rev. 54, 580 (1938); D. W. Kerst, K. M. Terwilliger, K. R. Symon, L. W. Jones, Bull. Amer. Phys. Soc. 30 (1), 14 (1955).
7. Д. П. Василевская и др., Атомная энергия 8, 189 (1960).
8. В. П. Дмитриевский, В. В. Кольга, Н. И. Полумордвинова, Труды Международной конференции по ускорителям, М., Госатомиздат, 1963, стр. 833.
9. В. П. Дмитриевский, В. В. Кольга, Фан Шоу-сянь, Препринт ОИЯИ, 623, 1960.
10. В. П. Дмитриевский, Б. И. Замолодчиков, В. В. Кольга, Т. М. Прилико, Труды Международной конференции по ускорителям, М., Госатомиздат, 1963, стр. 608.
11. F. M. Rassel, Nuclear Instruments and Methods 25, (1), 40 (1963).
12. Б. И. Замолодчиков, Препринт ОИЯИ № 756 (1961).
13. А. М. Гришин, А. А. Кузьмин, Труды Международной конференции по ускорителям, 1963, стр. 616.
14. Н. Н. Боголюбов, Ю. А. Митропольский, Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, М., Физматгиз, 1958.
15. А. А. Глазов, В. П. Желепов и др., Труды Международной конференции по ускорителям, М., Госатомиздат, 1963, стр. 611.
16. M. M. Gordon, Sector-Focused Cyclotrons, National Academy of Sciences, 1959, стр. 234.
17. J. A. Martin, J. E. Mann, R. S. Livingston, Proc. Intern. Conference on High Energy Accelerators 1961, стр. 355.
18. А. А. Глазов, Ю. Н. Денисов, В. П. Желепов и др., Труды Международной конференции по ускорителям, М., 1963, Госатомиздат, стр. 547.
19. R. S. Livingston, J. A. Martin, Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963), М., Атомиздат, 1964, стр. 561.
20. R. P. Haddock et al., Proc. of Intern. Conference on High Energy Accelerators 1963, стр. 568; R. P. Haddock, J. R. Richardson, B. T. Wright, Intern. Conference on Sector-Focused Cyclotrons and Mesons Factories, CERN (1963), стр. 340; 700 Mev Negative Hydrogen Ion Cyclotron Facility, University of California, Los Angeles, 1963.

21. В. П. Дмитриевский, Н. Л. Заплатин, В. С. Рыбалко, Л. А. Саркисян, Труды Международной Конференции по ускорителям, 1963, стр. 556.
 22. М. М. Комочков, Атомная энергия 15 (2), 126 (1963).
 23. М. Барбье, Наведенная радиоактивность в ускорителях. Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963), М., Атомиздат, 1964, стр. 1005.
 24. Л. Н. Зайцев, М. М. Комочков, Б. С. Сычев, Атомная энергия 12 (6), 525 (1962).
 25. М. М. Комочков, Б. С. Сычев, Атомная энергия 15 (4), 325 (1963).
 26. E. R. Beringer et al., Proc. of Intern. Conference on Sector-Focused Cyclotrons and Mesons Factories, 1963, стр. 365.
-