

С 345а

Д-405

20/4

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2904-1



АБСОЛЮТНОЕ ЯДЕРНОЕ ПРОБЛЕМА

В.П. Джелепов, В.П. Дмитриевский,  
Б.И. Замолотчиков, В.В. Кольга

РАЗВИТИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ  
ИСПОЛЬЗОВАНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ-  
"МЕЗОННЫХ ФАБРИК"

(Доклад на Международной конференции  
по изохронным циклотронам,  
Гатлинбург, США, 2-5 мая 1966 г.)

1966

2904-1

4546/1 нр.

В.П. Дзелепов, В.П. Дмитриевский,  
Б.И. Замолдчиков, В.В. Кольга.

РАЗВИТИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ  
ИСПОЛЬЗОВАНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ-  
"МЕЗОННЫХ ФАБРИК"

(Доклад на Международной конференции  
по изохронным циклотронам,  
Гатлинбург, США, 2-5 мая 1966 г.)

Общественная библиотека  
Ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## В в е д е н и е

Лабораторией ядерных проблем ОИЯИ в 1960 г. была начата разработка технического проекта протонного ускорителя типа "мезонная фабрика" на энергию 700 Мэв. Основные особенности этого проекта<sup>/1/</sup> были доложены на конференции по ускорителям в 1963 г. (г. Дубна). На стадии рабочего проектирования, которая продолжается и в настоящее время, проект не претерпел существенных изменений. Отдельные уточнения, связанные с центральной оптикой ускорителя, исследованием корректирующих обмоток, расположенных на спиральных шиммах полюсных наконечников, а также предложения по разработке системы вывода пучка из ускорителя приведены в работах<sup>/2,3,4/</sup>.

Однако в целом проект релятивистского циклотрона (РЦ) в Дубне так же, как и другие аналогичные проекты мезонных фабрик, такие как  $MC^2$ ,  $H^-$ -циклотрон, циклотрон на 500 Мэв в Цюрихе<sup>/5,6,7/</sup>, продвигается со скоростью, существенно отличающейся от релятивистской. Это в значительной степени объясняется тем обстоятельством, что центр тяжести ядерных исследований переместился в область энергий 10 Гэв и выше, а ядерная физика низких энергий медленно развивается в экспериментальной области до 100 Мэв и еще не подошла к области мезонных энергий протонов (500-800 Мэв).

Образованию некоторого "вакуума" в развитии этой области энергий способствовало также отсутствие единого мнения об оптимальном типе мезонной фабрики. Наличие пяти, на первый взгляд равноценных проектов мезонных фабрик в США ( $MC^2$ ,  $H^-$ , линейные ускорители Йельского университета и Лос-Аламосской лаборатории, SOC ) существенно отразилось на решении вопросов о сооружении мезонных фабрик. Дискуссия по этому вопросу продолжается и в настоящее время и, по-видимому, найдет соответствующее отражение на этой конференции.

### 1. Предполагаемое использование мезонной фабрики

На проектируемом релятивистском циклотроне предполагается получить следующие пучки вторичных частиц для экспериментальных исследований на расстоянии 15 м от мишени.

Т а б л и ц а 1

Частицы	Энергия (Мэв)	Интенсивность (сек <sup>-1</sup> )
Протоны	700	2,5 10 <sup>15</sup> (выведенный пучок)
$\pi^+$	300	1 10 <sup>10</sup> ( $\alpha = 200$ см <sup>2</sup> )
$\pi^-$	300	6 10 <sup>8</sup> ( $\alpha = 200$ см <sup>2</sup> )
$\mu^+$	150	1 10 <sup>8</sup> ( $\alpha = 200$ см <sup>2</sup> )
$\mu^-$	150	2 10 <sup>7</sup> ( $\alpha = 200$ см <sup>2</sup> )
Поляризованные протоны	660	4 10 <sup>10</sup> ( $\alpha = 20$ см <sup>2</sup> )
Нейтроны	630	1 10 <sup>8</sup> ( $\alpha = 20$ см <sup>2</sup> )
$\nu_\mu$	30	5 10 <sup>7</sup> 1/см <sup>2</sup> сек

На наш взгляд, мезонные фабрики откроют новую эпоху в экспериментальных исследованиях с частицами высоких энергий.

Прежде всего, использование таких ускорителей позволит решить многие кардинальные и до сих пор не выясненные проблемы физики фундаментальных частиц и атомного ядра и определить пути развития этой науки в домиллиардной области энергий. Вот некоторые из таких проблем.

В области слабых взаимодействий использование пучков мюонов и пионов высокой интенсивности даст возможность выяснить справедливость универсальной теории слабого взаимодействия (опыты по обычному и радиационному захвату мюонов в газообразном водороде, детальное изучение радиационного распада и бета-распада пиона и т. п.), установить справедливость СРТ-теоремы и выяснить возможность нарушения С<sub>T</sub>P- и T-инвариантности взаимодействия. В новых условиях окажутся возможными эксперименты с монохроматическими нейтрино, а также опыты, которые позволят более строго определить массу мюонного нейтрино, определить его хелисити и т. п. Можно будет проводить исследования редких процессов одиночного рождения гиперонов в нуклон-нуклонных соударениях за счет слабого взаимодействия (процессы типа  $p + p \rightarrow \Sigma + p$ ,  $p + p \rightarrow \Lambda + p$  и др.).

В области сильных взаимодействий это решение проблемы пион-пионного взаимодействия, проверка T-инвариантности, выяснение справедливости выводов SU<sub>3</sub> и более высоких симметрий. Это - большой комплекс исследований по структуре атомного ядра, различным ядерным реакциям, вызываемым пионами; открытие и изучение свойств и квантовых характеристик изотопов атомных ядер, резко удаленных от области стабильности по недостатку нейтронов.

Несомненно, что наличие нового мощного источника пионов и нуклонов высоких энергий позволит на порядок или более повысить точность многих важных ранее



выполненных исследований и тем самым существенно повысить их научную ценность.

Сильноточные ускорители откроют широкие горизонты для новых исследований также и в области других наук: радиохимии, химии твердого тела, химической кинетики, биологии, радиационной терапии (вплоть до лечения пионами рака), в решении проблем радиационной безопасности длительных полетов человека в космос и т. д.

Сооружение и освоение ускорителей типа мезонной фабрики явится очень важным этапом на пути создания в будущем еще в сотни раз более мощных ускорительных машин. Эти последние, будучи снабжены размножителями нейтронов, явятся уже крупными энергосиловыми установками, имеющими практическое значение (наработка ядерного горючего с одновременной отдачей части мощности в сеть). Нужда в подобных установках может возникнуть также в случае необходимости получения потоков нейтронов очень высокой плотности<sup>/8/</sup> (порядка  $10^{16} - 10^{17}$  н / см<sup>2</sup> сек), создание которых с помощью обычных ядерных реакторов может оказаться практически невозможным.

## 2. Развитие теоретических исследований

### а) Динамика частиц

После того как была разработана линейная теория устойчивости в ускорителях со спиральными конфигурациями магнитных полей, а также исследованы основные нелинейные резонансы типа

$$qQ_r \pm pQ_z = N, \quad (1)$$

где  $N$  - периодичность структуры магнитного поля,  $q$  и  $p$  - целые числа, дальнейшему исследованию были подвергнуты нелинейные эффекты в зонах между резонансными значениями собственных частот колебаний.

Анализировались численные решения, полученные с помощью машины ВЦ ОИЯИ, системы уравнений

$$\begin{aligned} r'' - \frac{2r'r'^2}{r} - r &= -\frac{e}{pc} \left(1 + \frac{r'^2}{r^2} + \frac{z'^2}{r^2}\right)^{1/2} [(r^2 + r'^2)H_z - z'r'H_r - z'r'H_\phi], \\ z'' - \frac{2r'z'}{r} &= \frac{e}{pc} \left(1 + \frac{r'^2}{r^2} + \frac{z'^2}{r^2}\right)^{1/2} [(r^2 + z'^2)H_r - r'H_\phi - z'r'H_z] \end{aligned} \quad (2)$$

для магнитного поля вида

$$H_z(r, \phi, 0) = H(r) \{1 + \epsilon \sin[a(r) - N\phi]\} \quad (3)$$

при  $p = \text{const.}$

Эти исследования показали, что наряду с изменением собственных частот колебаний /9/, которое связано с нелинейными членами уравнений (2), имеет место эффект изменения амплитуд свободных колебаний, обусловленный в основном характером зависимости магнитного поля вдоль оси  $z$ . Масштаб этого эффекта для начальных амплитуд, близких к  $\frac{1}{4} \left( \frac{d\alpha}{dt} \right)^{-1}$ , оказывается достаточно большим и не может быть скомпенсирован эффектом затухания колебаний, который определяется увеличением среднего магнитного поля вдоль радиуса. Для пучка, размер которого в аксиальном направлении не превышает 1,5 см, этими эффектами можно пренебречь.

#### б) Эффекты собственного поля пучка

Так как допуск на  $\bar{H}_z$  - компоненту напряженности магнитного поля в релятивистских циклотронах по порядку величины равен  $10^{-4}$ , представляет интерес оценка величины средней напряженности магнитного поля, создаваемой током пучка ( $J$ ), попадающего на мишень. Можно показать, что это поле описывается выражением

$$\bar{H}_z = \frac{J}{2\pi r_\infty} \cdot \frac{E_0}{eV} \cdot I(\beta_0), \quad (4)$$

$$I(\beta_0) = \int_{\beta_H}^{\beta_K} \frac{\beta}{(\beta + \beta_0)(1 - \beta^2)^{3/2}} [K(k^2) + \frac{\beta + \beta_0}{\beta - \beta_0} E(k^2)] d\beta,$$

$$k^2 = \frac{4\beta\beta_0}{(\beta + \beta_0)^2}, \quad r_\infty = \frac{c}{\omega_0},$$

$eV$  - средний набор энергии за оборот,  $K$ ,  $E$  - эллиптические интегралы I и II рода.

Максимальное значение модуля интеграла в выражении (4) для ускорителя на энергию  $E = 2E_0$

$$|I(\beta_0)|_{\max} = 26,5, \quad (5)$$

то есть

$$\bar{H}_{z \max} = -4,2 \frac{J}{r_\infty} \cdot \frac{E_0}{eV}. \quad (6)$$

При токе в ускорителе  $J \leq 1$  ма среднее значение  $H_z$  - компоненты магнитного поля пучка не скажется на изохронности.

Ограничения, которые вносит поперечная компонента электрического поля ( $\bar{E}_\perp$ ) пучка, разобраны в работах /10,11/. Существенно меньше уделялось внимания двум другим компонентам электрического поля  $\bar{E}_r$ ,  $\bar{E}_\phi$ .

Будем полагать, что для изохронных циклотронов величина компоненты поля  $\bar{E}_r$  недостаточна, чтобы вызвать заметное изменение периода обращения, то есть

$$\frac{d\omega}{dE} = 0. \quad (7)$$

Это предположение будет эквивалентно отсутствию фазового перемешивания частиц в процессе ускорения, т.е. эффекта отрицательной массы не будет, и изменение плотности может появиться только за счет изменения радиального шага частиц в сгустке. Так как электрическое поле ускоряемого сгустка в релятивистском циклотроне экранируется близко расположенными проводящими поверхностями дуантов или камеры, то можно задачу определения компонент поля  $\mathcal{E}_\phi$ ,  $\mathcal{E}_x$  свести к двумерной задаче. Поперечное сечение сгустка вдоль осей  $\phi$  (иногда будем пользоваться расстоянием вдоль дуги  $x = R\phi$ ),  $z$  будем полагать близким к эллипсу с полуосями  $l$ ,  $b$  или к прямоугольнику со сторонами  $2l$ ,  $2b$ . В этом случае азимутальную компоненту электрического поля покоящегося сгустка  $\mathcal{E}_x$  можно представить в виде

$$\mathcal{E}_x = \frac{e}{2\pi\epsilon_0} \left\{ \int_{-l}^l \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \frac{\zeta_{2k}(\xi) \cdot (x-\xi) d\xi \cdot d\zeta}{(x-\xi)^2 + \zeta^2} + \right. \quad (8)$$

$$\left. + 2 \sum_{k=-\infty}^{\infty} (-1)^k \int_{-l}^l \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \frac{\kappa(\xi) \cdot (x-\xi) d\xi \cdot d\zeta}{(x-\xi)^2 + (2hk + \zeta)^2} \right\},$$

где  $\kappa$  - число частиц в  $1 \text{ см}^3$  сгустка, которое зависит только от направления вдоль азимута ( $\xi$ ); ( $\zeta_2$ ), ( $\zeta_1$ ) - верхняя и нижняя границы сгустка ( $\zeta_{2,1} = \pm b$  - для прямоугольника,  $\zeta_{2,1} = \pm \sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}}$  - для эллипса);  $2h$  - расстояние между проводящими поверхностями;  $\epsilon_0$  - диэлектрическая постоянная.

В таблице 2 приведена полученная численным интегрированием выражения (8) на машине ВЦ ОИЯИ величина  $D(h) = x / \frac{e\kappa}{\pi\epsilon_0}$  для прямоугольника и эллипса при  $x = l$ , трех значениях величины  $l$  и  $b = \text{const} = 1 \text{ см}$ .

Таблица 2

Сечение		Эллипс			Прямоугольник
$h$	$l$	50	100	150	50 - 150
	2	0,61	0,44	0,37	1,90
	3	0,76	0,55	0,45	2,35
	4	0,88	0,64	0,53	2,63
	5	0,99	0,72	0,59	2,85

Как видно, при прямоугольном сечении сгустка компонента  $\mathcal{E}_x$  не зависит от  $l$  в данных пределах и превышает величину  $\mathcal{E}_x$  для эллипса в 3-4 раза. Плотность

частиц в сгустке можно выразить через ток на неподвижную мишень. В данном случае набор энергии за оборот ( $\Delta E$ ) определяется внешним ускоряющим полем ( $eV$ ) и продольной компонентой поля сгустка. С учетом этого получим выражение для линейной плотности тока:

$$\frac{dJ}{dx} = \frac{ec \Delta_n}{2\pi\beta\gamma^3} \kappa(x) \left\{ \frac{eV_0}{E_0} \cos \frac{x}{R} + \frac{8\pi}{\gamma} R r_p \int_{-\ell}^{\ell} \kappa(\xi) \cdot K(\xi, x) d\xi \right\}, \quad (9)$$

где  $R$  - заданный радиус исследуемого сечения пучка,  $r_p$  - классический радиус протона ( $r_p = 1,535 \cdot 10^{-16}$  см),  $K(\xi, x)$  - ядро уравнения, определяемое конфигурацией сгустка,  $\Delta_n$  - аксиальный размер сгустка.

Не решая уравнения (9), произведем оценку влияния продольного поля, считая, что величина  $s = \frac{2\pi R \xi_x}{V} \ll 1$ . Для малых  $s$  можно считать сгусток равномерно заряженным при соответствующих условиях инжекции. Тогда из (9) для края сгустка, на котором действие собственного поля уменьшает набор энергии за оборот, полагая  $\frac{dJ}{dx} = \frac{J}{R \Delta_\phi}$ , можно найти

$$\left( \frac{eV}{E_0} \right)^2 = \frac{16\pi^2 r_p \cdot \beta \gamma^2 \cdot D(h)}{ec \Delta_n \cdot s(1-s)} \cdot J, \quad (10)$$

где  $\Delta_\phi$  - азимутальный размер сгустка,  $D(h)$  определяется из таблицы 2.

Для иллюстрации возьмем протоны при  $\gamma = 1,75$ ;  $\beta = 0,82$ ;  $\Delta_\phi = 0,5$ ;  $\Delta_n = 2$  см;  $D = 0,7$  см;  $s = 1/10$  и получим

$$V = 9,2 \sqrt{J}, \quad (11)$$

где  $V$  [Мв],  $J$  [а]. При  $J = 1$  ма набор энергии за оборот составит  $eV = 290$  кэв

Естественно, что (10) дает завышенные результаты по величине необходимого набора энергии за оборот.

В связи с тем, что расчеты, связанные с эффектами пространственного заряда пучка, всегда приближены, а резонансные эффекты, обусловленные наличием проводящих стенок камеры (или электродов), не проверялись экспериментально для конфигураций циклотронных пучков, в Лаборатории ядерных проблем в 1987 г. предполагается запуск электронной модели релятивистского циклотрона. На модели, параметры которой приведены в докладе на этой конференции, предполагается получить плотности заряда до  $10^9$  электр./см<sup>3</sup>, что даст возможность исследовать все эффекты, связанные с собственным полем пучка вплоть до токов внутреннего пучка в десятки миллиампер. Общий вид сооружаемой модели показан на рисунке.



### 3. Центральная оптика в релятивистском циклотроне

Для обеспечения надежной работы системы стабилизации фазы пролета<sup>/12/</sup> и уменьшения амплитуды свободных колебаний ионов, от которых существенно зависит эффективность системы вывода и фазовое расплывание сгустка ионов<sup>/13/</sup>, необходимо, чтобы при захвате в процессе изохронного ускорения фазы ионов находились в пределах  $-15^\circ \leq \phi \leq +15^\circ$  относительно максимума ускоряющего напряжения. Ионы с отрицательными фазами испытывают электрическую дефокусировку, и для того, чтобы избежать их потери в начале движения, было решено ввести сдвиг фазы ионов на первом полуобороте приблизительно на  $20^\circ$  в положительном направлении по схеме, предложенной в работе<sup>/14/</sup>. Введенный сдвиг фазы должен быть скомпенсирован в момент выхода пучка на радиус  $R_{\text{изохр.}}$ , соответствующий началу изохронного ускорения. Детальный анализ движения ионов при учете реального распределения магнитного и электрического полей был выполнен на машине ВЦ ОИЯИ<sup>/2/</sup>. Магнитное поле задавалось аналитическим выражением  $H(r) = H_0(1 - h \cdot r^2)$ , конфигурация электрического поля определялась на электролитической ванне. При  $I_0 = 8370$  а/см,  $h = 8 \cdot 10^{-6}$  (см<sup>2</sup>) и наборе энергии 400 кэВ/оборот  $R = 35$  см исохр. достигается на десятом обороте, причем фазы располагаются симметрично относительно максимума ускоряющего напряжения, а их область сужается приблизительно в два раза.

Экспериментальная проверка системы центральной оптики для РЦ на 700 МэВ была выполнена на модели релятивистского циклотрона с геометрическим коэффициентом подобия  $1:2$ <sup>/15/</sup>. В результате анализа полученных данных можно сделать вывод, что экспериментально подобранная геометрия центральной области достаточно хорошо совпадала с теоретически рассчитанной. При этом по сравнению с системой без центральной оптики уменьшился сдвиг тока на первых оборотах, улучшилась группировка центров орбит вблизи геометрического центра ускорителя, уменьшились вертикальные размеры пучка на малых радиусах, значительно улучшилась форма импульса тока ускоряемых частиц.

### 4. Развитие циклотронного метода ускорения

Из рассмотрения эффектов пространственного заряда следует, что для увеличения предельной интенсивности в релятивистских циклотронах необходимо увеличение собственных частот колебаний ( $Q_{r,z} > 1$ ) и увеличение набора энергии ионом за один оборот.

И первое, и второе условие возможно осуществить в кольцевых циклотронах с внешней инжекцией частиц. При этом, так как предельный ток внутреннего пучка для  $Q_{r,z} > 1$  достигает сотен миллиампер, дальнейшее увеличение жесткости системы (как это имеет место в СОС) не вызывается необходимостью. Существенное увеличение числа "независимых" элементов магнитной системы приводит, как известно, к статистическому увеличению амплитуд свободных колебаний при сохранении жесткого допуска

на соответствующие гармоники, близкие к значениям собственных частот колебаний. Изложенные соображения указывают на целесообразность рассмотрения структур магнитного поля кольцевого типа с небольшим числом элементов и ускоряющих систем, обеспечивающих большой прирост энергии ионов за оборот.

Несколько обособлен вопрос об использовании в качестве мезонной фабрики линейного ускорителя. Не вызывает сомнений тот факт, что на современном этапе развития линейному ускорителю трудно конкурировать с кольцевой машиной при средних токах, близких к 1 ма, что связано в основном с наличием скважности между импульсами, которая определяется большой величиной потерь на погонном метре резонатора линейного ускорителя. Однако при переходе к интенсивностям ~ 100 ма мощности пучков будут существенно превышать эти потери, и преимущества кольцевых систем в этом случае уже не очевидны.

#### Литература

1. А.А.Глазов, Ю.Н. Денксов, В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский и др. Труды Международной конференции по ускорителям, 1963 г., М., Атомиздат, 1964, стр. 547.
2. А.А.Глазов, Д.Л.Новиков, Л.М.Онищенко, Т.П.Кочкина. Препринт ОИЯИ, 1841, 1964.
3. С.Б.Ворожцов, В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолодчиков, Н.Л.Заплатин, В.С.Рыбалко, Л.А.Саркисян, Чжао Вэй-цзянь. Препринт ОИЯИ, Р-1738, Дубна, 1964.
4. В.П.Дмитриевский, В.В.Кольга, Н.И.Полумордвинова. Препринт ОИЯИ, Р-1981, Дубна, 1965.
5. R.S. Livingston, J.A.Martin, Intern. Conf. on High Energy Accelerators (Dubna, 1963), Atomizdat, 1964, p. 561.
6. R.P.Haddock, K.R. Mac Kenzie, J.R.Richardson, B.T.Wright. Intern. Conf. on High Energy Accelerators (Dubna, 1963), Atomizdat, 1964, p. 568.
7. H.A.Willax. Intern. Conf. on Sector-focused Cyclotron and Meson Factories, CERN, 1963, p. 386.
8. G.A.Bartholomew, J.C.D.Milton, E.W.Vogt. AECL-2059, 1964.
9. В.П.Дмитриевский, В.В.Кольга, Н.И.Полумордвинова. Труды Международной конференции по ускорителям 1963 г., М., Атомиздат, 1964, стр. 833.
10. В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолодчиков, В.В.Кольга. Труды рабочего совещания по циклотронам, Институт ядерной физики, Краков, 1961, стр. 16.
11. А.А.Глазов, В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский и др. Атомная энергия, 15, 205 (1963).
12. А.А.Кузьмин, А.М.Гришин. Труды Международной конференции по ускорителям, 1963 г., М., Атомиздат, 1964, стр. 816.
13. В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолодчиков, В.В.Кольга, Т.М.Приляпко. Труды Международной конференции по ускорителям, 1963 г., М., Атомиздат, 1964, стр. 808.
14. W.J.B.Smith. Nuclear Instr. and Methods, 9, 49 (1960).
15. А.А.Глазов, А.А.Кропач, Д.Л.Новиков, Л.М.Онищенко. Препринт ОИЯИ, Р-2199, Дубна, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел

22 августа 1966 г.

