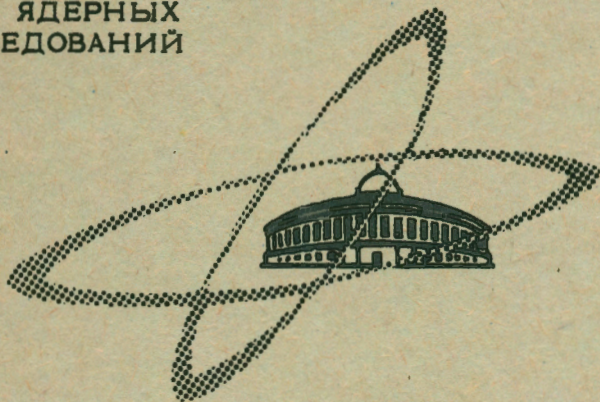


СЗ45и

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P9 - 3932

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

А.А.Глазов, Ю.Н.Денисов, В.П.Джелепов,  
В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолотчиков,  
Н.Л.Заплатин, В.В.Кольга, С.М.Поликанов,  
В.Г.Соловьев

ИЗОХРОННЫЙ ЦИКЛОТРОН ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ  
ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
С ВЫСОКОЙ СТЕПЕНЬЮ МОНОЭНЕРГЕТИЧНОСТИ  
(УСТАНОВКА МЦ)

1968

**Р9 - 3932**

**А.А.Глазов, Ю.Н.Денисов, В.П.Джелепов,  
В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолодчиков,  
Н.Л.Заплатин, В.В.Кольга, С.М.Поликанов,  
В.Г.Соловьев**

**ИЗОХРОННЫЙ ЦИКЛОТРОН ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ  
ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
С ВЫСОКОЙ СТЕПЕНЬЮ МОНОЭНЕРГЕТИЧНОСТИ  
(УСТАНОВКА МЦ)**

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

## В в е д е н и е

За последние годы исключительно сильно вырос интерес к исследованиям атомного ядра с помощью пучков заряженных частиц, обладающих высокой степенью моноэнергетичности. Этому в значительной степени способствовали успехи в развитии техники электростатических тандем-генераторов.

Возможность использования в опытах пучков частиц с энергетическим разбросом  $\frac{\Delta W}{W}$ , равным  $10^{-4}$  при плавной регулировке энергии, сделали тандем-генераторы крайне привлекательным ускорителем, позволяющим проводить исследования в самых разнообразных областях ядерной физики.

Наибольшего успеха в разработке тандем-генераторов добилась американская фирма "High voltage engineering corporation", которая выпускает несколько типов генераторов.

Очень широкое распространение получили тандем-генераторы типа "EN", которые дают возможность ускорять протоны до энергии 12 Мэв. Самыми крупными электростатическими тандем-генераторами являются генераторы типа "MP" ("Император"), на которых можно ускорять протоны до энергии 24 Мэв.

В ближайшие годы (1970-1971 г.г.) в Брукхейвенской Национальной Лаборатории (США) вступит в строй уникальный ускоритель, представляющий собой комбинацию двух "Императоров". На этом ускорителе в результате трехступенчатого ускорения будут получены протоны с энергией

36 Мэв. Можно предполагать, что в дальнейшем энергию протонов удастся увеличить до 40-45 Мэв. Согласно данным каталога фирмы "High voltage engineering corporation", интенсивность пучка протонов составит, примерно, 0,5 мка.

В настоящей работе был проведен анализ возможности создания циклического ускорителя с высокой степенью моноэнергетичности. Отправным моментом для выбора варианта циклического ускорителя служили соображения о том, что ускоритель такого типа, построенный за несколько лет, по ряду параметров может превосходить наиболее крупные тандем-генераторы, которые будут созданы в ближайшие годы. Такими параметрами являются энергии частиц и интенсивность их пучков.

Известно, что на действующих и создаваемых циклотронах принимаются меры по монохроматизации пучков частиц. Это обычно делается с помощью анализирующих магнитов. Такой метод имеет два серьезных недостатка. Во-первых, это связано с очень большой потерей интенсивности (в 40-100 раз в тех случаях, когда желательно иметь  $\frac{\Delta W}{W} \approx 10^{-4}$ ). Во-вторых, бесполезные потери частиц на коллиматорах будут сопровождаться увеличением фона.

В связи с этим была рассмотрена возможность сооружения изохронного циклического ускорителя, на котором бы достигалась высокая степень моноэнергетичности ( $\frac{\Delta W}{W} \approx 10^{-4}$ ) уже в процессе ускорения частиц. Максимальная энергия протонов была выбрана равной 60 Мэв при интенсивности пучка, достигающей 100 мка.

При выборе варианта ускорителя была учтена также необходимость относительно плавного изменения энергии частиц.

Кроме протонов, этот циклотрон, называемый в дальнейшем моноэнергетическим циклотроном (МЦ), позволит ускорять дейтроны ( $W_{\max} = 30$  Мэв),  $^3\text{He}$  ( $W_{\max} = 80$  Мэв),  $^6\text{Li}$  ( $W_{\max} = 90$  Мэв).

Циклотрон с такими параметрами явится уникальной многоцелевой установкой, которая позволит широко развивать исследования по многим направлениям ядерной физики.

Программа физических исследований, которые могут проводиться с использованием моноэнергетических пучков циклотрона "МЦ", чрезвычайно широка, и практически полностью включает в себя те направления, которые в настоящее время успешно развиваются на электростатических тандем-генераторах. Поэтому она в первую очередь должна явиться логическим продолжением работ, ведущихся на тандем-генераторах.

То обстоятельство, что интенсивность пучка частиц на МЦ при большей энергии будет значительно выше, чем на электростатических тандем-генераторах, делает возможным постановку опытов по поиску новых физических явлений.

Основные направления исследований с моноэнергетическими пучками заряженных частиц наиболее полно обсуждались на специальных конференциях и симпозиумах, организованных лабораториями, располагающими электростатическими тандем-генераторами, например<sup>1,2/</sup>.

Ниже приводятся некоторые из возможных направлений экспериментальных исследований на циклотроне МЦ.

#### Программа научных исследований на циклотроне МЦ:

##### 1. Изучение структуры ядерных уровней:

- а) реакции подхвата и стриппинга типа  $(p,d)$ ,  $(p,t)$ ,  $(p,^3\text{He})$ ,  $(d,t)$ ,  $(d,p)$ ,  $(^3\text{He},t)$ ,  $(^3\text{He},d)$ ,  $(\alpha,t)$  и т.д.;
- б) неупругое рассеяние  $(p,p')(d,d')(^3\text{He},^3\text{He}')$   $(\alpha,\alpha')$ ;
- в) реакции с  $^6\text{Li}$  ( $^6\text{Li},\alpha$ ) ( $^6\text{Li},d$ ) и т.д.
- г) реакции  $(p,p')$  с переворачиванием спина;
- д) реакции  $(d,p\gamma)$ ;

##### 2. Изучение аналоговых состояний ядер:

- а) наблюдение дубльаналоговых состояний ядер;
- б) поиск переходов, обусловленных примесью состояний с различными значениями изоспина;
- в) поиск аналоговых состояний уровней гигантского резонанса;
- г) исследование структуры состояний ядра при неупругом рассеянии из аналоговых состояний.

3. Синтез новых нейтрино-дефицитных изотопов и изомеров и определение их массы по порогам реакций.
4. Изучение реакций радиационного захвата  
( $p, \gamma$ ) ( $d, \gamma$ ), ( $^3\text{He}, \gamma$ ), ( $\alpha, \gamma$ ).
5. Исследование  $n$ - $n$  взаимодействия и поиск полинейтронных ядер.
6. Изучение механизма прямых реакций.
7. Синтез протонных и двухпротонных излучателей в реакциях ( $^3\text{He}, xn$ ).
8. Деление ядер:
  - а) наблюдение переходных состояний ядра в седловой точке в реакциях ( $d, pf$ ), ( $p, p'f$ ), ( $p, p'\gamma f$ ), ( $p, tf$ ), ( $^3\text{He}, pf$ ) и т.д.
  - б) деление ядер в аналоговом состоянии;
  - в) спонтанно-делящиеся изомеры.
9. Каналовые эффекты при прохождении частиц через кристаллы.
10. Когерентное кулоновское возбуждение при прохождении заряженных частиц через кристаллы.
 

Естественно, круг вопросов, связанных с исследованиями, указанными в программе, очень широк, и поэтому мы коснемся лишь отдельных аспектов представленных направлений, обратив внимание на те опыты, проведение которых становится возможным лишь при наличии циклотрона МЦ.

В настоящее время известно несколько характерных типов движения ядерного вещества, включающих в себя как одночастичные движения, так и коллективные.

В чистом виде эти движения, как правило, проявляются относительно редко, и обычно приходится иметь дело с состояниями атомных ядер, представляющими смесь многих элементарных возбуждений. Это делает энергетический спектр атомных ядер сложным, с большим числом уровней различной структуры.

Чрезвычайно эффективным способом изучения ядерной структуры оказалось исследование процессов прямого неупругого рассеяния заряженных частиц, а также реакций передачи одного нуклона.

Оказалось, что при неупругом рассеянии с большой вероятностью возбуждаются коллективные уровни, представляющие собой смесь большого числа состояний частица-дырка.

Систематическое исследование возбуждения коллективных состояний ядер при неупругом рассеянии ускоряемых на МЦ частиц может быть проведено практически для всех ядер, включая и наиболее тяжелые.

При этом возможно изучение не только низколежащих коллективных уровней, но и наблюдение уровней гигантского резонанса, расположенных при энергии возбуждения 10–20 Мэв, и, согласно современным представлениям, являющихся смесью состояний частица-дырка.

При изучении реакций передачи одного нуклона оказывается возможным найти многие одноквазичастичные состояния, зная которые, можно уточнить параметры среднего ядерного потенциала. В области энергии возбуждения 1,5–2,5 Мэв по этим состояниям определяется степень распределения одночастичных компонент по многим уровням. Кроме этого, в реакциях однонуклонных передач сильно проявляется микроструктура вибрационных состояний.

Изучение реакций передачи одного нуклона представляется интересным направлением будущих работ по исследованию структуры ядра.

Установлено, что коллективные состояния атомных ядер, и особенно  $0^+$ , с большой вероятностью возбуждаются в реакциях передачи двух нуклонов, например, в реакции ( $p, t$ ).

На циклотроне МЦ станет возможным изучение не только таких реакций передачи двух нейтронов, как, например, ( $p, t$ ), ( $\alpha, ^6\text{He}$ ), но и реакции передачи двух протонов ( $\alpha, ^6\text{Be}$ ), которая пока что совершенно не исследовалась.

Одним из очень интересных применений реакции передачи двух нейтронов и протонов является изучение возбужденных состояний ядер с деформацией, отличающейся от деформации ядра в основном состоянии. Такой эффект может иметь место в области ядер, где происходит переход от сферической формы к вытянутому эллипсоиду.

К настоящему времени были выполнены лишь отдельные опыты такого рода, показавшие, что при переходе от изотопов самария с массой менее 150 к более тяжелым изотопам происходит изменение деформации ядер.

На циклотроне МЦ эти исследования могут проводиться также и в области элементов тяжелее свинца, где также наблюдается переход от сферических к деформированным ядрам. Не исключено, что в этой области изотопов будут существовать изомеры формы, испытывающие  $\alpha$ -распад.

Говоря о реакциях передачи одного и двух нуклонов, следует отметить, что при энергиях частиц, получаемых на циклотроне МЦ, станет возможным с их помощью изучать структуру возбужденных состояний ядер в области трансурановых элементов, что представляет большой интерес.

Для исследования связи нечетной частицы с остовом ядра особенно интересны реакции типа ( $^3\text{He}, \alpha$ ) и ( $^3\text{He}, d$ ) на ядрах вблизи замкнутых оболочек. Большой интерес представляет изучение связи нечетной частицы с возбуждениями остова и наблюдение энергетических мультиплетов в нечетных ядрах (в частности, трехквартичных состояний в деформированных ядрах).

Интересным применением реакции ( $d, p$ ), ( $d, t$ ) является изучение формы легких ядер. Ядерные реакции, используемые при этом, сильно эндотермичны, и поэтому необходимы пучки заряженных частиц большой энергии при хорошем энергетическом разрешении, что может быть обеспечено циклотроном МЦ.

Благодаря большой интенсивности пучков частиц, ожидаемой на циклотроне МЦ, станет возможным изучение более сложных ядерных реакций, еще не наблюдавшихся до сих пор. Например, реальным будет изучение подхвата трех, четырех и пяти нейтронов: ( $^3\text{He}, ^6\text{He}$ ), ( $\alpha, ^8\text{He}$ ), ( $^3\text{He}, ^8\text{He}$ ).

Интересным направлением работы, которое может развиваться на циклотроне МЦ, является изучение кластерных уровней атомных ядер, возбуждаемых в реакциях под действием  $^6\text{Li}$ : ( $^6\text{Li}, \alpha$ ), ( $^6\text{Li}, d$ ). При энергии  $^6\text{Li}$ , равной 90 Мэв, эти исследования можно будет проводить со всеми элементами периодической системы.

Говоря об исследовании ядерных реакций, необходимо отметить, что циклотрон МЦ даст исключительно большие возможности в изучении реакций с поляризованными частицами. Дело в том, что при внешней инжекции пучка заряженных частиц в циклотрон вопрос создания пучков поляризованных частиц решается значительно проще.

Одним из интереснейших открытий последних лет явилось обнаружение аналоговых состояний ядер.

Существование узких резонансов на фоне сплошного спектра при энергиях возбуждения, превышающих 10 Мэв, само по себе поразительно, и исследование этого явления крайне интересно.

Надо сказать, что до настоящего времени еще отсутствует достаточно надежная теория, которая могла бы полностью описать механизм возбуждения аналоговых состояний и их свойства. В этой связи представляется крайне важным накопление большого количества экспериментальных данных, относящихся к различным сторонам обсуждаемого явления.

Важность этих исследований становится очевидной, если вспомнить о фундаментальном значении проблемы зарядовой независимости ядерных сил.

Наряду с этим изучение аналоговых состояний оказалось крайне полезным для исследования структуры ядерных состояний.

Особенно убедительно это было продемонстрировано в последних исследованиях структуры энергетических состояний изотопов свинца<sup>3/</sup>.

Надо отметить, что в проводившихся до последнего времени исследованиях наибольшее внимание уделялось ядрам, расположенным вблизи замкнутых оболочек. В этом случае наблюдаемая картина может быть истолкована наиболее просто, однако в дальнейшем исследования будут в значительно большей степени распространены и на ядра, удаленные от замкнутой оболочки. Представляется интересным и изучение тяжелых элементов, где могут возникнуть некоторые специфические проблемы.

Существенным достоинством ускорителя МЦ должна явиться возможность ускорения ядер  $^8\text{He}$ .

Реакция ( $^3\text{He}, t$ ) должна быть очень удобна для возбуждения аналоговых состояний. При этом данные о них могут быть получены при прецизионном измерении энергетического спектра ядер  $t$ .

В настоящее время имеются экспериментальные данные о положении аналоговых уровней многих ядер, вплоть до наиболее тяжелых.

Можно рассчитывать на то, что при энергиях частиц, получаемых на циклотроне МЦ, можно будет возбуждать и изучать дубльаналоговые состояния.

Программа исследований аналоговых состояний ядер представляется весьма обширной и включающей в себя многие аспекты. Очень важно изучение механизма возбуждения аналоговых состояний, в том числе реакций, запрещенных по изоспину.

Исследование распада ядер из аналоговых состояний через каналы неупругого рассеяния показало, что, если измерить парциальные ширины всех каналов, то можно полностью восстановить волновую функцию аналогового состояния, а следовательно, и состояние соседнего ядра с той же массой, спином и изоспином. При этом волновая функция аналогового состояния представляется в виде суперпозиции волновых функций возбужденных состояний мишени и неупруго рассеянной частицы.

Исследования такого рода весьма перспективны, и могут занять серьезное место во всей программе опытов на МЦ.

Использование частиц с энергиями, большими, чем это удается получить на тандем-генераторах, даст возможность изучать аналоговые состояния высоковозбужденных уровней и установить их структуру. Очень большой интерес представляет изучение коллективных состояний ядра. В частности, нельзя исключить, что, применяя частицы, ускоренные на МЦ, удастся возбудить и аналоговые состояния гигантского резонанса.

В последние годы исключительно большой размах приобрело исследование свойств новых изотопов, сильно удаленных от области стабильности. Для этой цели в основном применяются тяжелые ионы и протоны высокой энергии.

Использование интенсивного пучка ионов  ${}^3\text{He}$  чрезвычайно перспективно для этой цели. В реакциях ( ${}^3\text{He}, x\text{n}$ ) может быть синтезировано большое число новых изотопов. В ряде случаев в реакциях с  ${}^3\text{He}$  можно синтезировать изотопы, которые трудно получить, используя другие частицы. Например, легкие изотопы нептуния с массой 228-231 можно сравнительно легко получить в реакциях  ${}^{231}\text{Pa}({}^3\text{He}, 6\frac{1}{2}\text{3n})$ , в то время как для синтеза изотопов с массой меньше 228, более перспективно использование тяжелых ионов.

Пучок ионов  ${}^3\text{He}$  может быть с успехом применен для синтеза изотопов, распадающихся с испусканием одного или двух протонов.

Например, в реакциях  ${}^{16}\text{O}({}^3\text{He}, 3\text{n})$  и  ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, 3\text{n})$  можно

получить изотопы  ${}^{16}\text{Ne}$  и  ${}^{12}\text{O}$ , которые, по-видимому, будут испытывать двухпротонный распад.

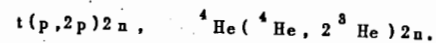
Говоря о возможных преимуществах использования циклотрона МЦ перед другими способами синтеза и изучения нейтронодефицитных изотопов, следует указать, что использование моноэнергетического пучка  ${}^3\text{He}$  (а также, конечно,  $\text{p}$  и  ${}^6\text{Li}$ ) позволит достаточно точно определять массы изучаемых ядер, измеряя пороги соответствующих реакций.

Точное определение масс ядер, сильно удаленных от области стабильности, является одной из важных задач всей программы изучения таких изотопов.

В настоящее время твердо установлено отсутствие связанных состояний  $\text{n}^2$  и  $\text{n}^3/4,5/$ . Что же касается системы  $\text{n}^4$  и других более тяжелых нейтронных ядер, то здесь наши знания менее полны.

Можно, например, утверждать лишь, что энергия связи  $\text{n}^4$  не превышает 3-4 МэВ.

Ускоритель МЦ может быть эффективно использован для экспериментальных исследований в этой области ядерной физики. Одним из возможных направлений исследований может явиться изучение взаимодействия нейтрон-нейтрон. Для этого необходимо изучать некоторые сильно эндотермические реакции типа



Исследование таких реакций как, например,  ${}^{16}\text{O}({}^4\text{He}, {}^6\text{Be}){}^{12}\text{C}4\text{n}$  и  ${}^{18}\text{O}({}^4\text{He}, {}^6\text{Be}){}^{10}\text{C}6\text{n}$  в принципе может дать сведения о  $\text{n}^4$  и  $\text{n}^6$ , если такие ядра существуют.

Одной из областей исследования, где в последнее время были успешно применены моноэнергетические пучки заряженных частиц/6/, явилось изучение их радиационного захвата. В частности, оказалось, что прямая реакция ( $\text{p}, \gamma$ ), обратная реакции ( $\gamma, \text{p}$ ), дает богатую информацию о природе гигантского резонанса, представляющего смесь возбуждений частица-дырка.

В некоторых случаях при радиационном захвате проявляются состояния, которые нельзя интерпретировать как возбуждение частица-дырка. Изучение таких состояний представляется очень интересным.

Пучки частиц, получаемых на циклотроне МЦ, могут быть использованы для изучения радиационного захвата в широком диапазоне энергий частиц.

Имеющиеся сейчас электростатические тандем-генераторы не могут быть использованы для изучения гигантского резонанса наиболее тяжелых ядер. Это связано с тем, что кулоновский барьер препятствует проникновению в ядро протонов с энергией, необходимой для образования состояний гигантского резонанса. Использование реакций типа ( $^3\text{He}, d\gamma$ ) позволит возбуждать уровни гигантского резонанса и в тяжелых ядрах.

В настоящее время большой успех достигнут в развитии теории прямых ядерных реакций на основе рассмотрения их полюсного механизма<sup>/7/</sup>. Изучение механизма прямых ядерных реакций, таких, как, например, ( $p, 2p$ ), в области энергии, равной нескольким десяткам Мэв, интересно, и такого рода исследования могут быть проведены на циклотроне МЦ. В этих исследованиях необходимо фиксировать конечные состояния ядер, что требует использования моноэнергетических пучков частиц. Поэтому применение циклотрона МЦ в таких опытах кажется перспективным.

Чрезвычайно большой круг экспериментальных работ, требующих моноэнергетических пучков заряженных частиц, связан с изучением деления атомных ядер. Сюда относятся, в первую очередь, исследования структуры барьера деления. Многочисленные опыты по измерению углового распределения осколков деления показали, что при энергии возбуждения делящегося ядра, близкой к барьеру деления, ядро оказывается в седловой точке почти холодным. При этом могут проявляться отдельные низлежащие уровни (на барьере деления) различной природы. Изучение этих уровней является единственным способом получить сведения о свойствах очень сильно деформированных атомных ядер. Оказалось, что наиболее удобным способом исследования деления ядер при энергиях, близких к барьеру деления, является использование таких реакций, как, например, ( $d, pf$ )<sup>/8/</sup>. Измеряя энергию протона, можно точно установить энергию возбуждения разделившегося ядра. Удобством таких реакций является то, что становится доступной область энергий возбуждения делящегося ядра, близкая к барьеру деления.

При использовании ускорителя МЦ значительно расширится диапазон реакций, в результате которых ядро оказывается с энергией возбуждения, близкой к барьеру деления. Возможны, например, следующие реакции ( $p, tf$ ), ( $p, df$ ), ( $p, p'f$ ), ( $^3\text{He}, df$ ) и т.д. Кроме этого, становится возможным изучение более сложных реакций, когда делению предшествуют радиационные переходы, т.е. реакции типа ( $d, p\gamma f$ ).

Использование реакций различного типа для изучения околопорогового деления ядер делает более надежной идентификацию отдельных состояний на барьере деления.

Дополнительным указанием на сложную структуру барьера деления являются немонотонная зависимость сечения ядер от энергии частиц около порога деления.

В связи с этим представляется интересным провести систематические исследования всякого рода аномалий вблизи порога деления ядер, если проводить измерения с достаточно большой точностью, которая может быть достигнута при использовании циклотрона МЦ.

Все экспериментальные данные о делении ядер вблизи порога деления, указывающие на необходимость рассмотрения процесса деления как идущего через различные каналы, соответствующие тем или иным состояниям ядра в седловой точке, были получены для изотопов таких элементов, как торий, уран, плутоний. Эти ядра имеют сравнительно низкий барьер деления и поэтому эксперименты оказались возможны уже на существующих электростатических тандем-генераторах (а также на циклотронах, где были приняты специальные меры по монохроматизации пучка частиц). При энергиях частиц, получаемых на циклотроне МЦ, возможно изучение деления ядер, имеющих большой барьер деления. В частности, представляется интересным исследовать деление ядер в области свинца.

Говоря об исследовании процесса деления ядер, можно указать еще на один круг экспериментов, проводимых на циклотроне МЦ. Речь идет о делении тяжелых ядер, находящихся в аналоговом состоянии. В настоящее время отсутствуют какие-либо экспериментальные данные о делительной ширине аналоговых состояний. Можно предполагать, что вероятность деления будет полностью определяться примесью состояний с меньшим изоспином. По-видимому, возбуждая дубльаналоговые состояния, этот



канал будет легче выделить на фоне актов деления ядер из состояний непрерывного спектра.

За последние несколько лет был накоплен большой экспериментальный материал о спонтанно делящихся изомерах трансурановых элементов/9/.

Имеющиеся данные позволяют высказать гипотезу о том, что мы имеем дело с проявлением "изомерии формы". В частности, это может быть связано с существованием второго минимума потенциальной энергии ядра при очень большой деформации ядра/10/.

Однако нельзя исключить и того, что на самом деле природа наблюдаемых изомеров иная. Окончательный ответ может быть получен лишь в результате экспериментальных исследований.

Параметры циклотрона МЦ позволят провести широкие исследования спонтанно делящихся изомеров. Работы могут проводиться по двум направлениям: 1) синтез новых спонтанно делящихся изомеров; 2) изучение идентифицированных изомеров.

Использование  $^3\text{He}$ ,  $\alpha$ ,  $p$  и  $^6\text{Li}$  позволит провести систематическое исследование практически всех известных изотопов тория, протактиния, урана, нептуния и других элементов, вплоть до калифорния. Все известные к настоящему времени изомеры были получены в реакциях испарения нейтронов из возбужденных компаунд-ядер.

На ускорителе МЦ можно будет исследовать различные прямые реакции, приводящие к образованию изомеров. Их сопоставление позволит получить информацию о структуре изомерных уровней. Если в дальнейшем подтвердится, что существование делящихся изомеров действительно связано с минимумом на барьере деления, то изучение реакции типа  $(\alpha, p)$ ,  $(\alpha, t)$ ,  $(^3\text{He}, p)$  даст сведения об энергетических уровнях ядер во второй потенциальной яме. Таким образом станут возможны спектроскопические исследования при аномально больших деформациях ядер.

Рассмотренные выше отдельные направления экспериментальных исследований с моноэнергетическими пучками частиц, конечно, никоим образом не исчерпывают всех возможностей, заложенных в циклотроне МЦ. Большие перспективы могут быть связаны с развитием некоторых принципиально новых способов изучения атомного ядра. Здесь следует

упомянуть два интересных явления, проявляющихся на стыке ядерной физики и физики твердого тела.

Первое явление – так называемый каналовый эффект/11/, состоящий в том, что заряженная частица, идущая между плоскостями кристалла, испытывает фокусирующее действие электрического поля атомов и тормозится лишь за счёт соударений с электронами, а это, в свою очередь, приводит к увеличению ее пробега. Изучение каналовых эффектов для частиц, образующихся в ядерных реакциях, в принципе дает возможность непосредственно измерять время ядерной реакции.

Второй еще никем не наблюдавшийся эффект/12/ состоит в когерентном возбуждении уровней ядер кристалла электрическим полем быстрой заряженной частицы. Этот эффект должен привести к появлению в узком телесном угле характерного электромагнитного излучения.

Оба указанных эффекта требуют для своего изучения получения пучков заряженных частиц с высокой степенью моноэнергетичности и могут быть исследованы на циклотроне МЦ.

Как известно, в последние годы достигнут большой прогресс в разработке ионных источников многозарядных ионов. Поэтому есть все основания надеяться, что через несколько лет станет реальным получение достаточно интенсивных пучков ионов  $^{16}\text{O}^{+8}$ ,  $^{20}\text{Ne}^{+10}$ . Циклотрон МЦ может быть использован для ускорения этих ионов до энергии  $W_{\text{max}} = 15 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$ . Моноэнергетические пучки этих ионов будут весьма полезны в ряде исследований.

## Изохронный моноэнергетический циклотрон (МЦ)

### 1. Выбор типа ускорителя

Основными условиями, не обычными для циклотронного метода ускорения, является высокая разрешающая способность по энергии  $\frac{\Delta W}{W} \approx 10^{-4}$  и вывод пучка из камеры ускорителя с шагом по энергии 100 кэВ в диапазоне 15 + 60 МэВ (для протонов).

Последнее условие практически однозначно приводит к необходимости использования для циклотронов секционированной системы, которая обеспечивает возможность вывода с любого промежуточного радиуса ускорителя, начиная с  $r = \frac{1}{2} r_k$ ,  $W = \frac{1}{4} W_k$  где  $r_k$  и  $W_k$  - конечные радиус и энергия ускорения.

Для того, чтобы обеспечить энергетический разброс ионов в пучке  $\frac{\Delta W}{W} \approx 10^{-4}$ , возможны два режима ускорения ионов. Первый режим базируется на одинаковом числе оборотов всех ионов в процессе ускорения и равном наборе энергии каждого иона за один оборот, что может быть достигнуто при помощи выравивания формы ускоряющего напряжения на электродах (введение третьей гармоники высокочастотного поля).

Второй режим может основываться на уменьшении набора энергии за оборот до величины, несущественно превышающей требуемый энергетический разброс выводимого пучка.

Как в первом, так и во втором режиме необходимым условием энергетического разрешения является уменьшение амплитуд свободных радиальных колебаний до величин, которые меньше радиального шага ионов в первом режиме и незначительно превышают радиальный шаг ионов, соответствующий  $\frac{\Delta W}{W} \approx 10^{-4}$  во втором режиме. Наличие этого требования приводит к необходимости внешней инжекции ионов в ускоритель, при которой возможно получение требуемого эмиттанса пучка для заданного тока - 100 мка.

В рассматриваемом ускорителе, в качестве основного, принят вариант с разделением орбит.

При величине тока 100 мка плотность заряженных частиц будет достигать величины  $10^8$  1/см<sup>3</sup>, что приводит к необходимости использования более сильнофокусирующих систем по сравнению с обычными циклотронами. Необходимым условием при этом является значительное увеличение глубины вариации магнитного поля.

Приведенные соображения легли в основу выбора схемы секторного изохронного циклотрона, с низкой индукцией магнитного поля и большим радиусом конечной замкнутой орбиты.

## 2. Основные динамические характеристики ускорителя

Динамические процессы в секторном изохронном циклотроне (МЦ) рассматриваются для магнитного поля, которое в медианной плоскости определяется выражением

$$H_z = H(r) \left[ 1 + \sum_{m=1}^{\infty} \epsilon_m \sin(\alpha_m - m N \phi) \right], \quad (1)$$

где  $H(r)$  - среднее магнитное поле, обеспечивающее изохронность процесса ускорения,  $\epsilon_m$  - гармоники магнитного поля, обеспечивающие аксиальную устойчивость ускоряемых частиц.

Для исключения возможности возбуждения вынужденных радиальных колебаний от ускоряющей системы, а также для удобства расположения системы вывода пучка, фазы гармоник магнитного поля приняты постоянными ( $\alpha_m = m \frac{\pi}{2}$ ). При этом границы магнитных секторов являются прямыми линиями (структура магнитного поля типа Томаса).

Для обеспечения достаточного разделения орбит на конечной энергии ( $W_k = 60$  МэВ) при наборе энергии за оборот 100 кэВ средний радиус конечной орбиты принят равным 400 см. При этом разделение орбит составит 0,3 см, а среднее магнитное поле на конечном радиусе для протонов будет равняться  $H_k = 2840$  гс.

Среднее поле увеличивается от центра циклотрона в соответствии с увеличением полной энергии ускоряемых частиц.

Максимальное увеличение среднего поля вдоль радиуса соответствует ускорению протонов и составляет 6,4% на конечном радиусе от поля в центре. Для других ускоряемых частиц эта величина уменьшается пропорционально  $(\frac{z}{A})^2$ , где  $z$  и  $A$  - заряд и масса иона соответственно.

Магнитное поле, определяющее частоту обращения ионов (соответствует  $r = 0$ ), составляет  $H_0 = 2869$  гс и не изменяется для всего набора ускоряемых частиц.

Если в качестве инжектора взять ускоритель Кокрофта-Уолтона с максимальным потенциалом 0,6 Мв, то средний радиус инжекции составит 42 см. При использовании ускорителя трансформаторного типа с потенциалом 1,0 Мв, средний радиус инжекции будет равняться 54 см.

Для точного определения формы и положения равновесной орбиты при заданном импульсе заряженной частицы необходимо найти периодическое решение в плоскости  $z = 0$  системы уравнений, описывающих движение частицы с импульсом  $p$  в произвольном стационарном магнитном поле

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

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

Однако, если магнитная система циклотрона состоит из отдельных секторов, то в первом приближении (без учёта полей рассеяния) замкнутая орбита представляет собой совокупность дуг окружностей с радиусом кривизны ( $r_m$ ) и прямолинейных отрезков. При этом можно найти связь между импульсом частицы, средним полем вдоль орбиты  $\bar{H}$  и радиусом точки пересечения орбиты с краем сектора ( $r$ ), проведенным из центра циклотрона

$$pc = e\bar{H}r \frac{2s \sin \frac{\pi}{N}}{\sqrt{[(s-1)\frac{2\pi}{N} + \sin \frac{2\pi}{N}]^2 + 4\sin^4 \frac{\pi}{N}}} \quad (3)$$

где  $s = \frac{H_m}{\bar{H}}$  - отношение поля в секторе к среднему полю вдоль орбиты.

Угловая протяженность магнитного сектора ( $\alpha_0$ ) находится из выражения

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha_0}{2} = \frac{2 \sin^2 \frac{\pi}{N}}{\frac{2\pi}{N} (s-1) + \sin \frac{2\pi}{N}} \quad (4)$$

Если выбрать  $s = 2$ ,  $N = 4$ , то  $pc = 1,025 e\bar{H}r$  и  $\alpha_0 = 42,5^\circ$ . Устойчивость равновесных орбит обеспечивается периодической структурой магнитного поля, причём в случае отдельных секторов необходимо учитывать значительное число высших гармоник магнитного поля в цилиндрической системе координат с началом в центре циклотрона. Частоты свободных колебаний с достаточной степенью точности определяются выражениями

$$Q_z = \left[ -n + \frac{N^2}{2(N^2 - 1 - n)} \sum_{m=1}^{\infty} \epsilon_m^2 \right]^{1/2} \quad (5)$$

$$Q_r = (1+n)^{1/2} \left[ 1 + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\epsilon_m^2}{m^2 N^2 - 4 - 4n} \right], \quad (6)$$

где  $n$  - показатель среднего магнитного поля. Сумму квадратов гармоник, определяющую частоту аксиальных колебаний, можно находить по известной конфигурации магнитного поля, используя равенство:

$$\frac{1}{2} \sum_{m=1}^{\infty} \epsilon_m^2 = \frac{1}{H^2} \int_0^{2\pi} H^2 d\phi - 1. \quad (7)$$

Ниже показано, что в первом приближении можно учесть краевой эффект сектора линейным спадом магнитного поля в азимутальном направлении по длине, равной высоте между полюсами.

В этом приближении из формулы (7) на радиусе инжекции  $r_u = 42$  см

можно найти  $\frac{1}{2} \sum_{m=1}^{\infty} \epsilon_m^2(r_u) = \frac{2}{3}$ .

Частота аксиальных колебаний, согласно выражению (5), составит  $Q_x = 0,843$ .

На конечном радиусе  $\frac{1}{2} \sum_{m=1}^{\infty} \epsilon_m^2 (r_k^-) = 0,93$ ;  $n_k = 0,132$  (для протонов) и частота аксиальных колебаний будет равняться  $Q_x = 0,927$ .

Процесс ускорения должен осуществляться таким образом, чтобы разброс энергии в ускоряемом сгустке не превосходил заданного значения  $\frac{\Delta W}{W} = 10^{-4}$ .

Необходимо также обеспечить достаточное для вывода одной орбиты (или при незначительном захвате соседних) разделение смежных орбит. Для существенного уменьшения разброса энергии частиц в ускоряемом сгустке по сравнению с обычным циклотроном необходимо, во-первых, уменьшить диапазон фаз, занимаемых сгустком, во-вторых, по возможности, сгладить вершину кривой высокочастотного напряжения.

Выравнивание вершины косинусоиды может быть достигнуто введением третьей гармоники ускоряющего напряжения. При этом ускоряющее напряжение можно выразить в виде

$$V = V_0 (\cos \omega t - \delta \cos 3\omega t) \quad (8)$$

Если  $\delta = 1/9$ , то  $\frac{V}{V_0} = (1 \pm 0,0001)$  в диапазоне изменения фазы приблизительно  $\pm 10^\circ$ . Ускоряемый сгусток должен иметь предельный размер по фазе приблизительно  $\pm 6^\circ$ . Оставшийся диапазон будет использоваться для возможности введения системы авторегулирования фазы центра тяжести сгустка.

Третья гармоника ускоряющего напряжения создается с помощью дополнительного ускоряющего электрода.

Изохронная частота обращения иона на орбите

$$\omega = \frac{z}{\Lambda} \omega_p \quad (9)$$

где  $\omega_p = \frac{e c H_0}{E_{0p}}$  - частота обращения протона.

При переходе от ускорения одного типа частиц к другому магнитное поле в центральной области остается постоянным, а частота высокочастотной системы должна изменяться в соответствии с величиной  $\frac{z}{\Lambda}$ . При этом для уменьшения влияния времени пролета в ускоряющем промежутке на энергетический разброс в сгустке, желательно сохранять минимальную кратность, соответствующую выбранной угловой протяженности ускоряющего электрода.

Так как в изохронном циклотроне отсутствует фазовая устойчивость, то топография среднего магнитного поля должна быть выполнена с высокой степенью точности. Если принять наиболее опасное распределение отклонений магнитного поля от резонансного закона, то допуск на эти отклонения в нерелятивистском случае можно найти из выражения

$$\frac{\Delta \bar{H}}{H_0} = \frac{\sin \phi_k - \sin \phi_H}{\pi q} \frac{e V_0}{W_{pk}} \frac{\Lambda}{z} \quad (10)$$

где  $q$  - кратность ускорения,  $W_{pk}$  - конечная энергия протонов,  $e V_0$  - набор энергии за оборот.

При  $\phi_H = 0$ ,  $\phi_k = 0,1$ ,  $e V_0 = 100$  кэВ,  $q = 2$  получим для протонов  $\frac{\Delta \bar{H}}{H_0} = 3 \cdot 10^{-5}$ . Очевидно, что нужно осуществлять контроль за положением центра сгустка и соответствующую коррекцию среднего магнитного поля в некотором количестве точек вдоль радиуса. Если предположить, что датчики фазы и корректирующие обмотки расположены вдоль радиуса с интервалом, соответствующим одинаковому приросту энергии пучка ( $\Delta W$ ), то допуск на среднее поле в этом интервале можно определить

$$\frac{\Delta \bar{H}}{H_0} = \frac{\Delta \phi}{2 \pi q} \frac{e V_0}{\Delta W} \quad (11)$$

где  $\Delta \phi = \phi_k - \phi_H$ . При  $\Delta W = 3$  МэВ (соответствует  $\Delta r = 10$  см вблизи  $r = r_k$ ):  $q = 2$ ;  $\Delta \phi = 0,1$ ;  $e V_0 = 100$  кэВ, получим  $\frac{\Delta \bar{H}}{H_0} = 3 \cdot 10^{-4}$ .

Из этих величин следует практическая возможность реализации магнитного поля и системы коррекции ускорителя.

Схематический вид в плане такого циклотрона показан на рис.1.

### 3. Эффекты пространственного заряда

Для получения среднего тока в ускорителе ( $i = 100$  мка) средняя плотность пространственного заряда  $\bar{\kappa}$  должна равняться

$$\bar{\kappa} = i \frac{\gamma^3}{e r_\infty^2 \Delta_\phi \Delta_z f_0} \frac{E_0}{e V_0}, \quad (12)$$

где  $\Delta_\phi, \Delta_z$  - азимутальный и аксиальный размеры пучка,

$$r_\infty = \frac{c}{\omega_0}, \quad \omega_0 = 2\pi f_0$$

При проектных параметрах ускорителя  $r_\infty = 1.19 \cdot 10^3$  см,  $\Delta_\phi = 0,1$ ,  $\Delta_z = 1$  см и  $e V_0 = 100$  кэВ, средняя плотность  $\bar{\kappa} = 10^7 \frac{1}{\text{см}^3}$ . Для получения фактической плотности частиц в пучке необходимо увеличение средней плотности на коэффициент радиальной скважности пучка  $\xi_1$ , который на начальных радиусах ускорителя

$$\xi_1 = 5. \quad (13)$$

Если учесть при этом временную скважность при использовании трансформаторного типа инжектора, работающего на частоте 50 гц, которая равна  $\xi_2 = 4$ , то максимальная плотность частиц в сгустке

$$\kappa = \xi_1 \xi_2 \bar{\kappa} = 2 \cdot 10^8 \frac{1}{\text{см}^3}, \quad (14)$$

Для нерелятивистских скоростей ( $\beta \ll 1$ ) эффект, связанный с собственным магнитным полем пучка, пренебрежимо мал, и указанная величина плотности заряда будет вызывать только эффекты кулоновского расталкивания пучка.

Поперечный эффект приводит к следующему ограничению по жесткости системы

$$Q_z^2 > \frac{2\pi e^2 \kappa r_\infty^2}{E_0}, \quad (15)$$

При рассматриваемых параметрах последнее неравенство приводит к условию  $Q_z > 0,5$ , что указывает на трудность использования обычных циклотронов в таких режимах ускорения (разделенные орбиты). При плотностях заряда порядка  $10^8 \frac{1}{\text{см}^3}$  заметную роль могут играть эффекты, связанные с продольным зарядом. Несмотря на то, что эффект "отрицательной массы" не может проявиться в изохронных циклотронах ( $\frac{d\omega}{dW} = 0$ ), наличие продольного поля пучка может привести к дополнительному энергетическому разбросу в сгустке, который в режиме с разделенными орбитами необходимо будет компенсировать смещением фазы третьей (шестой, при выбранной кратности ускорителя) гармоники высокочастотного поля/13/.

Масштаб изменения частоты обращения, связанный с радиальной компонентой кулоновского поля пучка, оценивается из выражения

$$\Delta H = \frac{2\pi e \kappa r}{300 \beta}, \quad (16)$$

где  $2r$  - радиальная ширина сгустка.

При выбранных параметрах ускорителя значение  $\Delta H$  будет изменяться в пределах  $2 \pm 0,1$  гс и не будет существенно искажать форму сгустка.

### 4. Магнитная система ускорителя

Выше были сформулированы требования к магнитному полю ускорителя в интервале рабочих радиусов  $\Delta r = 42 \pm 430$  см. Заданное поле может быть создано с помощью четырех идентичных С-образных секторных электромагнитов, смещенных друг относительно друга на угол

90° (рис. 1). Границы полюсов в горизонтальной плоскости органичены дугами  $R_1$  и  $R_2$  и радиальными линиями, угол между которыми варьируется в зависимости от требований, предъявляемых к вариации (флаттеру) магнитного поля ускорителя. Создание растущего (3+6)% среднего магнитного поля в соответствии с изохронизмом для  $p, d, {}^3\text{He}, {}^6\text{Li}$  может быть выполнено системой обмоток, располагаемых по поверхности полюсных наконечников.

Для минимального зазора между полюсами магнитов  $h = 16$  см начальный и конечный радиусы полюсных наконечников приняты равными  $R_1 = 25$  м см,  $R_2 = 460$  см, а угловая протяженность секторного магнита  $\alpha_0 = 42,5^\circ$ .

Выбор параметров магнитопровода производился на основе расчёта магнитной цепи с учётом потоков рассеяния /14/. В расчёте были использованы магнитные характеристики для стали марки "СТ-30". Максимальная индукция в железе принята равной 19300 гс, что соответствует требуемым ампервиткам на единицу длины  $I = 160 \frac{\text{ав}}{\text{см}}$ .

Особенностью магнитов является низкое поле в зазоре; индукция в полюсах и полюсных наконечниках не превышает 10000 гс. Это позволяет уменьшить сечение полюсов без изменения размеров полюсных наконечников так, что обмотки возбуждения могут размещаться на малых радиусах ускорителя.

С другой стороны, это приводит к уменьшению рассеяния потока, и при расчёте флаттера можно считать, что спад поля от максимума до нуля происходит на расстоянии, равном  $h$ .

На рис. 2 изображено вертикальное сечение секторного электромагнита, проходящее через середину магнитопровода, а его параметры приведены в таблице 1.

Таблица 1

1. Количество секторов .....	4
2. Начальный радиус полюсного наконечника.....	25 см
3. Конечный радиус полюсного наконечника.....	460 см
4. Угловая протяженность сектора.....	42,5°
5. Высота полюса и полюсного наконечника.....	42 см

6. Ширина окна.....	50 см
7. Высота окна.....	100 см
8. Толщина ярма.....	90 см
9. Ширина ярма.....	320 см
10. Высота ярма.....	280 см
11. Сечение катушки.....	15x25 см <sup>2</sup>
12. Необходимые ампервитки на сектор.....	180000
13. Общий вес стали (четыре сектора).....	700 тонн
14. Общий вес меди.....	17 тонн
15. Мощность питания обмоток.....	1 Мвт.

Для уточнения этих параметров и получения требуемых зависимостей среднего поля и флаттера потребуется моделирование одной секции электромагнита. Такая модель позволит также изучить механические нагрузки, возникающие в секторе при включении магнитного поля.

Как видно из рис. 1 и 3, вакуумная камера ускорителя представляет собой секционированную систему, патрубки которой должны вакуумно соединяться с полюсными наконечниками электромагнитов. Вертикальный размер патрубков будет выбираться, исходя из требований жесткости дуганта, размещения резонатора, дефлектора, отклоняющего магнита и др.

В центральной части и по периферии полюсных наконечников ускорителя для уменьшения деформации камеры от магнитных и вакуумных нагрузок должны быть предусмотрены специальные опорные колонны. Основные обмотки возбуждения секторов располагаются вне вакуумной камеры. Обмотки коррекции, располагаемые по поверхности полюсов, должны быть заключены в специальные вакуумноплотные контейнеры.

Электрическое питание последовательно соединенных обмоток электромагнитов должно осуществляться от мотор-генератора мощностью 1,2 мвт, снабженного системой стабилизации тока. Для исключения отклонений в уровне поля, связанных с неидентичностью магнитопроводов, следует предусмотреть 4 подпиточных мотор-генератора, обеспечивающих 5 % возбуждения от ампервитков электромагнитов.

## 5. Ускоряющая система

Ускоряющая система МЦ должна обеспечивать набор энергии 100 кэВ/оборот/заряд для всех ускоряемых частиц  $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ . Набор должен осуществляться в максимуме высокочастотного ускоряющего напряжения, причём вектор напряженности ускоряющего электрического поля должен быть направлен вдоль замкнутой орбиты частицы на всех радиусах. Подобная система может быть осуществлена либо с помощью однопролетного резонатора с рабочим зазором, идущим вдоль радиуса в середине свободного промежутка между магнитными секторами, либо с помощью дуанта, угол пролета частиц в котором составляет  $(2k+1)\pi$ ,  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$  а кромки идут вдоль радиусов в серединах свободных промежутков или в серединах магнитных секторов.

Первая система для получения приемлемых размеров резонатора должна работать на высокой частоте (высокой кратности), и угол пролета в ускоряющей щели становится недопустимо большим с точки зрения получения моноэнергетического пучка. Таким образом, наиболее подходящим вариантом ускоряющей системы является обычная циклотронная ВЧ система с дуантом и резонансной линией. При выбранной 4-элементной магнитной системе угловая протяженность дуанта должна составлять либо  $180^\circ$ , либо  $90^\circ$ . Так как и в том, и в другом случае часть дуанта должна находиться в межполюсном зазоре, для облегчения конструкции и уменьшения мощности потерь целесообразно использовать 90-градусный дуант с кромками в центре магнитных секторов и резонансной линией, подключенной в центре промежутка (рис. 1). В случае необходимости можно использовать два симметрично расположенных 90-градусных дуанта.

В качестве элемента настройки системы может использоваться подвижная закоротка при коаксиальной конструкции резонансной линии или подвижные панели при использовании плоской линии постоянной длины.

Рабочие кратности ускоряющего напряжения для максимального набора энергии определяются из условия:

$$q_k = \frac{\pi}{\Delta\phi_g} (2k+1), \quad (17)$$

где  $\Delta\phi_g$  - угловая протяженность дуанта. При  $\Delta\phi_g = \frac{\pi}{2}$ ,  $q_k = 2(2k+1)$

минимальная частота генератора должна равняться удвоенной частоте обращения. В рассматриваемом случае это соответствует длинам волн в десятки метров, и дуант может рассматриваться как сосредоточенная емкость. В таблице 2 приведены результаты расчёта резонансной системы в этом предположении.

Таблица 2

Частица	$f_0$	$q_k$	$\lambda_{\Gamma}$	L	$h_p$
	МГц				
$p$	4,078	2	38,8	0,82	21
${}^3\text{He}$	2,717	2	55,2	2,16	48
$d, \alpha$	2,038	2	73,7	3,21	87

В таблице L -резонансная длина 50-омной резонансной линии,  $h_p$  -резонансный зазор в плоской линии шириной 2 м и длиной 2 м при панельной настройке.

Средний зазор между дуантом и плакировкой принят равным 10 см.

При 50 кВ ускоряющего напряжения максимальная мощность потерь в системе (исключая потери в контактах закоротки) в первом случае будут 60+70 кВт, а во втором 30+40 кВт.

Чтобы обеспечить в ступке конечной протяженности постоянный набор энергии за оборот, необходимо в ускоряющую систему ввести дополнительный электрод, возбуждаемый на третьей гармонике.

При этом рабочие частоты таковы, что обычная горизонтальная система оказывается неприемлемой (сильное падение напряжения на последних радиусах). Система может быть выполнена в виде вертикальной четвертьволновой плоской линии шириной 4 м, на конце центрального стебля которой размещен ускоряющий электрод, представляющий собой тридцатиградусную секторную дрейфовую трубку (рис. 1). Трубка и линия раз-

мешаются в свободном промежутке. При постоянной длине и волновом сопротивлении линии настройка системы может осуществляться путем изменения зазора (емкости) между дрейфовой трубкой и подвижной заземленной пластиной. При зазоре в линии 20 см, длине линии 2 м и емкости ускоряющих кромок  $\approx 220 \text{ pF}$  настройка в рабочем диапазоне частот будет осуществляться при изменении зазора от 1,6 до 15,4 см.

Напряжение третьей гармоники должно составлять 15 кв. При этом максимальная мощность потерь составит  $1,5 \cdot 2$  квт.

Для уточнения характеристик высокочастотной ускоряющей системы и окончательного выбора размеров необходимо провести моделирование и макетирование отдельных ее элементов. Численные расчеты позволят выбрать вариант одного или двух дуантов.

## 6. Вывод пучка

Система вывода должна обеспечивать вывод из камеры циклотрона ускоренных частиц  $p, d, \alpha, {}^3\text{He}, {}^6\text{Li}$  в диапазоне энергии  $[W_k \div \frac{W}{4}]$

Секторная структура циклотрона и достаточное разделение орбит позволяют применить в качестве системы вывода перемещающееся вдоль радиуса отклоняющее устройство. Это устройство представляет собой совокупность электростатического deflectора и поворотного магнита, поворачивающих траекторию частицы на  $90^\circ$  (рис. 1).

Изменение энергии выведенного пучка происходит при передвижении системы вывода на другую орбиту при соответствующей коррекции отклоняющих полей. При значении поля в поворотном магните, равном 15 кгс, радиус поворота для протонов  $W_k = 60 \text{ МэВ}$  составляет 75 см, что позволяет разместить все отклоняющее устройство в одном из свободных промежутков циклотрона. Отклоняющее устройство одновременно служит первичным анализатором выведенного пучка. В случае попадания на вход отклоняющего устройства частиц с двух соседних орбит, имеющих разность энергий 100 кэВ, на выходе из поворотного магнита они будут иметь разрешение  $\approx 0,4$  см. Выведенный протонный пучок представляет собой сгустки длительностью 4 нсек (длиной 42 см) и периодом повторе-

ния 125 нсек. Кроме этого, возможна макроструктура в виде импульсов длительностью 4 мсек и частотой повторения 50 гц.

## 7. Разводка пучков

Общая схема разводки выведенных пучков приведена на рис. 4. Выведенный пучок проходит через камеру отклоняющего магнита, который направляет его по одному из четырех направлений. На трех из них энергетический разброс в пучке равен разбросу при ускорении сгустка ( $\approx 6 \div 7$  кэВ). На четвертом направлении расположена анализирующая система из двух магнитов с показателем спада магнитного поля  $\mu = 0,5$  и общим радиусом кривизны 16 м. Такая система позволит получить после диафрагмы за вторым магнитом разрешение, соответствующее  $\approx 1,5 \text{ кэВ/мм}$ .

Все направления пучков снабжены необходимым количеством фокусирующих квадрупольных линз, пучки проходят в трубопроводах, откачанных до форвакуума. Следует иметь в виду, что указанные на рис. 4 направления физических исследований, а также размещение аппаратуры носят ориентировочный характер и могут впоследствии изменяться. Камеры рассеяния  $K_2, K_3, K_4, K_5$  могут заменяться другими в зависимости от проводимых экспериментов.

## 8. Системы контроля и управления режимом работы циклотрона

Высокие требования к моноэнергетичности пучка ускоряемых частиц приводят к жестким допускам на магнитное поле циклотрона. При допустимом отклонении фазы пролета пучка от  $\phi_H = 0$  на  $\pm 3^\circ$ , допуск на абсолютную величину поля в зазоре составляет  $\approx 1 \cdot 10^{-3}\%$ . Сформировать и поддерживать заданную топографию магнитного поля циклотрона программным способом при таких допусках крайне трудно. Это можно осуществить только при помощи системы автоматического регулирования режима ускорения, воздействующей на магнитное поле по результатам измерения фазы пролета пучка  $\phi_n$ .



Магнитное поле в центре циклотрона (или почти в центре - на внутреннем крае секторного магнита) устанавливается и поддерживается неизменным при всех режимах работы ускорителя. Для того, чтобы устранить первую гармонику магнитного поля на начальных орбитах, обусловливаемую неодинаковостью геометрии ядра и обмоток элементов магнитной системы ускорителя, заданная величина поля  $H_0$  устанавливается во всех четырех секторах. Точность установки  $H_0$  должна составлять  $1 \cdot 10^{-3}\%$ . Такая точность может быть достигнута при помощи ядерных стабилизаторов магнитного поля.

Заданный закон изменения магнитного поля по радиусу формируется предварительно профилированием зазора секторов, а окончательно - подбором токов в корректирующих катушках, уложенных на поверхности полюсных наконечников каждого сектора. Всего на секторах должно быть размещено по 20-25 соответствующим образом распределенных по радиусу обмоток. В этом случае между каждой парой корректирующих обмоток частицы будут делать по 30 оборотов. Учитывая необходимость некоторого изменения зависимости магнитного поля от радиуса для разных типов ускоряемых частиц, следует предусмотреть диапазон коррекции магнитного поля этими обмотками  $\approx 10\%$  от  $H_0$ .

Зависимость фазы пролета пучка от радиуса определяется при помощи индукционных датчиков (20-25 шт), распределенных по радиусу таким образом, чтобы каждой корректирующей обмотке соответствовал свой датчик фазы. Информация со всех датчиков фазы пролета поступает на входы системы логической обработки сигналов ошибки, вырабатывающей сигналы коррекции, которые управляют токами в корректирующих обмотках. Вся эта система регулирования должна быть построена по "двухскоростному" принципу. Все корректирующие обмотки питаются от стабилизированных с необходимой точностью ( $10^{-2}\%$ ) источников тока, а величина тока возбуждения каждой обмотки (опорный элемент в системе стабилизации) регулируется сигналами коррекции с выхода системы логической обработки сигналов ошибки.

Специфика режима эксплуатации циклотрона и выбранный в проекте способ вывода частиц из ускорителя с энергиями от 15 до 60 Мэв (по протонам) налагают особые требования на систему управления режимом

работы всех элементов трактов проводки пучков. Для получения на выходе тракта частиц с заданной энергией необходимо разместить выводное устройство на определенном радиусе и выставить режимы всех элементов тракта в строгом соответствии с этой энергией и родом ускоряемых частиц. Требуется установить напряженность электрического поля в электростатическом дефлекторе, магнитное поле отклоняющего магнита в выводном устройстве, знак и величину поля в распределяющем магните, градиенты в магнитных фокусирующих системах, поле в сепараторе и т.д. Все эти операции, в зависимости от степени изменения режима, должны выполняться за несколько секунд либо минут.

Управление всеми элементами выводного устройства и трактов проводки пучков осуществляется автоматически управляющей системой, состоящей из дискретного (цифрового) программатора режимов и аналоговых корректирующих устройств. Чрезвычайно широкий спектр возможных режимов и естественное в процессе эксплуатации их дальнейшее изменение предъявляют к программатору требование гибкости, легкости изменения первоначально заложенных программ. Принимая во внимание эти соображения, целесообразно в качестве программатора использовать небольшую универсальную цифровую вычислительную машину с магнитофонной длительной памятью, оснащенную специальными входными и выходными устройствами. Слежение за пучком и точная коррекция его траектории производится при помощи индукционных индикаторов координат пучка, размещенных в характерных точках трактов. Коррекция производится аналоговыми системами, число которых соответствует числу используемых индикаторов положения пучка.

Контроль за работой всех систем управления должен осуществляться с пульта оператора при помощи мнемонических схем и телетайпного информатора.

На рис. 5 приведена блок-схема системы управления циклотроном.

## 9. Инжектор

В качестве инжектора ускорителя может быть использована ускоряющая трубка с максимальным потенциалом до 600 Кв или недавно разработанная (ИЯФ СО АН СССР) установка трансформаторного типа на энергию 1 Мэв.

Основным требованием, которое предъявляется к инжектору, является относительно большая фазовая плотность тока  $\approx 100$  ма/см.мрад.

Если ограничить амплитуды радиальных колебаний величиной  $\approx 0,3$  см, радиальный аксептанс ускорителя будет составлять величину  $\approx 1$  см.мрад и позволит получить интенсивность, близкую к 100 мка (с учётом макро-структуры пучка и неполного согласования фазовых объёмов инжектора и ускорителя).

Энергетический разброс пучка инжектора не должен превышать  $\frac{\Delta W}{W} = 10^{-3}$ , что хорошо согласуется с параметрами существующих ускорителей на указанные энергии.

Радиус инжекции в зависимости от типа инжектора будет составлять 42 и 54 см (при энергии протонов 600 кэВ и 1000 кэВ соответственно).

Для более тяжелых ионов ( $\alpha$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ) потенциал инжекторов будет снижаться в соответствии с отношением заряда к массе.

В настоящее время в СССР имеются инжекторы с указанными выше параметрами/15/.

#### 10. Увеличение энергии пучка дейтонов в ускорителе МЦ

Для некоторых физических исследований может оказаться необходимым увеличение энергии ускоренных дейтонов до 60 МэВ. Если эта необходимость окажется определяющей, то возможен вариант циклотрона МЦ, ускоряющий дейтоны до 60 МэВ. В этом случае целесообразно сохранить средний радиус конечной орбиты ( $\bar{r}_k = 4$  м) и повысить среднее значение магнитного поля на конечном радиусе до  $\bar{H}_k = 3885$  гс. Энергии других частиц можно определять из условия постоянства разделения орбит на конечном радиусе, пропорционального  $z/W_k$ . При этом для разных частиц получатся три уровня среднего значения магнитного поля в центральной области ускорителя:  $\bar{H}_0 = 2669$  гс при ускорении протонов до 60 МэВ,  $\bar{H}_0 = 3317$  гс при ускорении  ${}^3\text{He}$  до 120 МэВ и  $\bar{H}_0 = 3861$  гс при ускорении дейтонов до 60 МэВ,  ${}^4\text{He}$  до 120 МэВ и  ${}^6\text{Li}$  до 180 МэВ. Можно, конечно, оставить два уровня магнитного поля для протонов,  ${}^3\text{He}$  и для  $d$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ . В этом случае энергия ионов  ${}^3\text{He}$  будет составлять, как и ранее, 80 МэВ.

В таблице 4 приведены значения остальных параметров для этого варианта циклотрона МЦ.

Увеличение магнитного поля в секторе до 8000 гс для дейтонового варианта при сохранении конечного радиуса орбиты приведет в основном к некоторому увеличению веса секторов магнита и мощности питания основных обмоток, значения которых приведены в табл. 4. Параметры ускоряющей системы и системы вывода практически не изменятся, так как диапазон частот в этом варианте уменьшится. Возможно, конечно, выбрать промежуточное значение энергии дейтонов между 30 МэВ и 60 МэВ.

Существенное увеличение энергии протонов таким методом вряд ли возможно из-за трудностей при осуществлении ускоряющей системы и невозможности разделения орбит на конечном радиусе.

Таблица 3

Основные параметры установки М.Ц.	(вариант 1)				
	p	d	$\alpha$	${}^3\text{He}$	${}^6\text{Li}$
1. Ускоряемые частицы					
2. Максимальная энергия $W_k$ (МэВ)	60	30	60	80	90
3. Потенциал инжектора U (МВ)					
а) ускоритель Кокрофта-Уолтона	0,6	0,3	0,3	0,4	0,3
б) трансформаторный ускоритель	1,0	0,5	0,5	0,667	0,5
4. Интенсивность выведенного пучка по протонам (мка)					100
5. Энергетический разброс выведенного пучка $\Delta W/W$					$1 \cdot 10^{-4}$
6. Среднее значение магнитного поля на конечном радиусе $\bar{H}_k$ (гс)	2840	2712	2712	2745	2712
7. Среднее значение магнитного поля в центральной области $\bar{H}_0$ (гс)				2669	
8. Средний радиус конечной орбиты $\bar{r}_k$ (см)				400	
9. Средний радиус орбиты при инжекции $\bar{r}_u$ (см):					
а) $U_u = 0,6$ МВ				42	
б) $U_u = 1,0$ МВ				54	

10. Величина флаттера магнитного поля F	0,67+ 0,9				
11. Частоты свободных колебаний					
а) аксиальных Q <sub>z</sub>	0,8+0,9				
б) радиальных Q <sub>r</sub>	1,10+1,17				
12. Частота обращения ускоряемых частиц f <sub>0</sub> (МГц)	4,076	2,038	2,038	2,717	2,038
13. Кратность ускорения q	2				
14. Число дуантов	2 + 2				
15. Амплитуда ускоряющего напряжения на основном дуанте V <sub>g</sub> (кВ)	50				
16. Апертура дуантов h <sub>g</sub> (см)	4 + 5				
17. Расстояние между соседними орбитами на конечном радиусе Δr <sub>k</sub> (см)	0,6	1,2	1,2	0,9	1,2
18. Диапазон плавного изменения энергии выведенного пучка	1 : 4				
19. Мощность питания электромагнита (кВт)	1000				
20. Мощность потерь в в/ч системе (кВт)	2 x 70				
21. Вес магнитной системы (т)	700				

Таблица 4

Основные параметры установки М.Ц. (вариант 2)

1. Ускоряемые частицы	p	d	a	<sup>3</sup> He	<sup>6</sup> Li <sub>+3</sub>
2. Максимальная энергия W <sub>k</sub> (МэВ)	60	60	120	120	180
3. Потенциал инжекторов U <sub>и</sub> (МВ)					
а) ускоритель Кокрофта-Уолтона	0,600	0,628	0,628	0,618	0,628
б) трансформаторный ускоритель	1,000	1,045	1,045	1,030	1,045
4. Интенсивность выведенного пучка по протонам (мкА)	100				
5. Энергетический разброс выведенного пучка Δw/w	1.10 <sup>-4</sup>				

6. Среднее значение магнитного поля на конечном радиусе $\bar{H}_k$ (Гс)	2840	3985	3985	3460	3985
7. Среднее значение магнитного поля в центральной области $\bar{H}_0$ (Гс)	2669	2861	3861	3317	3861
8. Средний радиус конечной орбиты $\bar{r}_k$ (см)	400				
9. Средний радиус орбиты при инжекции $\bar{r}_и$ (см)					
а) U <sub>и</sub> = 0,6 МВ	41,9				
б) U <sub>и</sub> = 1,0 МВ	54,0				
10. Величина радиуса, соответствующего β = 1, r <sub>∞</sub> (см)	1171,5	1619,6	1619,6	1413,9	1619,6
11. Величина флаттера магнитного поля F	0,67 + 0,9				
12. Частоты свободных колебаний					
а) аксиальных Q <sub>z</sub>	0,8 + 0,9				
б) радиальных Q <sub>r</sub>	1,10 + 1,17				
13. Частота обращения ускоряемых частиц f <sub>0</sub> (МГц)	4,076	2,948	2,948	3,377	2,948
14. Кратность ускорения q <sub>k</sub>	2				
15. Число дуантов	2 + 2				
16. Амплитуда ускоряющего напряжения на основном дуанте V <sub>g</sub> (кВ)	50				
17. Апертура дуантов h <sub>g</sub> (см)	4 + 5				
18. Расстояние между соседними орбитами на конечном радиусе Δr <sub>k</sub> (см)	0,6				
19. Диапазон плавного изменения энергии выведенного пучка	1 : 4				
20. Мощность питания электромагнита (кВт)	1500				
21. Мощность потерь в в/ч системе (кВт)	2 x 70				
22. Вес магнитной системы (т)	1000				

### З а к л ю ч е н и е

Рассмотренный в работе специальный изохронный циклотрон (МЦ), по мнению авторов, оптимально решает основные поставленные задачи. Следует однако отметить, что на стадии разработки задания на проектирование такого ускорителя возможно внесение некоторых изменений по отдельным элементам конструкции.

Такие вопросы, как вакуумная система ускорителя, специально не рассмотрены, так как предельный уровень вакуума не будет существенно превышать обычные требования для соответствующих ускорителей ( $10^{-6}$  мм). Размеры радиационной защиты приняты по аналогии с проектами действующих установок /16,17/.

### Л и т е р а т у р а

1. Proceedings of the Summer Study Group on the Physics of the Emperor Tandem Van de Graaff Region Brookhaven National Laboratory, June 21 - July 16, 1965.
2. Recent Progress in Nuclear Physics with Tandems, Heidelberg, Germany, July 18-21, 1966.
3. Nelson Stein, G.E.Holland, C.A.Whitten, Jr. and D.A.Bromley, International Congerence on Nuclear Structure, September 7-13, 1967, Tokyo, Japan, Contribution, 8,99.
4. В.К.Войтовецкий, И.Л.Корсунский, Ю.Ф.Пашин, ЖЭТФ 47, 1612.
5. S.Thornton et al. Phys. Rev. Letters 17, (1966), 701.
6. P.P.Singh, R.E.Segel, L.Meyer-Schutzmeister, S.S.Hanna and R.G.Allas, Nuclear Physics 65 (1965) 577.
7. И.С.Шапиро, УФН 92, 549 (1967).
8. R.Vandenbosh, J.P.Unik and J.R.Huizenga, Physics and Chemistry of Fission", Vol. 1, International Atomic Energy Agency Vienna, 1965.
9. С.М.Поликанов, УФН 94, 43 (1968).
10. В.М.Струтинский. Physics and Chemistry in Fission, vol. 1, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1965.

11. I.Lindhard, Physics Letters 12 (1964) 126.
12. Ю.М.Каган, Ф.Н.Чуховский, Письма ЖЭТФ т.5 (1967) 167.
13. M.Gordon, Nucl. Inst, 58, 2 (1968).
14. Б.К.Буль. Основы теории и расчёта магнитных цепей, Изд. "Энергия", М-Л., 1964.
15. Е.А.Абрамян, В.В.Вячеславов, В.И.Кононов. Предельные токи протонов в ускорительной трубке с жесткой фокусировкой. Препринт ИЯФ, Новосибирск, 1967 г.
16. W.H.White, Nucl. Sci., 13, 4, 470 (1966).
17. J.A.Jungerman, Nucl. Sci., 13, 4, 492 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 июля 1968 года.

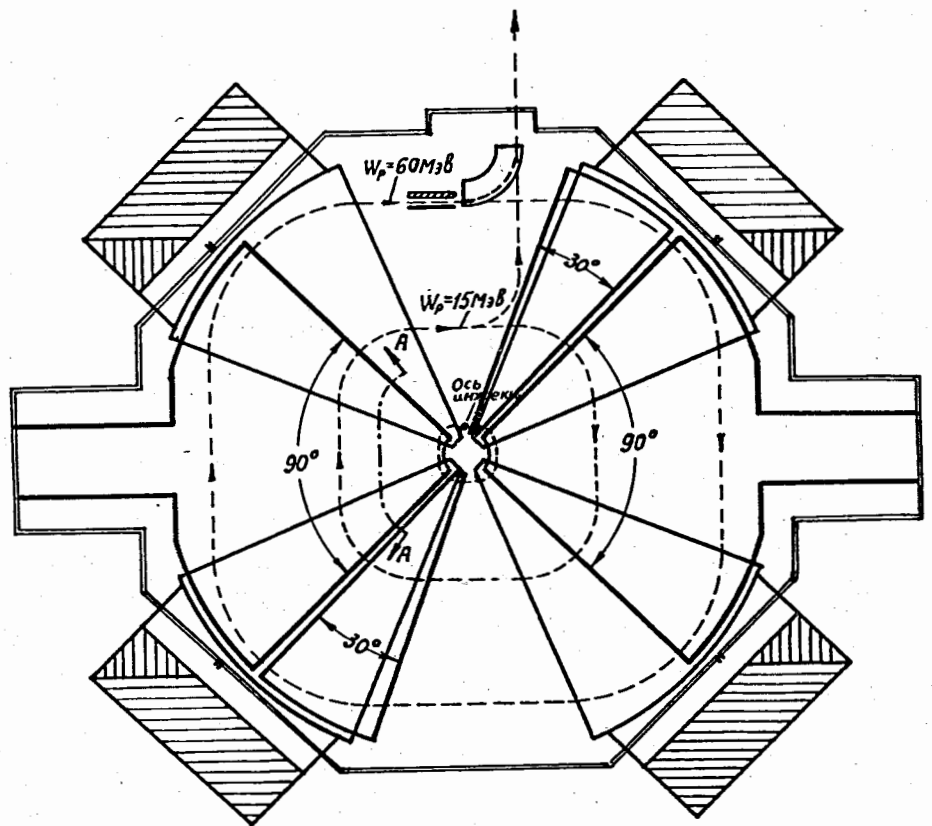


Рис.1. Схема циклотрона (план). 0 1,0 2,0 м.

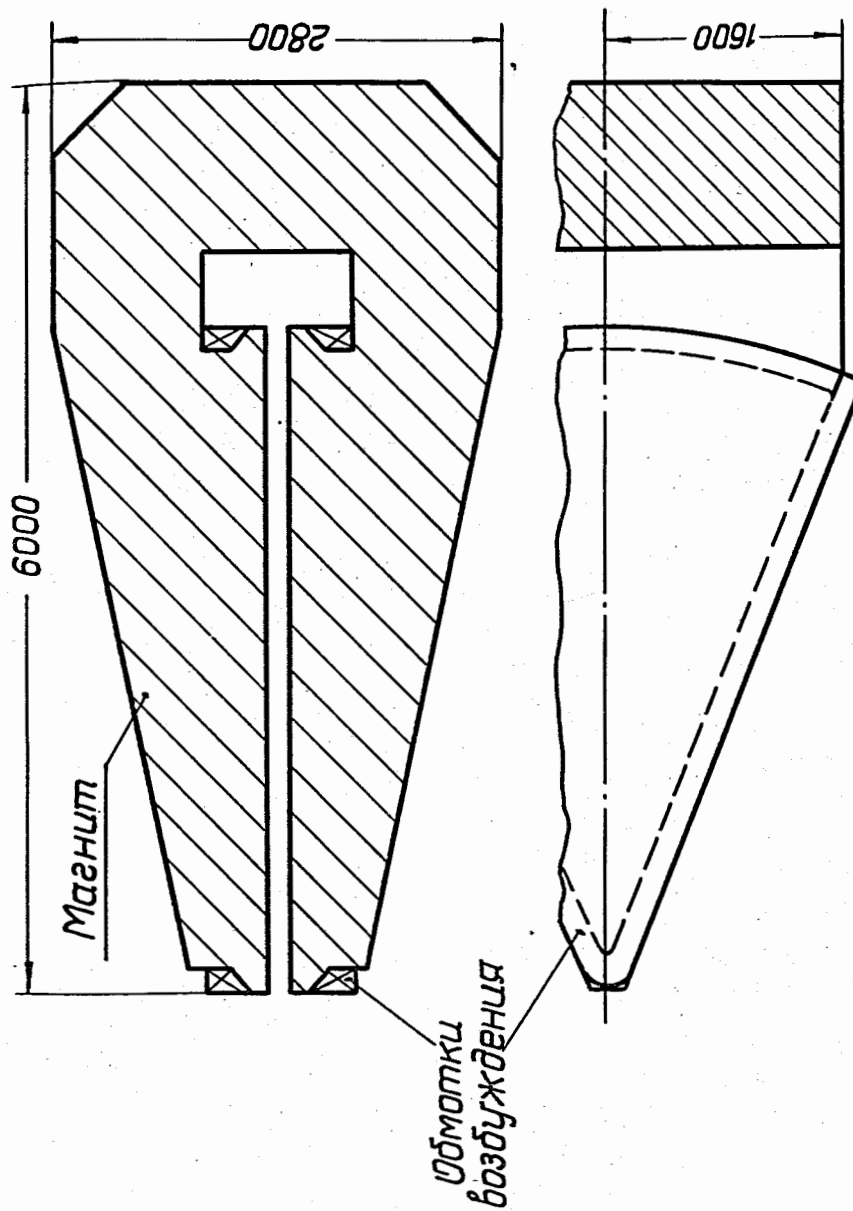


Рис.2. Секторный электромагнит.

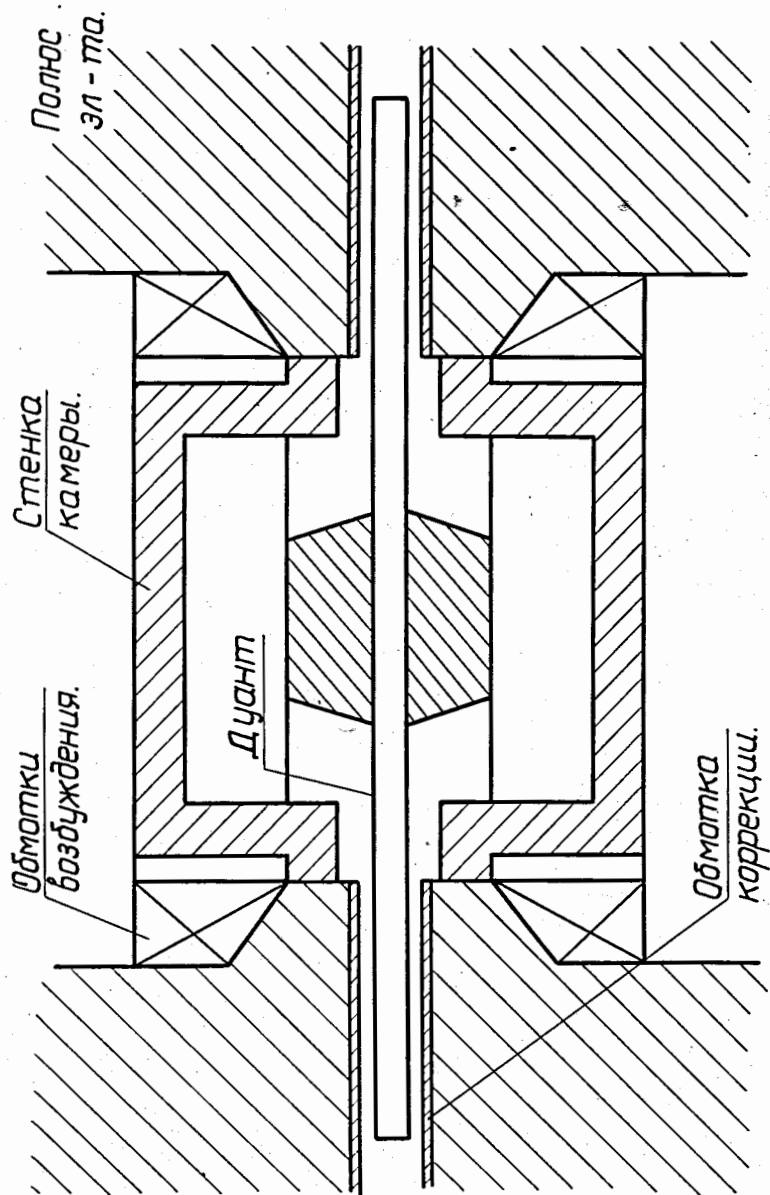


Рис. 3. Разрез камеры по линии А-А (рис.1.)

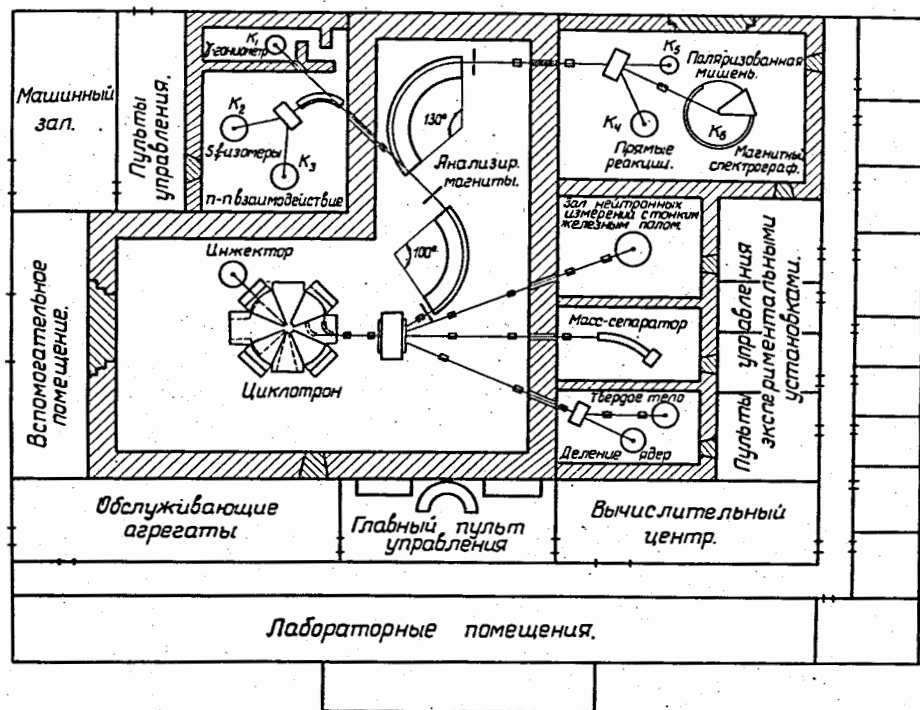


Рис. 4. Схематический план корпуса.  
 Масштаб 0 4м 8м.

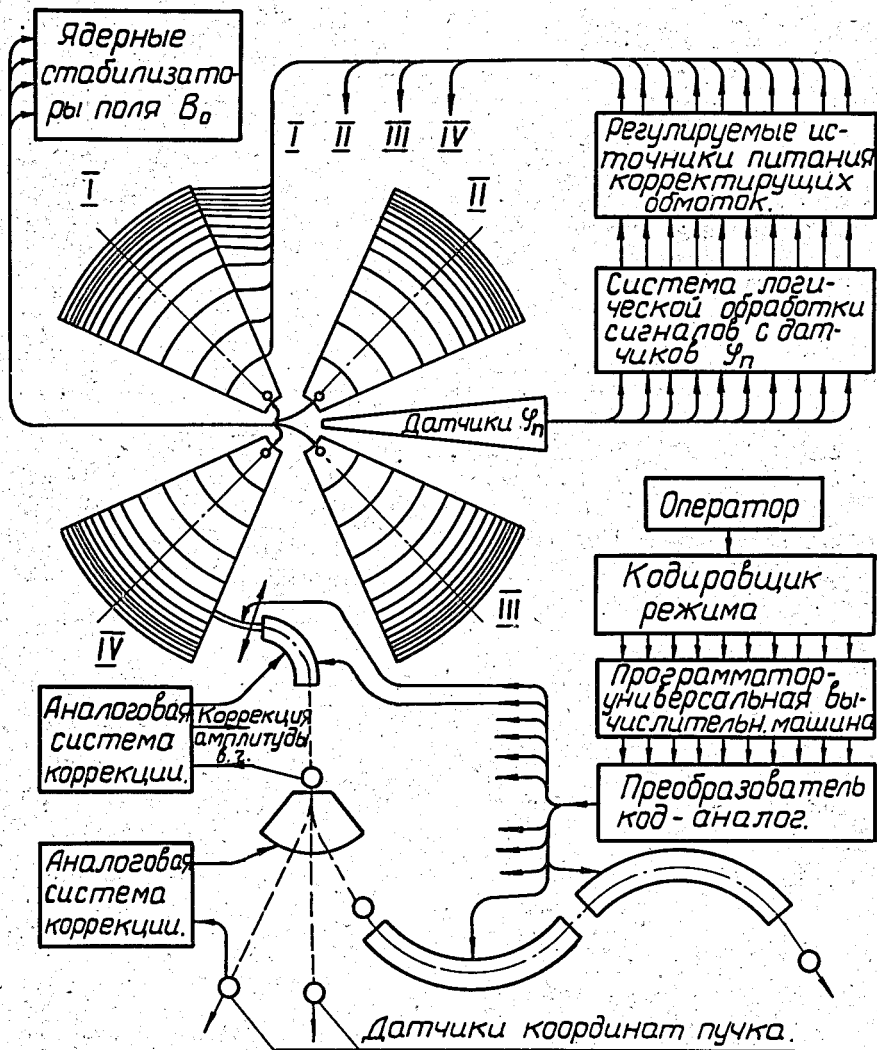


Рис. 5. Блок-схема системы управления циклотроном.