

5179/2-79



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

14/12-79

0-361

P9 - 12843

Ю.Ц.Оганесян

ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ  
С ПОМОЩЬЮ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ  
И РАЗВИТИЕ  
УСКОРИТЕЛЬНЫХ УСТАНОВОК ЛЯР ОИЯИ

Предложение и физическое обоснование  
изохронного циклотрона  
с разделенными секторами ( II ступень ускорения  
тяжелых ионов до энергий 50-250 МэВ/нуклон)

1979

P9 - 12843

Ю.Ц.Оганесян

**ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ  
С ПОМОЩЬЮ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ  
И РАЗВИТИЕ  
УСКОРИТЕЛЬНЫХ УСТАНОВОК ЛЯР ОИЯИ**

Предложение и физическое обоснование  
изохронного циклотрона  
с разделенными секторами ( II ступень ускорения  
тяжелых ионов до энергий 50-250 МэВ/нуклон)

Оганесян Ю.Ц.

P9 - 12843

ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ С ПОМОЩЬЮ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ  
И РАЗВИТИЕ УСКОРИТЕЛЬНЫХ УСТАНОВОК ЛЯР ОИЯИ.

Предложение и физическое обоснование изохронного циклотрона  
с разделенными секторами / II ступень ускорения  
тяжелых ионов до энергий 50-250 МэВ/нуклон/

Обсуждаются перспективы развития исследований с помощью ускоренных тяжелых ионов в некоторых областях физики и современной техники. Из анализа данных, полученных к настоящему времени, следует, что будущие эксперименты требуют, как правило, увеличения интенсивности, энергии и расширения диапазона масс ускоряемых ионов. В связи с этим рассматривается возможность получения интенсивных пучков ионов от гелия до урана с энергией от 250 до 50 МэВ/нуклон соответственно. Показаны преимущества циклотронного метода ускорения ионов до этих энергий. Рассматривается возможность использования циклотронов У-200 и У-400 в качестве инжекторов для изохронного циклотрона с разделенными секторами с радиусом около 5 м / II ступень ускорения/.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Oganessian Yu.Ts.

P9 - 12843

PROSPECTS OF INVESTIGATIONS BY MEANS OF HEAVY IONS  
AND DEVELOPMENT OF ACCELERATING FACILITIES OF LNR (JINR).  
Proposal and Physical Foundation for the Isochronous  
Cyclotron with Separated Sectors (IInd Stage of  
Acceleration of Heavy Ions up to 50-250 MeV/nucleon)

Prospects of investigations by means of accelerated heavy ions in some regions of physics and up-to-date technology are discussed. It follows from the analysis of available data that the future experiment require, as a rule, the increasing intensity, energy and widening range of accelerated ion masses. In this connection a possibility is considered of production of intense ion beams from helium up to uranium with the energy from 250 to 50 MeV/nucleon, respectively. The advantages of cyclotron method of ion acceleration up to these energies are shown. A possibility of using isochronous cyclotrons U-200 and U-400 as injectors for isochronous cyclotron with separated sectors of approx. 5 m acceleration radius is also considered for the second stage of acceleration.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## 1. ПЕРСПЕКТИВЫ ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Прогнозирование развития научных исследований, как известно, - задача сложная. Особенно трудно предугадать ожидаемые результаты. Вследствие большой неопределенности /осторожности/ в предсказаниях всегда возникает вопрос о том, в каком соотношении необходимо затрачивать усилия /которые всегда ограничены/ на развитие традиционных направлений и на новые идеи /всегда многообещающие/.

В относительно "молодом" направлении исследований физики атомного ядра, проводимом с помощью тяжелых ионов, вся история которого насчитывает около 25 лет, решение этого вопроса не представляло до последнего времени больших трудностей. Возможности ядерных исследований с помощью тяжелых ионов оказались столь широки, что круг задач ограничивался в основном возможностями ускорительных установок.

В октябре 1957 г. на Всесоюзной конференции по ядерным реакциям<sup>1</sup> были представлены самые первые результаты исследований с помощью пучков тяжелых ионов, полученных на 150-сантиметровом циклотроне Института атомной энергии.

В каждой работе /а они относились к самым различным областям физики/ первый эксперимент являлся как бы "показателем перспективности", которую затем можно было представить в более конкретных очертаниях, принимая во внимание сооружение нового и по тем временам мощного ускорителя тяжелых ионов в Дубне /У-300/.

По существу данные работы явились основой научной программы на последующие 10-15 лет. Эти годы оказались весьма плодотворными.

С тяжелыми ионами связан значительный прогресс в области деления ядер /явление изомерии формы, запаздывающее деление, закономерности спонтанного деления трансураниевых элементов/, изучение свойств ядер вблизи границы устойчивости /эмиссия запаздывающих протонов и  $\alpha$ -частиц, определение стабильности нейтронно-избыточных легких ядер/, исследования механизма взаимодействия сложных ядер /образование составных ядер с высоким угловым моментом, реакции передачи, ядерные квази-молекулы и др./, а также ряд методических разработок, нашедших в последующем применения в задачах прикладного характера.

С созданием мощного ускорителя получил развитие принципиально новый метод синтеза элементов, образующихся в ядерных реакциях с тяжелыми ионами. На ускорителях в Дубне и Беркли были получены изотопы шести новых элементов таблицы Д.И.Менделеева.

Изучение химических свойств трансактинидных элементов явилось проверкой фундаментального Периодического закона Менделеева: теоретический анализ физических свойств тяжелых ядер /особенно спонтанно делящихся/ явился основой предсказания повышенной стабильности сверхтяжелых элементов в области магических чисел  $Z = 110-114$  и  $N = 184$ .

Все это, естественно, послужило стимулом для быстрого развития данного направления.

В настоящее время исследования с помощью тяжелых ионов стали частью научных программ крупных национальных центров в США /Беркли, Ок-Ридж, Техас/, ФРГ /Дармштадт, Юлих, Гейдельберг/, Франции /Орсэ, Кан/, Англии /Манчестер, Дарсбурри/, Японии /Осака, Токио/. На эти исследования затрачиваются громадные средства. В научных журналах "Physical Review", "Zeit. für Physik", "Nucl. Phys.", "Ядерная физика" появились специальные разделы по тематике тяжелых ионов. Создаются новые ускорительные комплексы тяжелых ионов для исследований в области релятивистских энергий, обсуждаются проекты использования пучков тяжелых ионов для управляемого термоядерного синтеза и т.д.

Поэтому теперь все необходимо рассматривать в существенно большем масштабе, соразмерно с этим растут и трудности.

Возможно, однако, что и в этом случае разумно опираться на те области исследований, где сделан уже первый шаг, позволяющий оценить дальнейшую перспективу. Мы попытаемся это сделать там, где имеется такая возможность, не претендуя, конечно, на однозначность и полноту подобного анализа.

#### Область низких энергий /вблизи кулоновского барьера/

Пучки тяжелых ионов с энергией ниже кулоновского барьера ядерных реакций являются прекрасным инструментом для детальных исследований структуры электронных оболочек атома.

В последние годы получили развитие работы по исследованию рентгеновского излучения в процессе кулоновского рассеяния ядер <sup>12/</sup>. Экспериментальные спектры излучения, полученные в области известных ядер ( $Z \leq 108$ ), показали большие возможности этого подхода для проверки фундаментальных

закономерностей квантовой электродинамики: определения, в частности, значения  $Z_{\text{крит.}}$ , при котором энергетические состояния К-электронов сверхтяжелого атома попадают в область отрицательного континуума /рис. 1/.

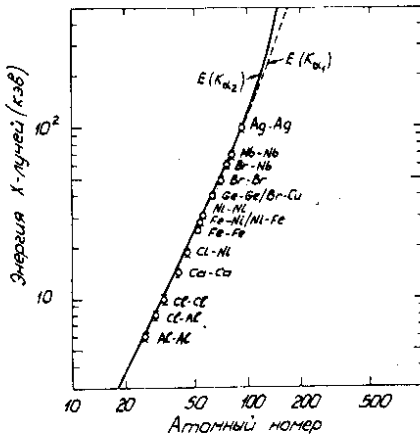
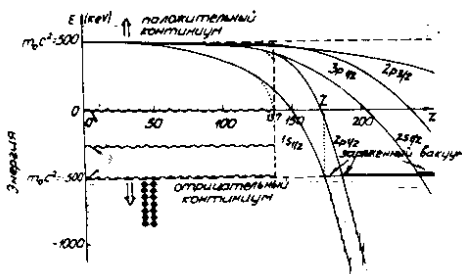


Рис. 1. а/ Экспериментальные данные по измерению граничной энергии спектра X-лучей квазиатомов в зависимости от их атомного номера. Сплошная кривая - расчетные данные. б/ Изменения энергетического состояния электронов  $1s\ 1/2$ ,  $2p\ 1/2$  и т.д. в зависимости от атомного номера. Показаны критические значения  $Z_{\text{крит.}}$  при которых данные состояния оказываются в области отрицательного континуума, что должно привести к "распаду" нейтрального вакуума, сопровождаемого спонтанным рождением позитронов.



Ожидаемый при этом яркий эффект - спонтанное рождение двух позитронов - явился предметом исследований на ускорителе UNILAC в реакциях  $^{238}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ .<sup>4</sup> Экспериментальное наблюдение этого явления оказалось затруднительным из-за большого фона, обусловленного позитронами ядерного происхождения. Кардинальным решением вопроса, как считают авторы, явилось бы резкое повышение эффекта за счет вакансий на внутренних оболочках взаимодействующих ионов. Это обстоятельство, в свою очередь, потребует увеличения энергии ионов  $^{238}\text{U}$  до  $50 \div 100$  МэВ/нуклон.

При кулоновском рассеянии тяжелых ионов с большой вероятностью, как известно, возбуждаются также ядерные состояния, в частности, высокоспиновые уровни ротационных полос. Для деформированных ядер редкоземельной группы в реакциях с ионами Хе удалось подняться до состояний с угловым моментом  $28^+$ , что соответствует энергии около 8 МэВ <sup>5/</sup>.

В области тяжелых ядер столь сильные возбуждения могут приводить к делению на два осколка. По предварительным данным кулоновское деление наблюдалось в реакции  $^{238}\text{U} + ^{181}\text{Ta}$  с сечением  $\sim 10^{-83} \text{ см}^2$  <sup>6/</sup>.

Дальнейшие эксперименты по изучению этого явления требуют значительного увеличения интенсивности лучков /до  $10^{12} - 10^{13}$  част./с/ самых тяжелых ионов вплоть до урана.

Наконец, традиционные исследования упругого и квазиупругого рассеяния тяжелых ионов представляются весьма перспективными вследствие применимости квазиклассического подхода /траекторные расчеты/ для определения радиуса взаимодействия ядер с высокой степенью точности <sup>8/</sup>. Радиус взаимодействия, как известно, связан с радиусом ядра, который может быть извлечен из экспериментальных данных с помощью оптической модели и сопоставлен с известными данными по упругому рассеянию электронов <sup>9/</sup> и протонов с энергией 1 ГэВ <sup>10/</sup>. Для более прецизионных исследований ядерной поверхности представляется интересным экспериментальное исследование предсказанного теоретически эффекта дифракции тяжелых ионов /энергетические осцилляции при рассеянии назад/, подобного так называемому "радарному рассеянию" электромагнитных волн на маленькой капле <sup>7/</sup>. Эти эксперименты требуют, однако, высокого энергетического разрешения /0,1 ÷ 0,15 МэВ/.

### Область энергий $5 \leq \epsilon \leq 50$ МэВ/нуклон

Основные экспериментальные результаты прошедших лет были получены при энергиях, непосредственно примыкающих к кулоновскому барьеру реакции /  $5 \leq \epsilon \leq 10$  МэВ/нуклон/. Еще в ранних работах А.С.Карамяна с сотрудниками <sup>11/</sup> было показано, что при определенных условиях в процессе взаимодействия сложных ядер с большой вероятностью происходит их полное слияние с образованием составного ядра. В последующем этот процесс был исследован весьма детально экспериментально и теоретически. Из анализа известных к настоящему времени данных можно указать две возможности:

1) получать ядра с высокой энергией возбуждения и большим угловым моментом; распад таких ядер путем каскадного

испарения нейтронов должен приводить к образованию сильно нейтронодефицитных ядер, испытывающих  $\beta^+$ -распад с последующей эмиссией протонов или  $\alpha$ -частиц [12];

ii) получать ядра, слабовозбужденные в реакциях с эмиссией всего одного или двух нейтронов, для чего используются экзотические ионы типа  $^{48}\text{Ca}/^{13}/$ ; подобные реакции явились эффективным способом синтеза новых трансфермиевых элементов вплоть до  $Z = 107$  [14].

Нам представляется, что в первом случае дальнейшее продвижение в область более высоких энергий до  $50 \div 60$  МэВ/нукл. приведет в заметной доле случаев к образованию сильно возбужденных составных ядер  $[E^* > 200 \text{ МэВ}]$ , температура которых может оказаться сравнимой с энергией связи нейтронов [рис. 2].

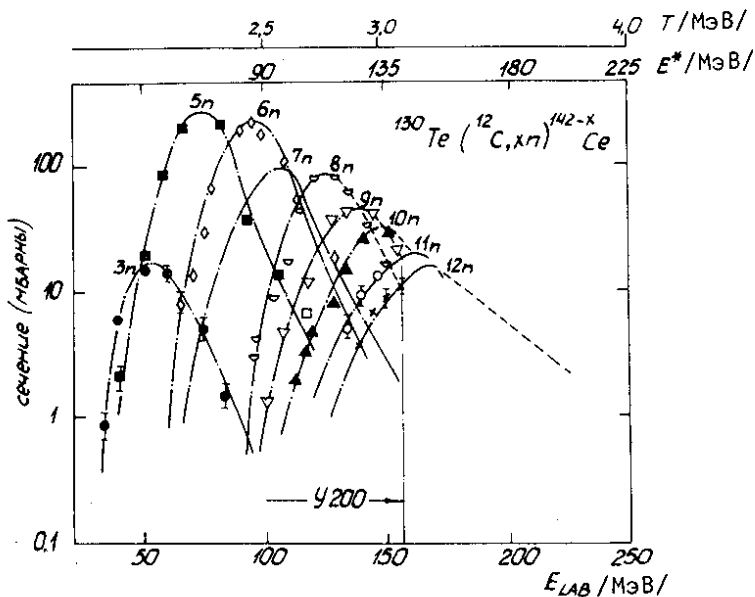


Рис. 2. Экспериментальные зависимости сечения реакций с испарением нейтронов /от 3 до 12/ при девозбуждении составного ядра, образующегося в реакции  $^{130}\text{Te}(^{12}\text{C}, xn)^{142-x}\text{Ce}$  [15]. Данные получены на ускорителе У-200 при максимальной энергии ионов углерода около 14 МэВ/нуклон /нижняя шкала/, что соответствует энергии возбуждения составного ядра около 140 МэВ и температуре  $\sim 3,2$  МэВ - верхние шкалы.



Можно полагать, что механизм эмиссии нуклонов из такого ядра будет существенно отличаться от классического квазистационарного процесса испарения нейтронов, который имеет место в условиях, когда  $E^* \ll E^{связи}$ . Здесь, по-видимому, большую роль будут играть предравновесные процессы, зависящие от динамических характеристик и свойств ядер /диссипация вносимой энергии, сжимаемость ядра, теплопроводность ядерного вещества, характерные моды колебаний и вращений сильно нагретого ядра и др./.

Не исключено, что именно неравновесные процессы могут также сыграть большую роль в образовании слабозбужденных и даже "холодных" ядер. Эксперименты, проведенные нами, показали, что в реакциях с тяжелыми ионами с энергией  $\sim 7$  МэВ/нуклон наблюдается испускание заряженных частиц (p, d, t, He), скорость которых превышает скорость бомбардирующего иона. При определенных условиях легкая частица может унести всю избыточную энергию, оставляя ядро практически в невозбужденном состоянии /рис. 3/.

Изучение этого явления представляет самостоятельный интерес как с точки зрения механизма реакции, при которой вносимая энергия передается в основной доле легкой частице, так и возможности получения "холодных" ядер с энергией вращения в несколько десятков МэВ /"бешено вращающиеся" ядра/. Исследование подобных ядер представляет большой интерес в свете изучения их ротационной структуры / $\Upsilon$ рас -полоса и ловушки/, а также характера их распада / $\gamma$ -излучение и эмиссия нейтронов, деление и др./.

Следует отметить, что эти реакции могут быть использованы для синтеза новых изотопов тяжелых элементов, включая и сверхтяжелые ( $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{292}\text{114} + ^4\text{He}$ ). Это потребует, однако, высоких интенсивностей ионов с массой  $A \sim 60 / 10^{14}$  част./с/ и с энергией до 20 МэВ/нуклон.

Рассматриваемый выше процесс образования составного ядра является конечной стадией более общего механизма взаимодействия сложных систем, испытывающих существенную эволюцию от момента соприкосновения до полного слияния. Из всех этапов этого сложного превращения, характеризующего определенной динамикой развития, особый интерес представляет процесс, непосредственно предшествующий образованию составного ядра, получивший название "реакций глубоконеупругих передач" <sup>16</sup>. В этих реакциях, благодаря переносу/диффузии/ большого числа нуклонов, могут образовываться экзотические изотопы, в ряде случаев также далеко отстоящие от масс взаимодействующих ядер <sup>17</sup>. Иллюстрацией этому является синтез легких ядер вблизи границы или непосредственно на границе нейтрон-

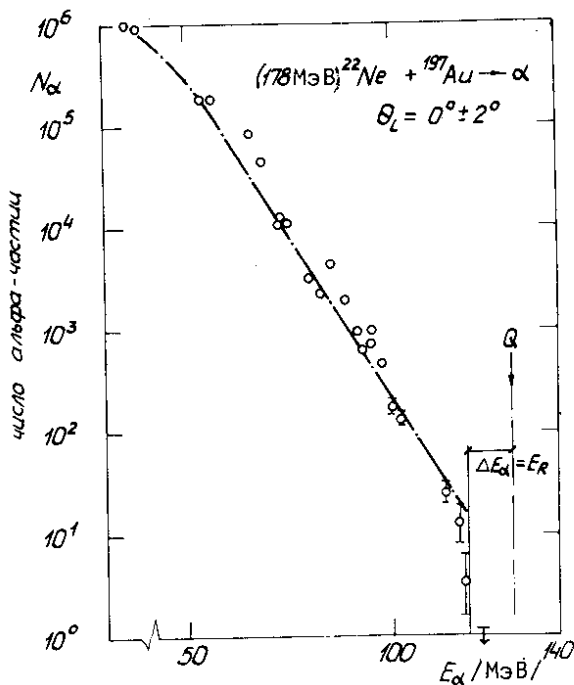


Рис. 3. Энергетический спектр альфа-частиц, испущенных под углом  $0^\circ$  по отношению к направлению пучка  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 178 МэВ, падающего на Au- мишень. Величина  $\Delta E_\alpha = Q - E_\alpha^{\text{max}} / Q$  - порог реакции / численно равна энергии вращения ядра  $^{215}\text{Fr}$ .

ной стабильности /  $^8\text{He}$ ,  $^{14}\text{Be}$  и т.д. /  $^{18}\text{F}$ . При высокой интенсивности пучка ионов возможна постановка экспериментов по изучению свойств этих ядер во вторичных реакциях / например, опыты по рассеянию  $^8\text{He}$  / и, в некоторых случаях, их предварительное ускорение до более высокой энергии.

Подобные реакции могут быть использованы также для синтеза сверхтяжелых элементов, находящихся вблизи вершины остова стабильности /  $Z = 110 - 114$ ,  $N = 184$  /. В этом случае оптимальной является реакция между наиболее тяжелыми ядрами типа  $\bar{U} + U$ , в которой можно получить в качестве фрагмента сверхтяжелое ядро, отстоящее примерно на 60 массовых единиц от масс взаимодействующих ядер. Подобные эксперимен-

ты проводились в течение последних лет на ускорителе UNILAC в Дармштадте /ФРГ/ и дали лишь верхнюю границу образования СТЭ на уровне  $10^{-85} \div 10^{-84} \text{ см}^2/19$ . Интенсивность пучка ионов урана в этих опытах составляла около  $/2-5/ \cdot 10^{10}$  ионов/с. Вместе с тем, исходя из анализа сечений и энергетического распределения легких фрагментов /дополняющих сверхтяжелый фрагмент/ можно полагать, что сечение образования сверхтяжелых ядер в основном состоянии может быть в сотни раз меньше полученного предела вследствие их значительного возбуждения и большой делимости <sup>20</sup>. Поэтому данный способ синтеза требует существенного повышения чувствительности - в основном за счет повышения интенсивности пучка ионов урана.

Возможно также, что реакции глубоконеупругих передач окажутся более эффективными для получения новых тяжелых и относительно долгоживущих изотопов трансфермиевых элементов, особенно в случае использования более тяжелых мишеней  $/^{248}\text{Cm}$  или  $^{249}\text{Cf}$  /.

#### Область энергий 50 МэВ/нуклон

В настоящее время проявляется большой интерес к механизму взаимодействия тяжелых ядер при скоростях, превышающих скорость звука в ядерном веществе  $/v \geq v_s$ , где  $v_s$ , по оценкам, составляет около  $0,15 \div 0,2$  с/.

Не исключено, что исследование этого процесса даст некоторое представление об общих /фундаментальных/ свойствах ядерного вещества /уравнение состояния/ подобно тому, как это имело место в классической физике малой плотности или астрофизике, где объекты обладают, наоборот, большей плотностью в условиях громадного гравитационного давления. Если для ядерного вещества окажется применимой в какой-то степени классическая аналогия взаимодействия, протекающего при скоростях  $v \geq v_s$  /переход звукового барьера, распространение ударных волн, кумуляция энергии в отдельных участках среды и т.д./, то, возможно, что при определенных условиях можно будет получить в короткий промежуток времени /сравнимый со временем взаимодействия ядер/ локальную плотность, в несколько раз превышающую ядерную в равновесном состоянии <sup>21</sup>.

Подобный "сгусток" вещества должен обладать необычными свойствами, которые проявятся в характеристиках его распада - в спектрах и угловых распределениях испускаемых частиц. С повышением плотности будет возрастать температура и ядро

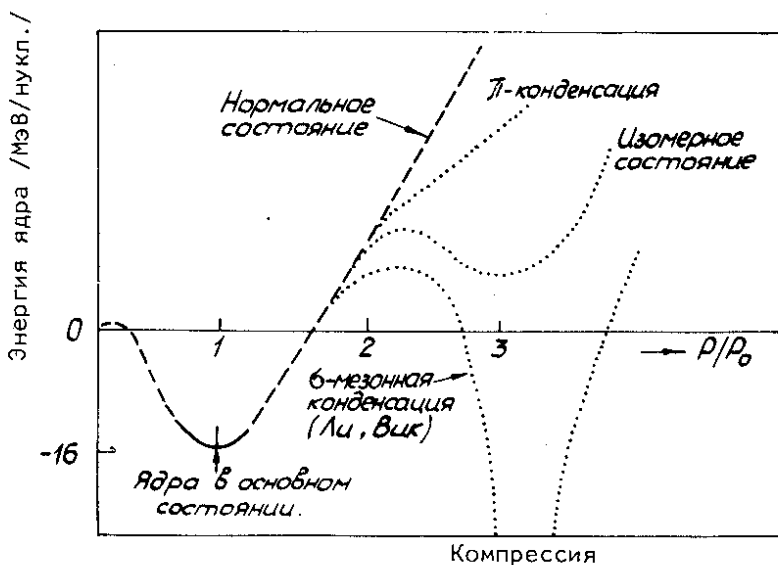


Рис. 4. Зависимость полной энергии ядра от плотности. Иллюстрируются результаты различных расчетов в области  $\rho > \rho_0$ .

/или участок ядра/ окажется в необычном состоянии, как правило, неустойчивом. Однако при определенных условиях, обусловленных целым рядом теоретических предположений относительно характера нуклонного взаимодействия в ядре, находящемся к тому же в столь необычном состоянии, возможен фазовый переход /  $\pi$ -конденсация/. В результате этого превращения ядро окажется в новом состоянии с повышенной плотностью, отделенном от состояния с обычной плотностью потенциальным барьером <sup>22</sup> /рис. 4/.

Исследование в этой области пока целиком определяется экспериментальными возможностями, которые весьма ограничены вследствие слабых интенсивностей ионных пучков / $\sim 10^8$  част./с/, энергию которых к тому же необходимо значительно понижать с тем, чтобы приблизиться к области  $v \approx v_s$ . Но даже в этих условиях полученные в настоящее время результаты в Дубне <sup>23</sup> и Беркли <sup>24</sup> представляют несомненный интерес в свете "коллективных эффектов" взаимодействия сложных ядер в релятивистской области энергий.

Выше указывалась возможность повышения ядерной плотности в  $2 \div 5$  раз. Вместе с тем, принимая во внимание большую

удельную ионизацию тяжелых ионов, особенно в конце пробега /кривая Брэгга/, можно в принципе получить стократное и даже тысячекратное сжатие вещества - под действием импульсного потока ионов большой мощности.

Эта идея широко обсуждается в настоящее время как наиболее перспективный способ осуществления управляемого термоядерного синтеза. Пороговая температура DT-реакции /  $10^{8,5}$  К/ достигается здесь за счет громадного повышения давления в центре образца /до  $10^{12}$  атм./ путем всестороннего сжатия исходного вещества, находящегося в Au-оболочке диаметром несколько миллиметров, пучком ионов импульсной мощности  $10^{13} - 10^{14}$  Вт.<sup>25</sup>

Согласно оценкам, импульсная мощность  $\sim 50$  ТВт будет вполне достаточной для синтеза 10 мкг DT-смеси /энергодделение  $\sim 0,02$  МДж/ вследствие высокой объемной компрессии твердой таблетки /  $5 \cdot 10^8$  /, что значительно превышает результат, достигнутый в настоящее время с помощью импульсных источников света от сверхмощных лазеров.<sup>26</sup>

При этом достигается чрезвычайно высокая импульсная объемная плотность нейтронов /  $\sim 10^{25}$  нейтр./см<sup>3</sup> /, которая открывает возможности постановки новых экспериментов, к числу которых следует отнести опыты по рассеянию нейтронов на свободном нейтроне, а также исследования в области нуклосинтеза, включая синтез сверхтяжелых элементов /рис. 5/.

Другие идеи связаны с получением критической массы в малом объеме /  $\sim 1$  мг/, для чего необходимо значительно меньшее сжатие /  $\sim 100 \div 200$  /, но уже при большей плотности стартового вещества.<sup>27</sup>

Большие удельные потери тяжелых частиц позволяют исследовать вещество в экстремальных состояниях, в условиях сверхвысоких температур и существенного изменения структуры образца. Здесь необходимо особо выделить весьма важную область - радиационное материаловедение, связанную с исследованием металлов и композиционных сплавов, работающих в больших нейтронных потоках. Известно, что в тепловыделяющих элементах /ТВЭЛах/ мощного реактора при интегральном потоке  $10^{22} - 10^{23}$  нейтронов/см<sup>2</sup>. проявляются макроскопические дефекты структуры /разбухание, изменение упругих свойств и т.д./.

Эксперименты, проведенные в Дубне и Беркли с пучками ускоренных ионов углерода и железа, показали, что эти эффекты могут в ряде случаев успешно моделироваться на пучках тяжелых ионов, деструктивное воздействие которых в  $10^6 \div 10^7$  раз выше, чем у нейтронов в условиях практически полного отсутствия радиоактивности исследуемого образца.<sup>28</sup>

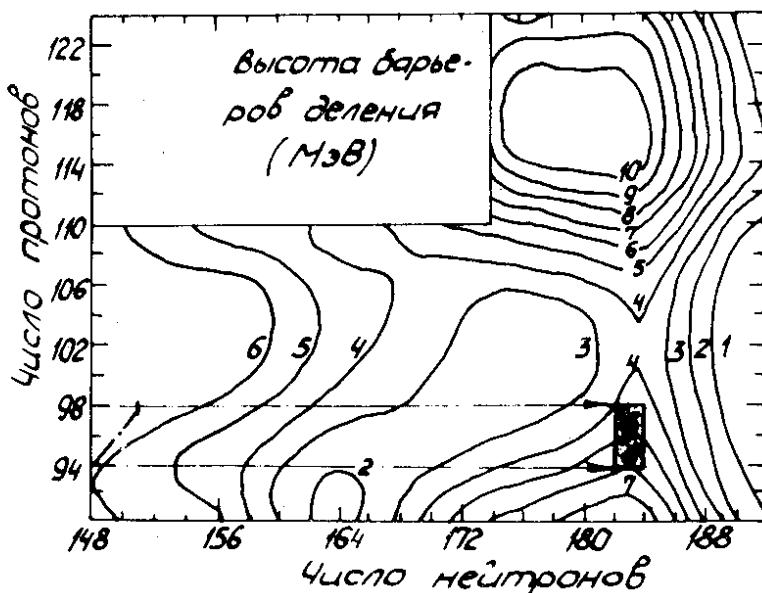


Рис. 5. Карта барьеров деления ядер. Стрелками указаны пути образования тяжелых изотопов в сильных импульсных потоках нейтронов.

Ускоренные ионы тяжелее ксенона могут быть использованы для получения ядерных фильтров из сополимеров тефлона, устойчивых к сильно агрессивным средам и работающих при температуре до  $400^{\circ}\text{C}$ .

Наконец, пучки тяжелых ионов могут быть использованы для глубокой послойной имплантации в различные вещества, включая монокристаллы.

Это дает широкие возможности исследований в физике твердого тела и полупроводниковой технике.

При интенсивности пучка ионов  $\sim 10^{13}$  част./с в исследуемый образец можно внедрять более чем 10 мкг/час инородного вещества в виде ускоренных частиц, глубина залегания которых строго определена и может варьироваться в широких пределах от 0,01 до 10 мм /рис. 6/.

Таким образом, из всей истории развития этого направления следует, что к настоящему времени исследования с помощью тяжелых ионов имеют большие потенциальные возможности во многих областях, связанных с фундаментальными проблемами современной физики.

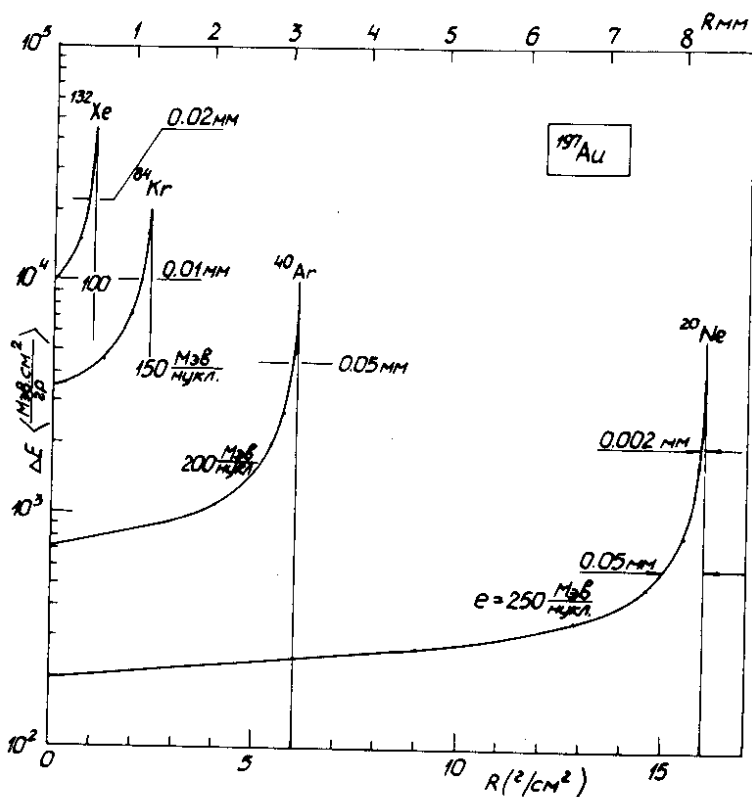


Рис. 6. Удельные потери энергии ионов /кривые Брегга/ в процессе торможения в слое золота. Пробеги ионов представлены в  $\text{г/см}^2$  - нижняя шкала и в миллиметрах - верхняя шкала. Приводится ширина пика поглощения в мм на полувысоте для ионов  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{84}\text{Kr}$  и  $^{132}\text{Xe}$ , ускоренных соответственно до энергии 256, 190, 145 и 100 МэВ/нуклон.

Ядерные реакции с тяжелыми ионами позволяют исследовать взаимодействие сложных систем, состоящих из большого числа нуклонов, в которых проявляются коллективные эффекты, связанные со свойствами ядерной материи - кулоновским и поверхностными силами, сжимаемостью и вязкостью ядерного вещества.

Продуктами этих реакций являются новые ядра, которые могут находиться в экстремальных состояниях вблизи границы ядерной устойчивости с большим избытком протонов или нейтронов, обладающие большой энергией возбуждения и высоким угловым моментом /"бешено вращающиеся" ядра/.

Реакции с тяжелыми ионами дают принципиально новые возможности синтеза тяжелых элементов, включая одну из важных задач ядерной физики - синтез и изучение свойств сверхтяжелых элементов.

Подтверждаются предсказания "Нобелевского лауреата проф. О.Бора, высказанные в 1973 г., о том, что "в ближайшие 10 лет развитие ядерной физики будет связано с использованием тяжелых ионов".

Тяжелые ионы предоставляют также уникальные возможности для исследований в области атомной физики, квантовой электродинамики, при проверке новых идей о возможности существования сверхтяжелых атомов, сверхплотных ядер и др.

Пучки тяжелых ионов большой мощности могут явиться уникальным способом исследования макроскопических свойств вещества при сверхвысоких давлениях и температурах /кумулятивное сжатие/, а также радиационной стойкости технологических материалов, включая создание прецизионных фильтров, создание новых материалов и многое другое.

#### Развитие ускорителей тяжелых ионов до энергии 10 МэВ/нуклон

Решение перечисленных выше задач связано с созданием мощных ускорительных установок, предназначенных для получения интенсивных пучков тяжелых ионов в широком диапазоне масс и энергий.

Выбор оптимальной конструкции ускорителя - проблема самостоятельная, так как достижение максимальных параметров по интенсивности, энергии и массе ускоряемых частиц является условием, как правило, противоречивым и требует компромиссного решения в каждом конкретном случае. Вместе с тем в развитии ускорителей тяжелых ионов имеются уже тенденции, которые, как нам кажется, интересно обсуждать в исторической последовательности.

Можно полагать, что первая попытка ускорения тяжелых ионов была предпринята Л.Альварецем в 1940 г., когда на классическом циклотроне Колумбийского университета были получены следы ускоренных ионов углерода <sup>28</sup>/.



Дальнейшее развитие эти работы получили лишь спустя 10 лет; Дж.Фремлиным и его коллегами на циклотроне Бирмингемского университета были ускорены ионы  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  и  $^{16}\text{O}$  с интенсивностью до  $10^{10}$  част./с<sup>29</sup>.

По сравнению с результатом первых попыток это было, безусловно, большим достижением.

По условиям опыта на циклотроне ускорялись лишь полностью или почти полностью ионизованные атомы ( $e/m = 0,3 \pm 0,5$ ), которые, не могли образовываться в сколь-либо заметном количестве в ионном источнике вследствие их высокого потенциала ионизации / K -оболочка/. Поэтому, как было показано авторами, процесс ускорения происходил в 2 этапа: ускорение на III гармонике ВЧ потенциала двухзарядных ионов с последующей обдиркой на остаточном газе в камере циклотрона и затем частичное ускорение шестизарядных ионов на основной гармонике.

Естественно, в такой постановке опыта энергетический спектр ионов имел широкое распределение, а интенсивность пучка зависела от многих условий.

Однако в принципе данный метод явился основой создания целого поколения ускорителей, в которых в процессе ускорения ионы скачкообразно увеличивают свой заряд. Конструктивно идея двухкаскадного ускорения получила весьма разнообразные решения: циклотрон + циклотрон /Дубна, 1971<sup>30</sup>/, проект ГАНИЛ /Кан, Франция<sup>31</sup>/, линейный ускоритель + циклотрон /Орсэ, Франция, 1969<sup>32</sup>/, Ок-Ридж, США, 1979<sup>33</sup>/, тандем + линейный ускоритель /Гейдельберг, ФРГ, 1977<sup>34</sup>/ и, наконец, линейный + линейный ускорители /Беркли, США, 1957<sup>35</sup>/, Манчестер, Англия, 1969<sup>36</sup>/, Дармштадт, ФРГ, 1975<sup>37</sup>/.

Последняя комбинация является, по-видимому, более подходящей для данного метода, так как в линейных ускорителях нет трудностей ввода и вывода пучков до и после обдирки, а вопрос согласования отдельных ступеней решается сравнительно просто. Весьма совершенной конструкцией подобного типа является, на наш взгляд, ускоритель UNILAC в Дармштадте<sup>37</sup> /запуск 1975 г./, на котором к настоящему времени получены пучки различных ионов от  $^{40}\text{Ar}$  до  $^{238}\text{U}$  с энергией до  $8 \div 10$  МэВ/нуклон. Некоторые параметры пучков этого ускорителя будут представлены на рис. 8.

Однако установки подобного типа имеют в своей основе ряд принципиальных ограничений.

В каскадном ускорителе энергия пучка на I ступени составляет 1,5-2 МэВ/нуклон, что дает максимальное изменение заряда иона при обдирке. В последующем ускорении энергия ионов определяется возможностями ускорения II ступени; для

линейного ускорителя, где  $E \sim Z_1^2$ , конечная энергия по существу пропорциональна длине установки.

Длина ускорителя UNILAC составляет ~113 м, мощность питания > 8 МВт. Поэтому, естественно, повышение энергии на этой установке представляет серьезную проблему и связано с большими затратами<sup>38/</sup>. С другой стороны, предел интенсивности определяется возможностями первой ступени, где при высоких плотностях тока пучка и относительно низкой энергии ионов весьма значительно влияние кулоновского расталкивания частиц /объемный заряд/.

В 1955 году, решая проблему ускорения тяжелых ионов в Институте атомной энергии на 150-сантиметровом циклотроне, группой сотрудников, работающих под руководством Г.Н.Флерова, был выбран иной путь. В основу был положен метод прямого ускорения, при котором частицы от ионного источника до конечного радиуса ускоряются с неизменным зарядом. Естественно, в данном случае центр тяжести проблемы перемещается на источник многозарядных ионов.

В 1955-57 гг. Б.Н.Маковым, П.А.Морозовым и М.С.Июffe<sup>39/</sup> работающими под руководством академика Л.А.Арцимовича, был создан плазменный источник, на котором были получены пучки ионов  $^{12}\text{C}^{4+}$ ,  $^{14}\text{N}^{5+}$  и  $^{16}\text{O}^{6+}$  с интенсивностью в сотни раз большей, чем на обычных циклотронных источниках того времени, работающих с маломощным пеннингковским разрядом<sup>40/</sup>.

Для прямого метода ускорения разумно было использовать ускоритель циклотронного типа, в котором  $E \sim Z_1^2$  и факторы, определяющие предельную интенсивность /объемный заряд, эмиттанс пучка на первых оборотах, темп ускорения и т.д./, значительно менее критичны по сравнению с линейными ускорителями.

В 1955 г. на 150-сантиметровом циклотроне ИАЗ были получены пучки ионов углерода, азота и кислорода с интенсивностью до  $10^{12}$  част./с и энергией до 6 МэВ/нуклон<sup>41/</sup>.

Эти результаты легли в основу циклотронного метода ускорения тяжелых ионов.

## 2. ЦИКЛОТРОНЫ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

В 1961 году в ОИЯИ был запущен 300-сантиметровый классический циклотрон тяжелых ионов<sup>42/</sup>, который в последующие 15 лет по своим параметрам /интенсивности и диапазону ускоряемых ионов/ был, пожалуй, лучшей установкой в мире.

Интересно отметить, что за этот же период времени конструкция ионного источника не претерпела существенных изме-

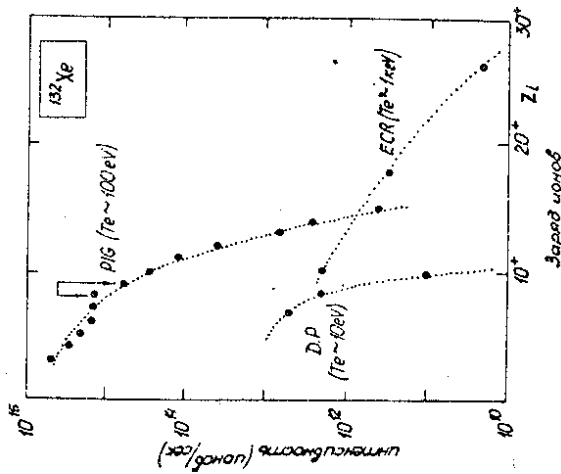


Рис. 7. Зарядовый спектр ионов ксенона, полученных в источниках различного типа: дуоплазматроне, плазменном источнике дугового типа и источнике, работающем на циклотронном резонансе (BCR). Для каждого вида источников даны примерные значения электронной температуры. Стрелками обозначены заряды ионов Xe, которые предполагается ускорять в циклотроне-инжекторе У-400.

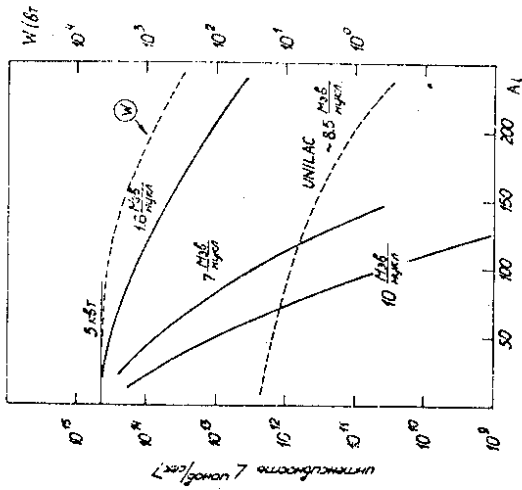


Рис. 8. Интенсивность выведенного пучка ионов, ускоренных на ионохронном циклотроне У-400. Правая шкала - мощность пучка. Ограничения интенсивности легких ионов ( $A_1 \sim 40$ ) соответствуют уровню мощности 5 кВт.

нений. Скорее наоборот, в результате большой экспериментальной работы, проведенной в ЛЯР ОИЯИ А.С.Пасюком с сотрудниками<sup>/48/</sup> на специальных стендах и непосредственно на ускорителях, были найдены большие возможности в повышении интенсивности и заряда ионов /импульсный режим/, а также в создании различных модификаций конструкции, позволяющих получать интенсивные пучки ионов таких редких изотопов, как  $^{48}\text{Ca}^{7+}$ ,  $^{50}\text{Tl}^{8+}$ ,  $^{54}\text{Cr}^{+8}$ ,  $^{58}\text{Fe}^{9+}$  и др., используя исходное вещество непосредственно в твердой фазе<sup>/44/</sup>.

Попытки увеличения заряда ионов за счет повышения температуры плазменного разряда /  $T_e > 0,1$  кэВ/ с использованием мощных лазеров<sup>/45/</sup>, СВЧ мощности до 1 МВт /циклотронный резонанс<sup>/46/</sup> / или электронно-лучевых источников<sup>/47/</sup> дали, в конечном итоге, продвижение в сторону более высоких зарядов, но при относительно низких значениях средней интенсивности многозарядных ионов /рис. 7/.

Поэтому в последующем, при создании более мощной установки - изохронного циклотрона У-400 - была принята известная конструкция плазменного источника У-300.

### Ускоритель У-400

Параметры установки У-400 позволяют в равной степени использовать как максимально достижимый заряд ионов /предельная энергия при относительно низкой интенсивности пучка/, так и максимальную интенсивность /предельный ток пучка при относительно малой энергии/<sup>/48/</sup>. Выполнение этих условий потребовало создания высокого уровня магнитного поля в объеме ускорительной камеры, а также глубокой вариации поля  $H_r(\theta)$  по азимуту для фокусировки пучка в процессе ускорения. Получение высоких значений магнитных полей в зазоре больших электромагнитов явилось предметом длительных исследований, проводимых в ЛЯР ОИЯИ с 1967 г. на специальных стендах. Результаты привели к созданию действующих моделей У-200<sup>/49/</sup> /У-200П<sup>/50/</sup> / и затем У-400.

В отличие от многих известных конструкций изохронных циклотронов в этих машинах среднее значение магнитного поля составляет  $\bar{H} = 20 \pm 22$  кЭ при азимутальной вариации от  $H_{\max} = 26,5$  кЭ до  $H_{\min} = 15,2$  кЭ. Для ускорителя У-400 энергия ионов составляет  $\epsilon = 710 Z_i^2 / A$ . Радиочастотная система циклотрона выполнена таким образом, что частица испытывает четырехкратное ускорение, повышая за 1 оборот энергию на величину  $\Delta E = k_m Z_i e V_0 \cos \phi$  /МэВ/, где  $k_m = 2,8; 3,6$  и  $4,0$  при работе соответственно на II, III и IV гармониках ВЧ потенциала. В диапазоне частот резонансного контура от 6 до

12 МГц можно ускорять ионы с отношением заряда к массе в интервале  $0,045 \leq e/m \leq 0,2$ .

Для различных значений энергии ионов зависимости интенсивности пучка от массы ускоряемых ионов представлены на рис. 8.

В области энергий  $\epsilon \leq 5,5$  МэВ/нуклон /кулоновский барьер взаимодействия с U / интенсивность пучка ионов с массой  $A_1 \leq 60$  может достигать более чем  $10^{14}$  част./с, что и является основным преимуществом циклотрона У-400 по сравнению со всеми существующими и проектируемыми ускорителями тяжелых ионов.

Полученные в настоящее время интенсивности пучков  ${}_{20}\text{Ne}^{2+}$ ,  ${}_{40}\text{Ar}^{4+}$  и  ${}_{40}\text{Ca}^{4+}$  / $\sim 3 \cdot 10^{13}$  част./с/ ограничиваются мощностью радиочастотной системы. Эти значения могут быть повышены в 5-10 раз путем повышения средней мощности ВЧ генератора /до 100-150 кВт/, улучшения вакуума /до  $3 \cdot 10^{-7}$  Тор/ и некоторой оптимизации условий вытягивания из ионного источника и движения частиц на первых оборотах /вертикальный источник/.

Однако с ростом массы частицы интенсивность пучка существенно уменьшается вследствие сильного падения выхода ионов с увеличением ионного заряда /рис. 8/. Интенсивность ионов  ${}^{132}\text{Xe}$  с энергией  $\sim 10$  МэВ/нуклон будет составлять всего  $10^{10}$  част./с, а ионы  ${}^{238}\text{U}$  с зарядом  $25-30+$  практически невозможно получить в источнике данного типа.

Вместе с тем в области малых энергий / $e/m = 0,05$ ,  $\epsilon = 1,8$  МэВ/нуклон/ эта зависимость значительно менее сильная и предельные интенсивности могут быть  $\sim 10^{14}$ /с во всем диапазоне масс ионов вплоть до урана.

На ускорителях У-200 и У-400 вывод пучка осуществляется путем перезарядки ионов на внутренней мишени. Скачкообразное изменение начального заряда иона /в 3-4 раза/ приводит к столь же сильному изменению радиуса, и частица, описывая сложную траекторию движения, выводится из ускорительной камеры [51].

Зарядовые распределения ионов на выходе ускорителя в области масс от 4 до 238 представлены на рис. 9.

Значительное повышение удельного заряда /вдвое на У-200 и в 4 раза на У-400/ открывает большие возможности для дальнейшего ускорения этих ионов вплоть до энергии более чем 100 МэВ/нуклон в широком диапазоне масс.

Использование существующих ускорителей У-200 и У-400 в качестве инжекторов для второй ступени является, на наш взгляд, самым прямым, и, как будет показано ниже, наиболее эффективным решением проблемы получения интенсивных пучков

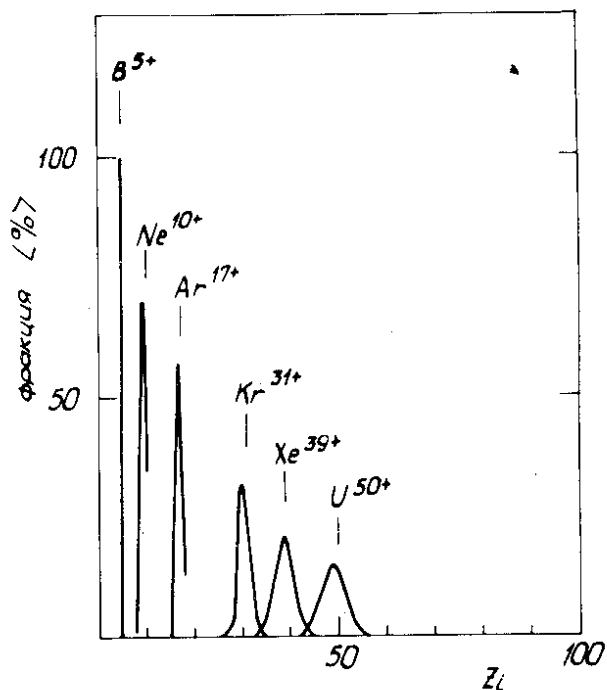


Рис. 9. Зарядовое распределение ионов на выходе циклотрона У-400 после прохождения перезарядной углеродной мишени.

ионов всех стабильных, а в ряде случаев и нестабильных элементов Периодической таблицы Д.И.Менделеева.

### 3. ПРЕДЛОЖЕНИЕ ПО СОЗДАНИЮ ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА С РАЗДЕЛЕННЫМИ СЕКТОРАМИ

/Вторая ступень - ускорение до энергий  
250 МэВ/нуклон

Нетрудно показать, что для эффективного захвата частиц в цикл последующего ускорения вторая ступень должна быть также установкой циклотронного типа, работающей в режиме фазового согласования с циклотроном-инжектором. Тогда, естественно, возникает вопрос о том, до каких энергий тяжелые частицы могут быть ускорены циклотронным методом?

На действующих циклотронах тяжелых ионов  $\epsilon_{\max}$  составляет  $\sim 20$  МэВ/нуклон<sup>49,50</sup>. В проекте ГАНИЛ /реализация 1983 г./ этот предел для ионов с  $A \leq 16$  будет поднят до 100 МэВ/нуклон<sup>31</sup>.

Однако в циклических протонных ускорителях типа "мезонные фабрики" (SIN<sup>53</sup>, TRIUMF<sup>54</sup>) циклотронный метод получил большое развитие и показал прекрасные возможности получения интенсивных пучков протонов /  $\geq 100$  мкА, а в ближайшем будущем  $\sim 1,5$  мА/ с энергией около 600 МэВ. И это не является пределом.

Имеются проекты повышения энергии до 1,5 ГэВ<sup>55</sup> - "каонные фабрики", и показана принципиальная возможность ускорения протонов циклотронным методом до 10 ГэВ<sup>56</sup>.

В установках подобного типа - циклотронах с разделенными секторами - захват протонов в режим ускорения и вывод пучка осуществляются с эффективностью  $\sim 100\%$  /на установке SIN - 99,9%/. Поэтому интенсивность ионов на выходе ускорителя практически равна интенсивности инжектируемого пучка.

Мы рассмотрим аналогичный вариант, который может быть использован в качестве II ступени ускорителя тяжелых ионов.

Оценим размеры этой установки. Если выбрать максимальное значение магнитного поля в секторе равным  $H_{\max} = 20$  кЭ, а угловую протяженность сектора таким образом, что  $H = 8,8$  кЭ /подобно установке SIN /, то можно определить критическую энергию  $\epsilon_{\text{крит.}}$  из условий радиальной и вертикальной устойчивостей пучка ионов в процессе ускорения от  $\epsilon_0$  до  $\epsilon_{\max}$ .

Результаты расчетов представлены на рис. 10 в виде зависимости флаттера от энергии ионов для различных граничных условий, накладываемых резонансными частотами вертикальных колебаний  $Q_z = 0; 0,25; 0,75$  и  $1,0$  и связанными частотами  $Q_z + Q_r = 2; Q_r = 2Q_z$ . Для циклотрона с прямолинейной границей сектора при  $F^2 = 1,45$  величина  $\epsilon_{\text{крит.}} \approx 320$  МэВ/нуклон при введении криволинейной границы /с углом спиральности  $\phi \approx 30^\circ$  / значение  $\epsilon_{\text{крит.}} \approx 700$  МэВ/нуклон. Повышение поля секторов за счет эффекта сверхпроводимости до 40 кЭ позволит достигнуть  $\epsilon_{\text{крит.}} \geq 1000$  МэВ/нуклон. Поэтому фокусировка пучка не является ограничивающим фактором. Кроме того, с ростом массы ионов отношение  $e/m$  уменьшается и в области  $A \geq 150$  практически всегда будет выполняться условие  $\epsilon_{\text{макс.}} < \epsilon_{\text{крит.}}$ . Тогда размер ускорителя будет определяться в основном максимальной энергией наиболее тяжелого иона -  $^{238}\text{U}$ , которая выбирается уже из условий физического эксперимента.

Эти условия также не являются жесткими /по крайней мере в свете современных представлений/, и тогда значение  $\epsilon_{\text{макс.}}$

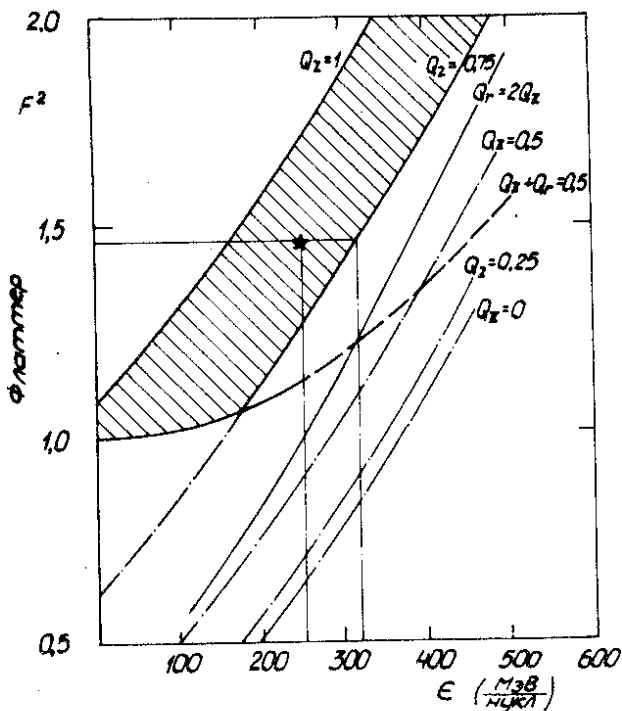


Рис. 10. Зависимость флаттера магнитного поля от энергии ионов.

для ионов урана разумно выбрать равным 50 МэВ/нуклон, допуская вариацию этой величины вдвое - в ту или иную сторону.

Ионам  $^{238}\text{U}^{50+}$  с энергией 50 МэВ/нуклон соответствует значение  $HR = 4,92 \text{ Тм}$  для  $H = 0,88 \text{ Т}$ ;  $R = 5,6 \text{ м}$ .

Можно, однако, оценить размер ускорителя другим способом.

Если на выходе У-400 энергия ионов  $^{238}\text{U}^{50+}$  составляет 1,8 МэВ/нуклон, то для ускорения этих ионов до энергии, предположим, 500 МэВ/нуклон / $HR \approx 15 \text{ Тм}$ /, потребуется установка громадного размера: с  $R \approx 17 \text{ м}$ .

Разумнее этот же результат получить в два этапа ускорения: от 1,8 МэВ/нуклон до 50 МэВ/нуклон и затем на втором этапе - от 50 до 500 МэВ/нуклон /рис. 11/. На выходе II ступени 5,5-метрового циклотрона с разделенными секторами - после прохождения обдирающей мишени для тяжелых элементов будет заметно увеличиваться ионный заряд /рис. 12/ и от-



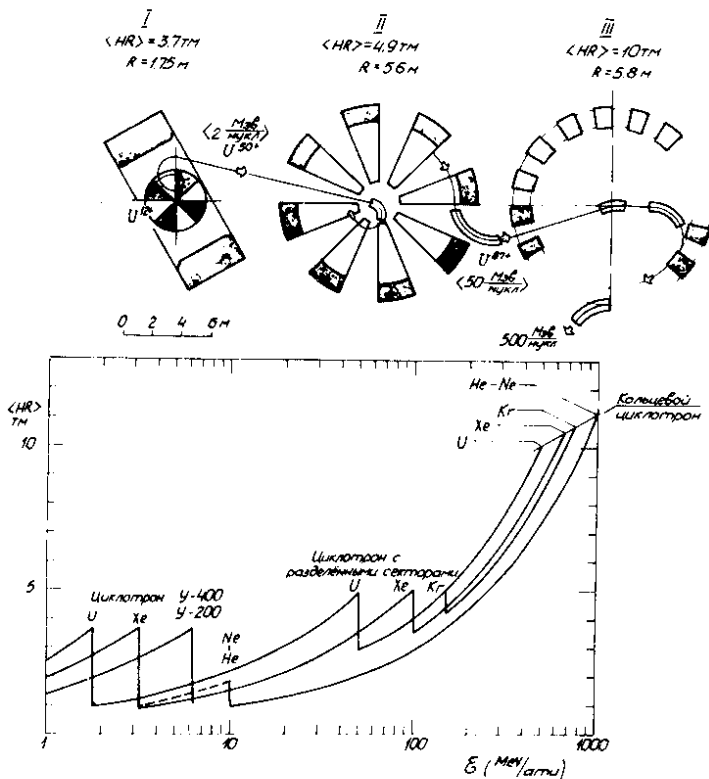


Рис. 11. Зависимость значения  $\langle HR \rangle$  ускорителя от энергии ускоренных ионов. Скачкообразные изменения при энергии  $\geq 10$  МэВ/нуклон соответствуют перезарядке ионов, ускоренных на циклотроне У-400 /и У-200/ на тонкой углеродной мишени. Скачкообразные изменения  $\langle HR \rangle$  в области 50-250 МэВ/нуклон соответствуют обдирке после II степени ускорения. На верхнем рисунке представлены в примерном масштабе ускорители: У-400 - I степень, циклотрон с разделенными секторами /с прямолинейной границей/ - II степень, кольцевой циклотрон с секторами - сверхпроводящими магнитами - III степень. На выходе каждого ускорителя указаны энергии ионов  $^{238}\text{U}$ .

ношение  $e/m$  ионов, как видно из рис. 13, будет уже весьма близким к  $(e/m)_{\text{макс}}$ . /полная обдирка/. Тогда последующий ускоритель /III степень/ - кольцевой циклотрон - будет сооружением более компактным /особенно в случае, если небольшие

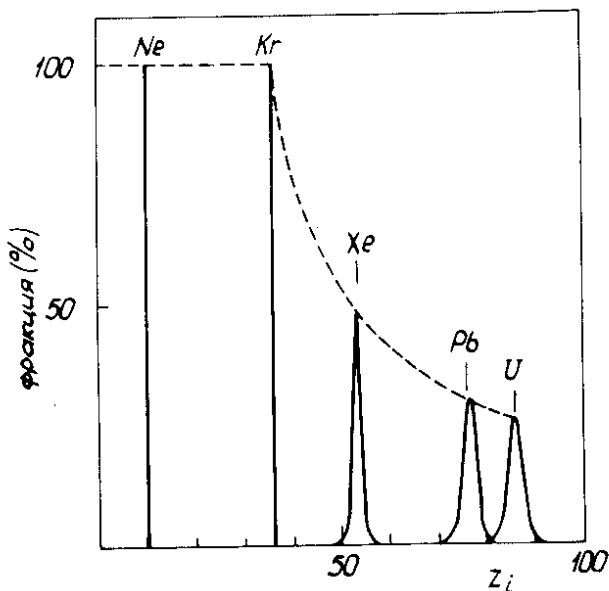


Рис. 12. Зарядовое распределение ионов на выходе II ступени ускорения /циклотрона с разделенными секторами/ после прохождения перезарядной углеродной мишени.

секторные магниты будут сверхпроводящими/ и конечная энергия всех ионов будет уже составлять от 500 до 1000 МэВ/нуклон.

Варьируя конечную энергию ионов II ступени ускорения, можно показать, что оптимальными являются размеры установки со значением  $HR = 4,5 \div 5,5$  Тм. Это важно также с технической точки зрения, так как при выбранном значении  $HR = 4,92$  Тм для ионов с  $\epsilon_{\text{пр}} = 0,5$  величина  $\epsilon_{\text{макс}} = 256$  МэВ/нуклон, что может быть реализовано в простейшем варианте секторных магнитов с прямолинейной границей.

Зависимость энергии от массы ионов, ускоренных на этой установке, представлена на рис. 14.

Начальные радиусы ускорения составляют от 1,2 до 1,7 м для всего диапазона масс от  ${}^4\text{He}$  до  ${}^{238}\text{U}$ . Частотный диапазон ускорителя выбирается из условия согласования секторного циклотрона с инжекторами У-200 и У-400, которые могут работать на II, III и IV гармониках ускоряющего потенциала. Отметим, что для У-400 возможен электростатический вывод ионов низкой энергии / $\epsilon_{\text{пр}} = 0,05$ ;  $\epsilon = 1,8$  МэВ/нуклон/.

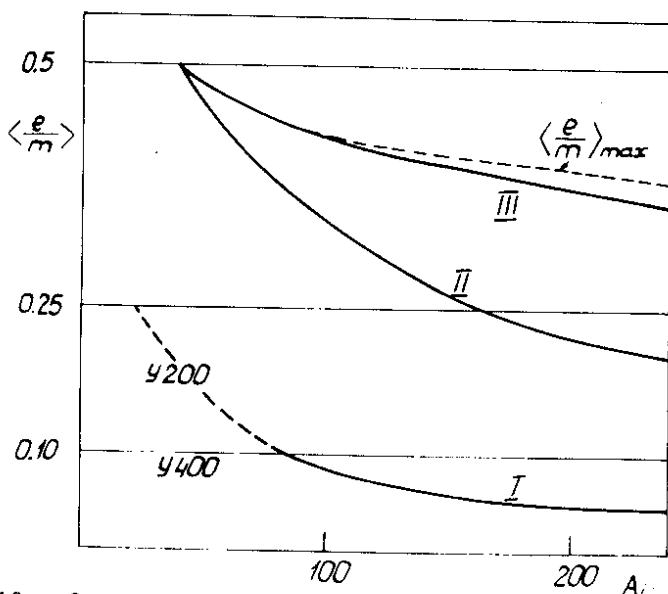


Рис. 13. Отношение заряда к массе ионов, ускоренных на I ступени /ускорители У-200, У-400/, II ступени /циклотрон с разделенными секторами/ и III ступени /повторная перезарядка на внешней мишени/.

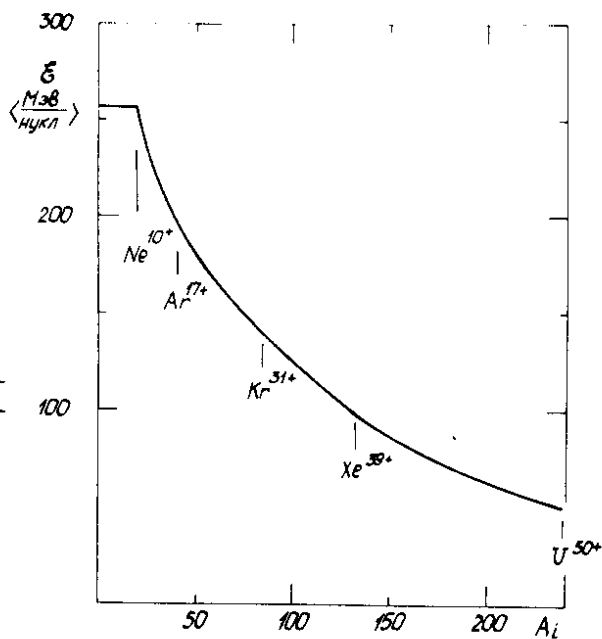


Рис. 14. Зависимость энергии ионов от массы на выходе II ступени ускорения. Расчет проведен для наиболее вероятного заряда ионов, полученных на выходе циклотрона У-400.

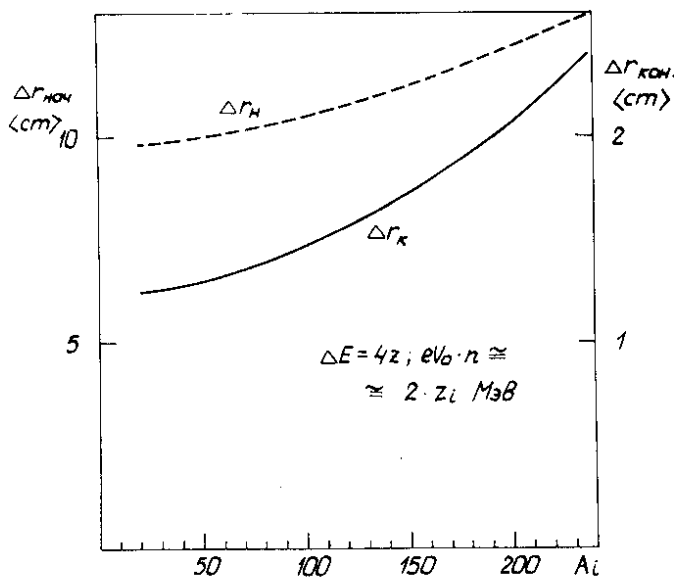


Рис. 15. Радиальное смещение за оборот /вследствие прироста энергии ионов ( $\Delta E = 8 Z_1 e V_0 = 2 \text{ МВ} \cdot Z_1$ ) в начале ускорения /левая шкала/ и вблизи конечного радиуса /правая шкала/.

Наиболее эффективной представляется резонансная ВЧ система, состоящая из 8 ускоряющих промежутков, выполненных в виде 4 дуантов с угловой протяженностью  $\sim 45^\circ$ . Все режимы ускорения ионов находятся в диапазоне частот  $9,7 \leq f_2 \leq 19,4$  МГц; принципиально возможно использовать классическую дуантную систему с ускоряющим потенциалом около 250-300 кВ. Этому значению соответствует прирост энергии за оборот от 0,42 до 1 МэВ/нуклон, что, в свою очередь, определяет увеличение радиуса за оборот в конце ускорения:  $1,25 \leq \Delta R \leq 2,4$  см /рис. 15/. При столь значительном разделении орбит можно осуществить практически 100%-ный вывод пучка ионов подобно тому, что имеет место на "мезонных фабриках".

Мы рассмотрели по существу вариант циклотрона с 4 разделенными секторами с угловой протяженностью  $\phi \sim 36^\circ$ . Не исключено, однако, что по конструктивным соображениям более предпочтительной окажется 8-секторная машина ( $\phi \sim 20^\circ$ ), такая, как SIN или TRIUMF. Это изменит частотный диапазон и компо-

новку резонаторов ВЧ системы. Поэтому окончательное решение требует более детального рассмотрения каждого варианта в отдельности.

В процессе ускорения частицы совершают от 250 /легкие ионы/ до 120 /ионы U / оборотов, что соответствует пути от 6,5 до 3 км. Эти расстояния сравнимы с длиной пути, проходимой ионами на ускорителе У-400. Поэтому можно считать, что при давлении в камере  $\sim 10^{-7}$  Тор потери ионов в процессе ускорения за счет перезарядки и рассеяния не будут превышать 1-2%. Эти условия могут быть достигнуты с помощью масляных насосов с холодными экранами площадью 10-15 м<sup>2</sup>: находящихся при температуре -190°С /жидкий азот/.

Основные параметры ускорителя даны в табл. 1.

Интенсивность пучка ионов различной массы представлена на рис. 16.

После II ступени ускорения ионы могут вводиться в накопительное кольцо /HR = 4,9 Тм/ с целью повышения плотности потока частиц до критического значения, обусловленного ограничениями объемного заряда /кулоновское расталкивание/:

$$N_{кр} = 8 \cdot 10^{12} \epsilon \cdot \beta^2 \gamma^3 \frac{A}{Z_i^2} V_f$$

где  $V_f$  - коэффициент банчировки = 0,5,  $Z_i \cdot A$  - заряд и масса иона,  $\beta$  - скорость иона в единицах  $c$ ,  $\epsilon$  - эмиттанс пучка в / $\pi$  · см.мрад/,

$$\gamma^2 = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

Значение  $N_{кр}$  для величины  $\epsilon = 50$  мрад·см представлено на рис. 17. Энергия циркулирующего пучка ионов в накопителе может достигать величины до  $8 \cdot 10^3$  Дж. /при периоде вращения 40 нс/.

При сооружении ускорителя предполагается использовать существующие технологические помещения ЛЯР, разработанную ранее технологию создания больших электромагнитов в Опытном производстве ОИЯИ, а также весь опыт создания циклотронов тяжелых ионов, включая тандем-циклотроны У-300-У-200.

Более подробно данные, связанные с технической реализацией предполагаемо проекта, приведены в Приложении 1.

Созданием комплекса У-400, У-200 + II ступень /циклотрон с разделенными секторами/ практически полностью решается проблема ускорения тяжелых ионов для задач ядерной физики и широкого круга исследований в смежных областях: атомной физики, твердого тела, высокотемпературной плазмы, радиохимии, радиационного материаловедения и др.

Таблица 1

Ориентировочные параметры циклотрона с разделенными секторами  
/II ступень/

Диапазон ускоренных ионов	от ${}^4\text{He}$ до ${}^{238}\text{U}$
Энергия ионов	от 256 до 50 МэВ/нуклон
Интенсивность пучка ионов	от $10^{14}$ до $5 \cdot 10^{12}$ час./с
Мощность пучка	от 100 до 10 кВт
Длительность модулирующего импульса	$1 \div 1,5$ мс
Частота посылок	от 100 до 300 Гц
Тип инжектора	изохронные циклотроны У-200 и У-400
Энергия инъекции	от 1,8 до 16 МэВ/нуклон
Начальный радиус ускорения	от 1,17 до 1,74 м
Среднее значение магнитного поля на начальном радиусе	от 0,64 до 0,76 Т
Конечный радиус ускорения	5,5 м
Среднее значение магнитного поля на конечном радиусе	0,88 Т
Число секторов	4 или 8
Угловая протяженность сектора	$36^\circ$ или $20^\circ$
Масса сектора	550 или 300 т
Величина магнитного поля в секторе	от 19,0 до 20,5 кЭ
Мощность электропитания магнитов	4x250 кВт
Число ускоряющих промежутков	8
Амплитуда ускоряющего потенциала	$250 \div 300$ кВ
Прирост энергии за оборот	2 МВ x заряд
Частота генератора	$9,7 \div 19,5$ МГц
Добротность резонансного контура	$7000 \div 10000$
Мощность ВЧ питания	4x150 кВт
Тип генератора	"Хризолит"
Вакуумный объем	$50 \text{ м}^3$
Рабочее давление в камере	$1 \cdot 10^{-7}$ Тор
Скорость откачки	50.000 л/с
Тип насосов	диффузионные в азотными экранами

Таблица 1 /продолжение/

Длина транспортировочного канала	от У-400	180 м
	от У-200	75 м
Число пар квадрульных линз		30-35
Магнитная жесткость линз		600 Э/см
Число поворотных магнитов		6
Угол поворота		45° - 90°
Число магнитов уровня		2
Угол поворота		90°

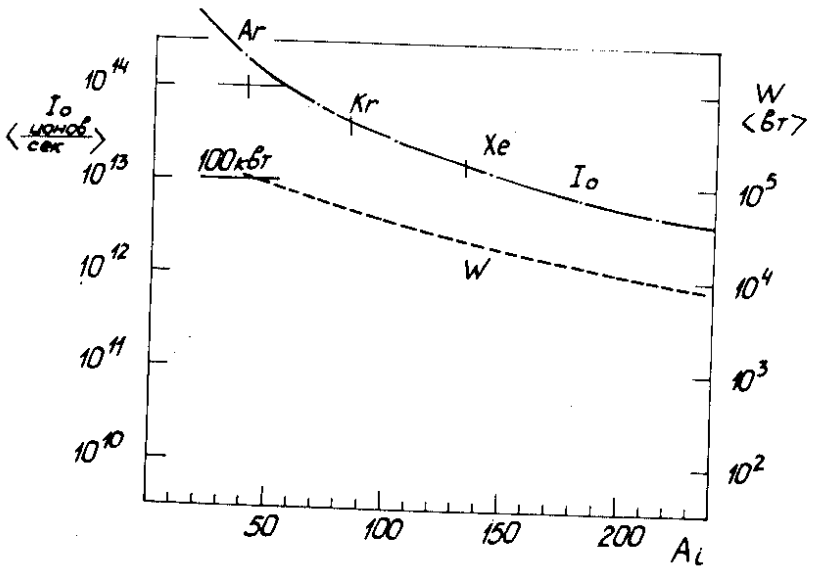


Рис. 16. Зависимость интенсивности /левая шкала/ и мощности /пунктир - правая шкала/ пучка ионов от массы после II ступени ускорения. В области масс  $A_i \approx 40$  интенсивность пучка ограничена мощностью 100 кВт.

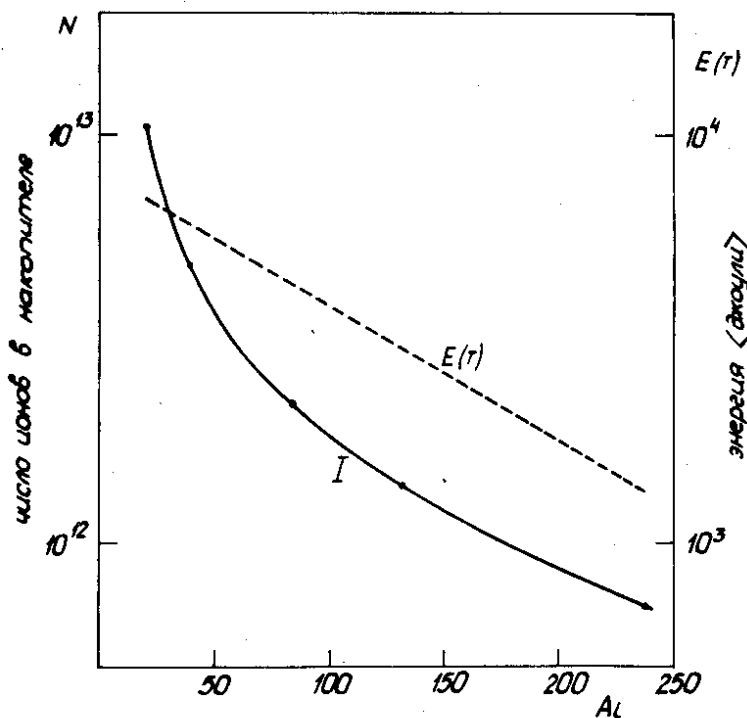


Рис. 17. Предельное число ионов накопителя кольцевого типа с  $HR = 4,92 T_m / H = 4 T/$  для ионов различной массы, ускоренных на циклотроне с разделенными секторами / II ступень после У-400/. Пунктирная кривая соответствует запасенной энергии пучка /правая шкала/.

По параметрам пучков ускоренных ионов /диапазон ускоряющих масс, интенсивностей и энергии/ предполагаемый ускоритель будет существенно превосходить не только действующие, но и проектируемые ускорительные комплексы тяжелых ионов /в области дорелятивистских энергий/.

Поскольку интенсивность ускоряемых ионов близка в предельной, дальнейшее развитие может быть связано как с созданием мощных накопителей, так и с увеличением энергии /до нескольких ГэВ/нуклон/ последующей ступенью - циклотронной



установкой кольцевого типа, подобной обсуждаемым в настоящее время проектам протонных кольцевых циклотронов на энергию до 10 ГэВ.

Считаю приятным долгом поблагодарить академика Г.Н.Флорова и профессора А.А.Васильева за полезные обсуждения, критические замечания и ценные советы.

Автор признателен профессорам К.Г.Кауну, Г.А.Аскарьяну и В.С.Имшеннику за интересные дискуссии, а также доктору И.Сура и Р.Ц.Оганесяну за помощь в проведении некоторых расчетов.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### Некоторые дополнения к вопросу о технической реализации предлагаемого проекта

Предполагается, что вторая ускорительная ступень - циклотрон с разделенными секторами - будет расположен в зале циклотрона У-300\*. Выведенные пучки тяжелых ионов, полученные на ускорителе У-400, будут транспортироваться в зал У-300 через специальную галерею, соединяющую здания 131 - 131Б - 101, как это показано на рис. 18. Длина транспортированного канала составит около 150 м. Примерно такую же длину / 80 м / составляет существующий ионопровод, соединяющий ускорители У-200 - У-300.

В табл. 2 приводятся примерные характеристики производственных помещений /площадь, подводимая мощность электропитания, расход охлаждающей дистиллированной воды и т.д./ для размещения и функционирования циклотрона с разделенными секторами / II ступень/. Здесь же приводятся характеристики существующих технологических помещений, используемых в настоящее время для циклотрона У-300. Как следует из этой таблицы, по всем данным, существующие помещения удовлетворяют /даже с некоторым запасом/ поставленным требованиям. Дополнительным является лишь сооружение транспортной галереи /вместо заложенных по проекту ГСПИ двух соединительных проходов в зданиях 131 - 131Б - 101/ для размещения канала, соединяющего установки I /У-400/ и II ступеней ускорения.

Ориентировочные параметры основных узлов ускорителя предполагаемой конструкции представлены в табл. 1 и 2.

---

\* При этом, естественно, ускоритель У-300 и все каналы пучков ионов будут демонтированы.

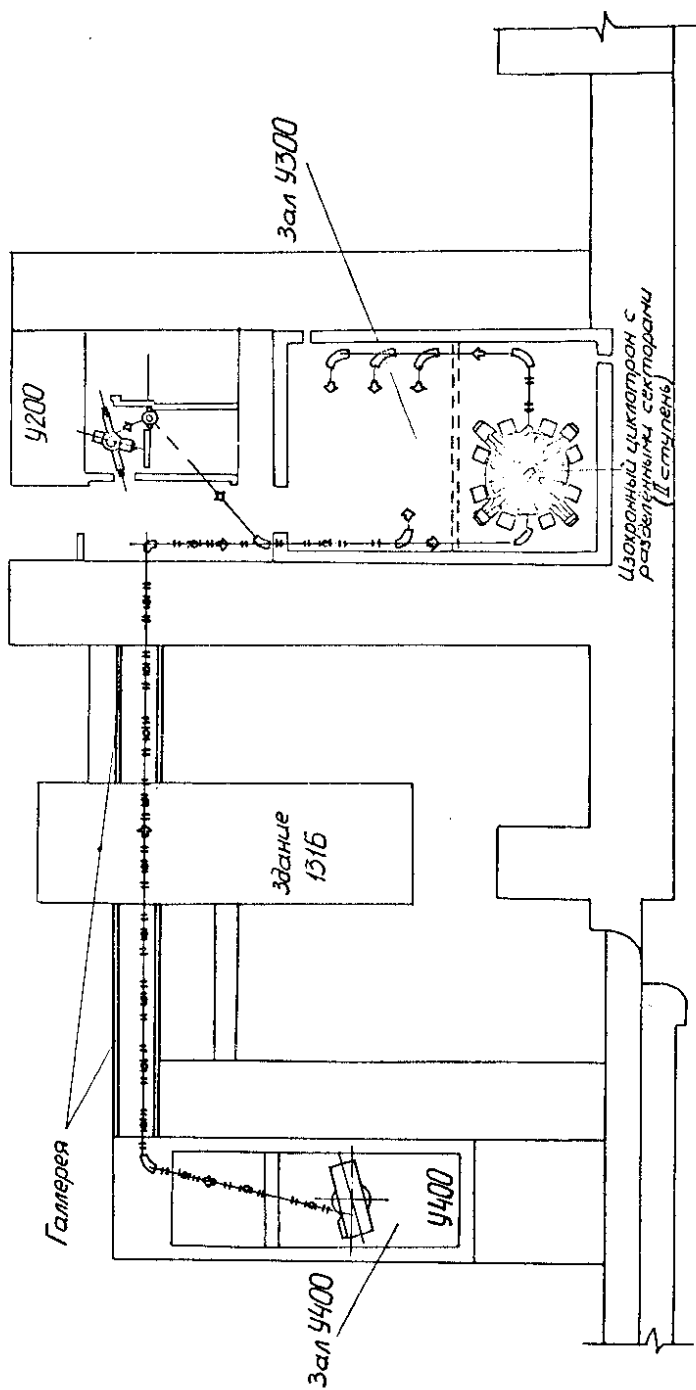


Рис. 18. План расположения зданий 101, 131, 131Б. Показана трасса пучка ионов от циклотронов У-400 и У-200.

Таблица 2

№№ пп	Основные технологи- ческие помещения	Параметры		Примечание
		требуе- мые	существующие	
1	Зал ускорителя У-300			
	Площадь /м <sup>2</sup> /	500	1540	Остается
	Грузоподъемность крана /т/	50	75	без изменения
	Подводимая мощность /кВт/	1000	1500	
	Расход дистил. воды /м <sup>3</sup> /ч/	60	90	
2	Машинный зал			
	Площадь /м <sup>2</sup> /	250	430	Уменьшается до 360 м <sup>2</sup>
	Грузоподъемность крана /т/	-	20	
	Подводимая мощность /кВт/	1000	1400	
3	Форвакуумная насосная			
	Площадь /м <sup>2</sup> /	100	180	Остается без изменения
	Подводимая мощность /кВт/	80	100	
4	Зал воздушно-водяного охлаждения			
	Площадь /м <sup>2</sup> /	200	280	Остается без изменения
	Подводимая мощность /кВт/	80	180	
	Производительность по дистил. воде /м <sup>3</sup> /ч/	70	300	
5	Зал ВЧ питания			
	Площадь /м <sup>2</sup> /	100	252	Остается без изменения
	Подводимая мощность /кВт/	800	1700	
	Выходная ВЧ мощность /кВт/	600	1000	
	Расход дистил. воды /м <sup>3</sup> /ч/	20	20	

6	Галерея транспорта пучка				Необходимо создать  см. рис. 18
	Площадь /м <sup>2</sup> /	336			
	Подводимая мощность /кВт/	80			
7	Расход дистил. воды /м <sup>3</sup> /ч/	11			
	Пульт управления				Остается без изменения
	Площадь /м <sup>2</sup> /	180	180		
Подводимая мощность /кВт/	50	50			
Каналы связи:					
	зал У-300	+	+		Возможно рас- ширение до 240 м <sup>2</sup> /
	зал У-200	+	+		
	зал У-400	+	нет		Необходимо создать канал связи У-400
	ЭВМ				
	Физ.установки		+		
Вспомогательные помещения					
8	Площадь /м <sup>2</sup> /	~800			
	Резервная мощность /кВт/			850	

При создании магнитных элементов /секторных магнитов/ целиком используются конструктивные решения и технология изготовления более крупного магнита циклотрона У-400. Значительное сокращение работ в этом направлении может быть достигнуто с вводом 14-метрового карусельного станка Опытного производства ОИЯИ.

Мощное ВЧ питание ускорителя осуществляется от генераторов типа "Хризолит", работающих почти в том же частотном диапазоне, что и на ускорителе-инжекторе У-400. Для откачки вакуумного объема /~50 м<sup>3</sup> / предполагается использовать обычные масляные высоковакуумные агрегаты с азотными экранами производительностью 8,000 ÷ 10,000 л/с. /Заметим, что существующее в зале оборудование обеспечивает откачку 75 м<sup>3</sup> - объема резонатора У-300/.

Поскольку вывод пучка из ускорителей-инжекторов У-200 и У-400 осуществляется обдиркой, магнитная жесткость час-

тиц составляет 1 Тм. Поэтому транспортировка пучков от У-200 и У-400 к циклотрону с разделенными секторами может быть осуществлена на основе существующих квадрупольных линз / $G=550 \div 600$  Э/см/ и поворотных  $45^\circ$  - и  $90^\circ$ -ных магнитов. Транспортировка пучка после II ступени ускорения требует создания трактов с более мощными линзами, близких к тем, которые используются на протонных пучках с энергией 1 ГэВ.

По нашему мнению, все работы от проектирования до пуска этой установки могут быть выполнены в течение следующей пятилетки /1981-1986 гг./.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Труды Всесоюзной конференции по ядерным реакциям. Москва, 1957. Изд. АН СССР, 1978.
2. Каун К.Г., Манфрасс П., Франк В. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.1264; Müller B. Talk at Workshop on High Resolution Heavy Ion Physics at 20-100 MeV/A at Saclay, 31 May - 2 June 1978.
3. Pieper W., Greiner W. Z.f.Physik., 1969, 218, p.327.
4. Backe H. et al. GSI-J-1-77, Jahresbericht 1976, 1977, p.101; Backe H. et al. Positron Production in Heavy Ion Coll. In: Proc. of Int.Conf.on Nucl.Struct., Tokyo, Sept., 1977.
5. Emling H. et al. Jahresbericht, 1977, GSI.J-1-78, Mai 1978. p.62-67; Hubert L. et al. Nucl.Phys., 1979, A231, p.213.
6. Wilhelmy J.B. In: Proc. Int.Symp. on Phys. and Chemistry of Fission, Jülich, FRG, 14-18 May, 1979.
7. Strutinsky V.M. Z.f.Physik, 1978, A289, p.65.
8. Oganessian Yu.Ts. et al. Nucl.Phys., 1978, A303, p.259.
9. Frosch R.S. et al. Phys.Rev., 1968, 174, p.1380; Bertozzi W. et al. Phys.Rev.Lett., 1972, 28, p.1711.
10. Алхазов Г.Д. и др. Препринт ЛИЯФ, 155, Л., 1975.
11. Барабошкин А.А., Карамян А.С., Флеров Г.Н. ЖЭТФ, 1957, 32, с.1294; А.С.Карамян, Герлит Ю.Б., Мясоедов Б.Ф. ЖЭТФ, 1959, 36, с.629.
12. Карнаухов В.А. ЭЧАЯ, 1973, 4, вып.3. Hardy J. In: Nucl. Spectroscopy and Reactions. Ed. J.Cerny, 1974, part C, p.417. Academic Press, N.Y.-London.
13. Oganessian Yu.Ts. et al. Nucl.Phys., 1975, A239, p.353.
14. Оганесян Ю.Ц. В кн.: Материалы Международной школы-семинара по взаимодействию тяжелых ионов с ядрами и синтезу новых элементов. Дубна, 23 сентября 1975 г. ОИЯИ, Д7-9734, Дубна, 1976, с.9.

15. Оганесян Ю.Ц. и др. ОИЯИ, Р7-5912, Дубна, 1971.
16. Volkov V.V. Phys.Rep., 1978, v.44, No.2, p.95.
17. Wolschin G., Nörenberg W. Z.f.Physik, 1978, A284, p.209; Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.691.
18. Волков В.В. ЭЧАЯ, 1971, т.2, вып.2, с.285.
19. Herrmann G. In: Proc.Int.Symp.on Superheavy Elements, Lubbock, Texas, March 9-11, 1978; Prepr.GSI-M-3-78, Apr.1978.
20. Riedel C., Nörenberg W. Preprint GSI-1-79, Jan.1979.
21. Scheid W., Hoffmann J. In: Proc. of 2nd Symp. on Phys. with Relatively Heavy Ions, L.Schroeder (ed.), Berkeley, Calif., USA, July, 1974.
22. Мигдал А.Б. ЖЭТФ, 1972, 34, с.1184; Lee T.D., Wick G.C. Phys.Rev., 1974, D9, p.229.
23. Baldin A.M. In: Proc. of VIth Int.Conf.on High Energy Phys. and Nucl.Struct., Zürich, Switzerland, 1977.
24. Stock R. et al. In: Proc. of Symp. on Relativistic Heavy Ions Res. GSI Darmstadt, March 7-10, 1978, v.1, p.66-396.
25. Glauser M.J. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, No.13, p.848. Белоконь В.А. и др. Препринт ИПМ, М., 1979.
26. Basov N.G. et al. Interact. of Powerful Laser Radiat. with Shell Targets.-Laser Interact. and Related Plasma Phenomena, ed. by H.Shwarz and H.Hora. Plenum Press, N.Y., 1977, v.4a, p.479.
27. Аскарьян Г.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, вып.6.
28. Alvarez L.W. Phys.Rev., 1940, 58, p.192-193A.
29. Walker D., Fremlin J.H. Nature, 1953, 171, p.189.
30. Shelayev I.A. et al. In: Proc.of the Sixth Int.Cycl. Conf., Vancouver, Canada, p.232-243, 1972.
31. GANIL: A Proposal for a French Heavy-Ion Laboratory. In: Proc. of the VIth Int.Conf. on Cyclotrons and Their Applications, Zürich, 1975, p.111.
32. Baron E. et al. In: Proc. of the VIth Int.Cyclotron Conf., Vancouver, Canada, 1972, p.243-257.
33. Martin J.A. et al. IEEE Trans. on Nucl.Sci., v.NS-24, No.3, 1165-1168, 1977.
34. Hochschild G. et al. IEEE Trans. on Nucl.Sci., 1977, v.NS-24, No.3, p.1150-1153.
35. Main R.M. Nucl.Instr. and Meth., 1971, 97, p.51-64.
36. Clark R.B. et al. In: Proc. of the Conf. on Gas Filled Vavles, Southampton, 1968.
37. Angert N., Schmelzer Ch. Kerntechnik, 1977, 19, No.2, p.57-66.
38. Zu Putlitz G. SIS eine Beschleunigeranlage für relativistische schwere Ionen. GSI, Darmstadt, Juli 1979.
39. Морозов П.М., Маков Б.Н., Иоффе М.С. АЭ, 1957, II, №3, с.272.

40. Bennett J.R.J. IEEE Trans. on Nucl.Sci., 1971, NS-19, p.48.
41. Неменов Л.М. и др. АЭ, 1957, 2, с.36.
42. Вялов Г.Н. "Природа", 1966, 10, с.42.
43. Третьяков Ю.П., Пасюк А.С. В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. "Наука", М., 1975, с.43-45.
44. Flerov G.N. et al. Nucl.Phys., 1976, A267, p.359.
45. Tonon G.F. IEEE Trans. on Nucl.Sci., 1972, NS-19, No.2, p.172.
46. Geller. IEEE Trans. on Nucl.Sci., 1979, NS-23, No.2, p.904.
47. Donetz E.D. IEEE Trans.on Nucl.Sci., 1976, NS-23, No.2, p.897.
48. Шелаев И.А. и др. АЭ, 1971, 30, 6, с.514.
49. Shelaev I.A. et al. IEEE Trans. on Nucl.Sci., 1969, NS-16, No.3.
50. Chojnacki S.S. Proc. of the VIIth Conf. on Cyclotrons and their Applications, Zürich, 1975, p.107.
51. Oganessian Yu.Ts. et al. C.R.Acad.Sc., 1966, 262, p.1359.
52. Clark D.J. et al. Proc. of the 6th Int. Cyclotron Conf., Vancouver, 1972, p.265.
53. Joho W. et al. IEEE Trans. on Nucl.Sci., 1977, NS-24, 3, p.1618.
54. Dutto G. et al. IEEE Trans. on Nucl.Sci., 1977, NS-24(3), p.1653.
56. CERN Courier, 1979, No.2, v.19, p.74.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 октября 1979 года.