

ЖТЭ, 1969, №4, с. 202.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

P9 - 4214

7670/2кр.



ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ
И АВТОМАТИЗАЦИИ

Ю.Д.Безногих, Л.П.Зиновьев, Г.С.Казанский,
А.И.Михайлов, В.И.Мороз, Н.И.Павлов

ОБ ОДНОМ РЕЖИМЕ УСКОРЕНИЯ d И He
В СИНХРОФАЗОТРОНЕ ОИЯИ ДО ИМПУЛЬСОВ
11 И 22 ГЭВ/С СООТВЕТСТВЕННО

1968

Р9 - 4214

Ю.Д.Безногих, Л.П.Зиновьев, Г.С.Казанский,
А.И.Михайлов, В.И.Мороз, Н.И.Павлов

ОБ ОДНОМ РЕЖИМЕ УСКОРЕНИЯ d И He
В СИНХРОФАЗОТРОНЕ ОИЯИ ДО ИМПУЛЬСОВ
11 И 22 ГЭВ/С СООТВЕТСТВЕННО

7670/244

ОИЯИ
БИБЛИОТЕКА

О г л а в л е н и е

§1. В в е д е н и е	3
§2. Ионный источник	5
§3. Форинжектор	6
§4. Линейный ускоритель	6
§5. Система транспортировки пучка от линейного ускорителя до синхрофазотрона	13
§6. Ввод пучка в синхрофазотрон	14
§7. Ускорение в синхрофазотроне	15
Л и т е р а т у р а	24

§ 1. Введение

Ускорение d - и α -частиц в протонном синхрофазотроне ОИЯИ расширяет возможности постановки физических экспериментов на ускорителе.

Процесс стрипинга ускоренного дейтона дает возможность сформировать пучок нейтронов с относительно небольшим разбросом импульсов, в котором изучать процессы np -взаимодействий лучше, чем в пучках нейтронов, полученных при облучении какой-либо мишени ускоренными протонами. Ускоренные дейтоны и α -частицы (He^{++}) дают также новые возможности в постановке опытов по изучению изотопических соотношений, двухбарионных состояний и других процессов взаимодействия элементарных частиц.

Основная идея обсуждаемого метода ускорения состоит в том, чтобы выбрать такие режимы работы существующих ускоряющих систем /форинжектор, линейный ускоритель, синхрофазотрон/, при которых скорость d или He^{++} в момент перехода из одной ускоряющей системы в другую была бы равна половине скорости ускоряемых протонов. Режим ускорения d и He^{++} отличается от режима ускорения протонов в следующем.

1. Напряжение форинжектора снижается приблизительно в два раза.

2. Все ускоряющие промежутки линейного ускорителя /ЛУ/-инжек-

тора уменьшаются вдвое с помощью насадок. При этом ускорение d и He^{++} происходит в режиме второй кратности, а ВЧ мощность, вводимая в резонатор ЛУ, уменьшается приблизительно в 4 раза.

3. Напряжение на инфлекторных пластинах уменьшается в два раза.

4. Ускорение в синхрофазотроне осуществляется в два этапа.

Первый этап состоит в ускорении d или He^{++} на второй кратности при изменении частоты ускоряющего поля f от 0,2 Мгц до 1,44 Мгц /номинальный диапазон частот протонного режима/.

Второй этап состоит в ускорении d или He^{++} на первой кратности при изменении f от 0,72 Мгц до 1,44 Мгц.

Переход от первого этапа ко второму должен осуществляться на "столе" магнитного поля.

Проведенные эксперименты и расчеты показывают, что можно ускорять d и He^{++} в синхрофазотроне ОИЯИ, используя существующие системы инжекции и ускорения, при указанном выше изменении режима их работы.

Рассмотрим подробнее работу каждой из ускоряющих систем в предлагаемом режиме.

Введем следующие обозначения:

C - скорость света / см/сек /,

W - кинетическая энергия частицы / эв /,

β - скорость частицы в единицах скорости света,

M - масса частицы / эв/ c^2 /,

Z - заряд частицы в единицах элементарного заряда,

P - импульс частицы / эв/ c /,

p, d, α - индексы протона, дейтона и He^{++} ,

тора уменьшаются вдвое с помощью насадок. При этом ускорение d и He^{++} происходит в режиме второй кратности, а ВЧ мощность, вводимая в резонатор ЛУ, уменьшается приблизительно в 4 раза.

3. Напряжение на инфлекторных пластинах уменьшается в два раза.

4. Ускорение в синхрофазотроне осуществляется в два этапа.

Первый этап состоит в ускорении d или He^{++} на второй кратности при изменении частоты ускоряющего поля f от 0,2 МГц до 1,44 МГц /номинальный диапазон частот протонного режима/.

Второй этап состоит в ускорении d или He^{++} на первой кратности при изменении f от 0,72 МГц до 1,44 МГц.

Переход от первого этапа ко второму должен осуществляться на "столе" магнитного поля.

Проведенные эксперименты и расчеты показывают, что можно ускорять d и He^{++} в синхрофазотроне ОИЯИ, используя существующие системы инжекции и ускорения, при указанном выше изменении режима их работы.

Рассмотрим подробнее работу каждой из ускоряющих систем в предлагаемом режиме.

Введем следующие обозначения:

C - скорость света / см/сек /,

W - кинетическая энергия частицы / эв /,

β - скорость частицы в единицах скорости света,

M - масса частицы / эв/ c^2 /,

Z - заряд частицы в единицах элементарного заряда,

P - импульс частицы / эв/с /,

p, d, α - индексы протона, дейтона и He^{++} ,

H - напряженность магнитного поля /эрстед/.

В дальнейших расчетах мы приближенно полагаем

$$M_d = 2M_p, \quad M_\alpha = 4M_p.$$

§ 2. Ионный источник

Потенциал ионизации дейтерия практически не отличается от потенциала ионизации водорода, на который в настоящее время рассчитан ионный источник. Поэтому можно ожидать, что выход дейтронов из источника будет таким же, как и выход протонов.

В источник ионов дейтерий, как и водород, подается через палладиевый фильтр.

Первые эксперименты, проведенные на форинжекторе по получению ускоренного дейтронного пучка, показали:

1/ Режим работы источника на дейтерии практически ничем не отличается от режима работы на водороде.

2/ При энергии 570 кэВ был получен дейтронный пучок 120 мА в импульсе с хорошей фокусировкой на входе ЛУ. При этой же энергии, т.е. номинальном режиме для протонов, протонный ток составляет также 120 мА.

3/ При энергии 285 кэВ был получен дейтронный пучок 70 мА в импульсе со слабой фокусировкой на входе ЛУ. Для получения хорошо сфокусированного пучка, по-видимому, необходимо сделать градиент ускоряющего поля ускорительной трубки ФИ таким же, как и при ускорении протонов.

Интенсивность пучка двухзарядных ионов He^{++} для существующего источника может быть определена только экспериментально;

обнадеживающим здесь фактором является то, что источник давал заметный пучок двухзарядных ионов углерода.

§ 3. Форинжектор

В форинжекторе протоны ускоряются до кинетической энергии $W_p^{\text{форинж}} = 570$ кэв. Будем исходить из условия

$$\beta_d^{\text{форинж}} = \frac{1}{2} \beta_p^{\text{форинж}}.$$

При этом дейтроны должны ускоряться до энергии

$$W_d^{\text{форинж}} = \frac{M_d}{2} \left(\frac{1}{2} \beta_p^{\text{форинж}} \right)^2 = 285 \text{ кэв} \quad /1/$$

Соответственно, двухзарядный гелий будет ускоряться до энергии

$$W_\alpha^{\text{форинж}} = \left(\frac{1}{4} \frac{M_\alpha}{M_p} \right) W_p^{\text{форинж}} = 570 \text{ кэв} \quad /2/$$

для чего необходимо ускоряющее поле напряжением

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{4} \frac{M_\alpha}{M_p} \right) W_p^{\text{форинж}} = 285 \text{ кэв} \quad /3/$$

/Коэффициент $\frac{1}{2}$ возникает из-за величины заряда He^{++} /.

§ 4. Линейный ускоритель

В линейном ускорителе [1] синхрофазотрона ускорение ведется в поле стоячей волны.

Радиальная устойчивость обеспечивается сеточной фокусировкой.

Коэффициенты вазора δ_n

$$\delta_{nr} = g_{nr} L_n^{-1} q_r \quad (q_r = 1)$$

постоянны по всем ускоряющим периодам, здесь:

g_{np} - длина n -го ускоряющего промежутка,
 L_n - длина n -го периода ускорения /см. рис. 1/.

Длина L_n связана со скоростью β_{np} протона соотношением

$$L_n = g \beta_{np} \lambda_{\text{лу}},$$

где

$\lambda_{\text{лу}}$ - длина волны высокочастотного ускоряющего поля ЛУ,
 g - кратность ускорения /при ускорении протонов $q = 1$ /.

Если вводить частицы в линейный ускоритель со скоростью, равной $\frac{1}{2} \beta_p$ /форинж/, и получать после ускорения частицы со скоростью $\frac{1}{2} \beta_p$ /лин/, то ускорение будет происходить на кратности 2 при сохранении существующей частоты ускоряющего поля.

Рассмотрим, каким должен быть прирост энергии дейтронов на каждом из ускоряющих промежутков ЛУ для того, чтобы было обеспечено ускорение на кратности 2 по всему линейному ускорителю.

Прирост энергии синхронного протона после прохождения ускоряющего промежутка определится как /1/ :

$$\Delta W_{np} = (z E_0 G_n g_n \cos \varphi)_p, \quad /4/$$

где

E_0 - значение амплитуды напряженности ускоряющего электрического поля / в/см /,

φ - синхронная фаза,

G_n - фактор времени пролета, характеризующий изменение ускоряющего поля во время движения частицы через n -ый ускоряющий промежуток без учета провисания поля в зазор.

$$G_n = \frac{\beta_{nc}}{g_n} \int_{-\frac{g_n}{2\beta_{nc}}}^{\frac{g_n}{2\beta_{nc}}} \cos(\varphi + 2\pi f_{\text{ЛУ}} t) dt,$$

где

$f_{\text{ЛУ}}$ - частота ускоряющего ВЧ поля в ЛУ.

Без учета релятивистской поправки, можно записать:

$$\Delta W_{np} = [W_n - W_{n-1}]_p = \frac{1}{2} [M(\beta_n^2 - \beta_{n-1}^2)]_p \approx [M\beta_n \Delta\beta_n]_p. \quad 15/$$

Таким образом, прирост скорости протона после прохождения ускоряющего промежутка равен

$$\Delta\beta_{np} = [z \epsilon_0 G_n g_n M^{-1} \beta_n^{-1} \cos \varphi]_p. \quad 16/$$

Ускорение дейтронов должно происходить на кратности $q = 2$ при сохранении существующей частоты ускоряющего поля, т.е. в этом случае скорость дейтона определится из соотношения

$$L_n = 2 \beta_{nd} \lambda_{\text{ЛУ}}. \quad 17/$$

Для того, чтобы длина периода ускорения не изменилась /геометрическая структура ускоряющей системы ЛУ остается неизменной/, необходимо потребовать, как уже было сказано выше, чтобы

$\beta_d = \frac{1}{2} \beta_p$ и, соответственно, прирост скорости дейтона на заворе был в два раза меньше соответствующего прироста

скорости протона, т.е.

$$\Delta\beta_{nd} = \frac{1}{2} \Delta\beta_{np} \quad /8/$$

С учетом сказанного запишем формулу /6/ для дейтона:

$$\Delta\beta_{nd} = [z E_0 G_n g_n M^{-1} \beta_n^{-1} \cos \varphi]_d \quad /9/$$

Формула /9/ показывает, что если бы мы хотели ускорять дейтоны таким образом, чтобы прирост скорости на периоде был бы тем же самым, что и для протона, то напряженность ускоряющего электрического поля на оси резонатора должна быть в два раза выше, чем при ускорении протонов, а мощность, вводимая в резонатор, соответственно, в 4 раза выше. При существующей конструкции ускоряющей системы и возможностях системы ВЧ питания этот вариант является нереальным.

Рассмотрим два варианта ускорения d и He^{++} в ЛУ на второй кратности.

I/ Принимая во внимание выражения /6/ и /9/, а также условие /8/, получим, что

$$[E_0 g_n G_n \cos \varphi]_d = \frac{1}{2} [E_0 g_n G_n \cos \varphi]_p,$$

откуда для случая $g_{nd} = g_{np}$, $\varphi_d = \varphi_p$ будем иметь

$$E_{od} = \frac{1}{2} E_{op}, \quad /10/$$

т.е. среднее амплитудное значение напряженности ускоряющего поля при ускорении дейтонов на кратности, равной 2 /без учета измене-

ния G -фактора, в два раза ниже средней напряженности ускоряющего поля при ускорении протонов.

Время пролета протона через ускоряющий промежуток составляет $\delta_p = 1/4$ периода ускоряющего поля, поэтому в обсуждаемом варианте ускорения дейтона, время пролета дейтона составит $\delta_d = 1/2$ периода ^{ж/}.

Отношение G -факторов в случае ускорения протона и дейтона равно

$$\frac{G_p}{G_d} = \sqrt{2}, \quad /11/$$

если пренебречь провисанием поля внутри трубок дрейфа.

С учетом изменения G -фактора среднее амплитудное значение напряженности ускоряющего поля при ускорении дейтонов будет равно:

$$\varepsilon_{od} = 0,5 \varepsilon_{op} \frac{G_p}{G_d} = 0,71 \varepsilon_{op}. \quad /12/$$

Так как мощность Q , вводимая в ЛУ от ВЧ генераторов, квадратично зависит от напряженности электрического поля, то из последнего соотношения следует

$$Q_d = \frac{1}{2} Q_p, \quad /13/$$

т.е. в резонатор ЛУ необходимо вводить вдвое меньшую мощность.

Интенсивность пучка дейтонов на выходе линейного ускорителя,

^{ж/} Это заключение справедливо, если зазоры в ускоряющих промежутках остаются такими же, как для протонов. В дальнейшем будет показано, что целесообразно при ускорении дейтонов брать $\delta_d = \delta_p = 1/4$ за счет соответствующего уменьшения длины ускоряющего промежутка. В этом случае $G_p G_d^{-1} = 1$, а с учетом провисания поля в трубки дрейфа $G_p G_d^{-1} > 1$.

вероятно, будет меньше интенсивности пучка протонов из-за двух факторов.

а/ Так как ЛУ имеет сеточную фокусировку, то при ускорении на кратности 2 заметно должно сказываться сужение области захваченных в ускорение фаз из-за радиальной дефокусировки.

б/ Уменьшение скорости частиц приведет к некоторому увеличению потерь из-за многократного рассеяния на газе.

Особенно существенным является фактор /а/. В идеальном случае для поля "квадратной волны" вычисления показывают, что сетка обеспечивает стабильные радиальные колебания в области фаз

$$-\varphi < \frac{\pi}{2} (1 - 2\delta), \quad /14/$$

где δ - коэффициент зазора.

При ускорении дейтронов $\delta = 0,5$ и область фаз, обеспечивающая стабильные и радиальные колебания, уменьшается до нуля. Провисание поля в трубке дрейфа еще более усугубляет этот фактор.

Таким образом, с точки зрения строгой теории при ускорении дейтронов не существует фаз, обеспечивающих стабильные радиальные колебания при $\delta = 0,5$. Но учитывая, что наш линейный ускоритель не является "длинным", можно было бы ожидать некоторой конечной интенсивности на выходе ЛУ, хотя о стабильности ускоренного пучка, в этом случае, сказать что-либо трудно. Попытка ускорить дейтроны в этом режиме оказалась безуспешной, нам не удалось обнаружить ускоренные в ЛУ дейтроны.

Заметим, что если бы наш ЛУ имел квадрупольную фокусировку, то ускорение дейтронов, в этом случае, можно было бы получить не изменяя геометрии ускоряющей системы [6].

2/. Рассмотрим теперь ускорение дейтронов при $\delta = 1/4$, что требует некоторой переделки ускоряющей системы ЛУ. В простейшем случае такая переделка заключается в следующем.

На трубки дрейфа устанавливаются насадки с тем, чтобы уменьшить вдвое все ускоряющие промежутки /рис. 1/. В результате при ускорении дейтонов на второй кратности $\delta_d = 0,25$ и, следовательно, условия для радиальной фокусировки /14/ остаются теми же, что и при ускорении протонов.

Возникающее при этом изменение распределения ускоряющего поля вдоль оси резонатора может быть выравнено с помощью настроечных дисков и другими средствами.

После выравнивания поля возможен небольшой уход ускоряющей частоты. Как показывает формула /7/, подбором энергии форинжектора и уровня ускоряющего ВЧ поля может быть восстановлено синхронное ускорение частицы.

Правда, в этом случае вопрос получения оптимального спектра ускоренных частиц требует дополнительного рассмотрения, что будет выполнено позже.

Были проведены первые эксперименты по перестройке ускоряющей системы ЛУ и ускорению дейтонов.

Эти эксперименты показали, что при уменьшении длины ускоряющих промежутков в два раза удается выровнять поле с помощью настроечных дисков, установленных на дрейфовых трубках. Уход частоты $f_{\text{лч}}$ при этом составляет не более 2,5 %. Из формулы /7/ следует, что при $L_n = \text{const}$ для сохранения синхронизма следует изменить все β_n на те же 2,5 %.

После перестройки линейного ускорителя были проведены эксперименты по ускорению дейтонов в ЛУ. Дейтоны, предварительно ускоренные в форинжекторе до 285 кэВ, легко захватывались в режим ускорения на второй кратности в ЛУ, практически совпадающий с расчетным.

Отметим, что если пренебречь изменением $\Delta f_{\text{ЛУ}}$ частоты $f_{\text{ЛУ}}$ ускоряющего поля линейного ускорителя, то после прохождения ЛУ дейтоны и α -частицы приобретают:

энергии

$$\begin{aligned} W_d &= \frac{1}{2} W_p = 4,7 \text{ МэВ}, \\ W_\alpha &= 5,4 \text{ МэВ}, \end{aligned} \quad /15/$$

относительную скорость

$$\beta_d = \beta_\alpha = \frac{1}{2} \beta_p, \quad /16/$$

импульс

$$\begin{aligned} P_d &= P_p, \\ P_\alpha &= 2 P_p. \end{aligned} \quad /17/$$

§ 5. Система транспортировки пучка от линейного ускорителя до синхрофазотрона

Система транспортировки состоит из ряда магнитных корректирующих элементов и инфлекторных пластин, между которыми создается электростатическое поле, отклоняющее частицы пучка.

Так как для d и He^{++} имеем

$$\frac{P_d}{Z_d} = \frac{P_\alpha}{Z_\alpha} = P_p, \quad /18/$$

то дейтоны и He^{++} в магнитных элементах транспортирующей системы будут двигаться по тем же траекториям, как и протоны. Возможно,

однако, что потребуется некоторая корректировка токов в электромагнитах системы, по порядку величины равная

$$\Delta I = I_p \left(\frac{\Delta f_{\text{ЛУ}}}{f_{\text{ЛУ}}} \right), \quad /19/$$

где

I_p - ток при транспортировке протонов,

$\Delta f_{\text{ЛУ}}/f_{\text{ЛУ}}$ - относительный уход частоты при перестройке ЛУ.

Смещение частицы $\Delta \mathcal{J}$, пролетающей со скоростью β участок длиной S' в электрическом поле напряженностью $\mathcal{E}^{(\text{инф})}$, направленном перпендикулярно скорости, запишется как

$$\Delta \mathcal{J} = \frac{z \mathcal{E}^{(\text{инф})}}{M} \left(\frac{S'}{\beta} \right)^2. \quad /20/$$

Поэтому для совпадения траектории d и He^{++} с траекторией протонов в инфлекторных пластинах необходимо уменьшить $\mathcal{E}^{(\text{инф})}$ в два раза, т.е. снизить напряжение $V^{(\text{инф})}$ на высоковольтной пластине до величины

$$V_d^{(\text{инф})} = \frac{1}{2} V_p^{(\text{инф})}, \quad /21/$$

$$V_\alpha^{(\text{инф})} = \frac{1}{2} V_p^{(\text{инф})}, \quad /22/$$

где

$V^{(\text{инф})}$ - напряжение на высоковольтной инфлекторной пластине.

§ 6. Ввод пучка в синхрофазотрон

Как было отмечено выше,

$$P_d = P_p, \quad \frac{P_\alpha}{Z_\alpha} = P_p,$$

поэтому магнитное поле в синхрофазотроне в момент инжекции должно быть равно

$$H_d^{(инж)} = H_\alpha^{(инж)} = H_p^{(инж)} \quad /23/$$

Промашка инжектированного пучка дейтронов относительно инфлекторных пластин будет в два раза больше промашки протонов, так как она определяется ростом магнитного поля за время одного оборота инжектированных частиц по орбите ускорителя. Поэтому можно, замедлив в два раза рост магнитного поля в момент инжекции, увеличить время инжекции в два раза. При этом количество частиц, введенных в ускоритель, увеличится вдвое, что даст возможность частично скомпенсировать потери интенсивности из-за других факторов.

§ 7. Ускорение в синхрофазотроне

Закон изменения частоты f_0 ускоряющего поля для синхрофазотрона при движении частиц по орбите с $R_0 = const$ имеет следующее выражение:

$$f_0 = q f_\infty \beta, \quad /24/$$

где

f_∞ - предельная частота обращения релятивистской частицы по орбите синхрофазотрона,

q - кратность ускорения.

Раскрывая это выражение через параметры ускорителя, получим

$$f_0 = q \frac{C}{2\pi R_0 + L} \cdot \frac{P}{\sqrt{M^2 + P^2}}, \quad /25/$$

где

$$P = 300HR_0Z,$$

R_0 - радиус равновесной орбиты /см/ синхрофазотрона,
 L - суммарная длина прямолинейных промежутков /см/.

Из формулы /25/ следует, что закон изменения частоты обращения будет одинаковым как для дейтронов, так и для He^{++} , но существенно отличаться от закона обращения для протонов.

Дейтроны /или He^{++} /, инжектированные в синхрофазотрон, будут иметь частоту обращения в два раза меньшую, чем протоны, так как

$$\beta_d^{инж} = \beta_\alpha^{инж} = \frac{1}{2} \beta_p^{инж}.$$

В релятивистском случае частота обращения как протонов, так и дейтронов /и He^{++} /, приближается к значению f_∞ , равному 1,44 Мгц.

Таким образом, если вести ускорение на первой кратности, то система высокой частоты должна обеспечить изменение частоты ускоряющего поля от $f_{нач.д} = 100$ кгц до 1,44 Мгц. 14-кратное перекрытие диапазона частот является достаточно сложной технической задачей и, естественно, потребует значительных переделок в системе высокочастотного питания синхрофазотрона, которая рассчитана только на 7-кратное перекрытие.

В связи с этим предлагается осуществить режим ускорения в два этапа /см. рис. 2/ :

I. Начальные условия режима захвата и ускорения для дейтонов и He^{++} сохраняются такими же, что и для протонов. В этом случае по отношению к ускоряемым частицам высокочастотная система будет работать в режиме второй кратности, т.е.

$$f_{\text{ускоряющего поля}} = 2 f_{\text{обращения дейтонов по орбите}} \quad /26/$$

Видимо, на этом этапе ускорения целесообразно использовать весь рабочий диапазон частот, применяемый для ускорения протонов. Полагая $q = 2$ и $f_0 = f_{\infty} = 1,44$ Мгц, из формулы /25/ можно определить напряженность магнитного поля, при которой заканчивается первый этап ускорения и которая оказывается равной

$H_{1 \text{ кон}} = 1300$ эрст, что при $\dot{H} = 4 \cdot 10^3$ эрст/сек соответствует длительности ускорения, равной 315 мсек.

2. Второй этап ускорения начинается при

$H_{1 \text{ кон}} = H_{2 \text{ нач}} = 1300$ эрст. переводом высокочастотной системы питания в режим ускорения на первую кратность и заканчивается при достижении максимальной энергии частиц. На втором этапе ускорения частота обращения частиц, а следовательно, и частота ускоряющего поля будут изменяться в два раза, т.е. от 720 кгц до 1,44 Мгц.

Особый интерес представляет рассмотрение режима перехода от ускорения на 2-ой кратности к ускорению на 1-ой кратности. Непосредственный переход от ускорения при $q = 2$ к ускорению при $q = 1$ нам представляется нецелесообразным по двум причинам:

а/ переход от двух областей устойчивости при $q = 2$ к

одной, естественно, приводит к потере интенсивности, в лучшем случае, в 2 раза;

б/ переход должен быть произведен достаточно быстро, и при этом должно быть обеспечено точное совпадение частоты и фазы ускоряющего напряжения и частоты и фазы обращаемого пучка частиц, что приводит к дополнительным техническим разработкам.

В связи с этим предлагается для перехода от ускорения при $q = 2$ к ускорению при $q = 1$ использовать режим "перезахвата" пучка на "столе" магнитного поля, который достаточно хорошо исследован ^{/3/}. Суть данного режима заключается в следующем: при достижении магнитного поля, равного 1300 эрстед /в конце первого этапа ускорения/ в кривой главного тока магнита синхрофазотрона осуществляется режим "стола" /постоянное во времени магнитное поле/ и затем выключается ВЧ ускоряющее поле. Частицы, за счет энергетического разброса после исчезновения области устойчивости, начнут "размываться" по азимуту и через ~ 1 мсек распределяются по всему азимуту ускорителя, причем радиус орбиты пучка будет сохраняться постоянным. После выключения высокой частоты в систему автоподстройки широкополосного усилителя подается смещение от схемы памяти, обеспечивающее настройку выходного каскада на частоту 720 кгц. Одновременно, за счет изменения крутизны в 2 раза, задающий генератор аппаратуры связи $f_0 = f(H)$ перестраивается на частоту 720 кгц. Затем осуществляется повторное включение высокой частоты, обеспечивающее повторный захват и ускорение на первой кратности. После повторного захвата прекращается режим "стола", чем обеспечивается дальнейшее ускорение частиц до предельной энергии. Как показали эксперименты ^{/3/}, во второй этап ускорения

можно захватить до 60 % интенсивности. Однако, если принять специальные меры и осуществить фазовую группировку частиц /4/, то можно захватить во второй этап ускорения до 80 % интенсивности. В этом случае необходимо жестко синхронизировать момент повторного включения высокой частоты с концом "стола" или началом повторного роста магнитного поля.

Представляет интерес рассмотреть вопрос о выборе амплитуды ускоряющего напряжения на обоих этапах ускорения, чтобы, помимо обеспечения нормального режима ускорения, оценить частоту синхротронных колебаний и изменение ее в цикле.

Частоту синхротронных колебаний можно определить по формуле [5]

$$f_{\varphi} = f_0 \sqrt{\frac{z V_0 K F \sin \varphi_0}{2 \pi q E}} \quad , \quad /27/$$

где

$z V_0$ - максимальная энергия, которую может приобрести частица за один оборот /эв/,

φ_0 - равновесная фаза,

E - полная энергия частицы /эв/,

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

$$F = 1 - L(2\pi R_0 + L)^{-1} [n + \beta^2(1-n)]^{-1} \quad ,$$

n - показатель спада магнитного поля ,

остальные обозначения прежние.

Выразим частоту синхротронных колебаний через напряженность магнитного поля, учитывая, что для синхрофазотрона ОИЯИ $n = 2/3$,

$R_0 = 2800$ см, $L = 3200$ см, а также

$$\beta^2 = \frac{(300zHR_0)^2}{M^2 + (300zHR_0)^2}, \quad /28/$$

$$K = 1 + 2\beta^{-2}, \quad /29/$$

$$F = 1 - 0,47(2 + \beta^2)^{-1}. \quad /30/$$

Учитывая формулу /25/, после несложных преобразований получим:

$$f_{\varphi} = \sqrt{q} \frac{c}{2\pi R_0 + L} \sqrt{\frac{2,53zV_0 \sin \varphi_0}{2\pi}} \sqrt[4]{\frac{[0,605M^2 + (300zHR_0)^2]^2}{[M^2 + (300zHR_0)^2]^3}}. \quad /31/$$

Из формулы /31/ видно, что частота синхротронных колебаний медленно убывает с ростом напряженности магнитного поля, а при малых значениях H практически постоянна.

Определим величину оптимальной амплитуды ускоряющего напряжения V_0 , используя преобразованное выражение для радиальных размеров сепаратрисы /5/:

$$\operatorname{tg} \varphi_0 - \varphi_0 = \left(\frac{\rho_{\max}}{R_0}\right)^2 \frac{\pi KF(1-n)^2 \beta^4 E}{2zV_0 \cos \varphi_0} q, \quad /32/$$

где

ρ_{\max} - максимальный радиальный полуразмер сепаратрисы, или в функции от H имеем, используя ранее найденные соотношения,

$$\operatorname{tg} \varphi_0 - \varphi_0 = \left(\frac{\rho_{\max}}{R_0}\right)^2 \frac{2,53 \pi q}{18zV_0 \cos \varphi_0} \cdot \frac{(0,605M^2 + P^2)}{(M^2 + P^2)^{1/2}} \cdot P^2, \quad /33/$$

$$P = 300zHR_0.$$

Необходимый прирост энергии равновесной частицы за один оборот /для протона и дейтона - 2,32 кэв; для He^{++} - 4,64 кэв/ независимо от ее заряда обеспечивается ускоряющим напряжением одинаковой амплитуды.

Таким образом, полагая $V_0 \cos \varphi_0 = 2,32$ кв и принимая ширину рабочей области на поле инжекции $H^{(инж)} = 160$ эрстед равной $100 \text{ см} / \rho_{max} = 50 \text{ см}$, можно определить φ_0 , решив графическим способом уравнение /33/. Расчеты показали, что для обеспечения ускорения на первом этапе необходимо иметь $\Delta W = 4,72$ кэв, что обеспечивается ускоряющим напряжением амплитуды $V_0 = 10$ кв.

Таким образом, ускорение на I-ом этапе легко обеспечивается одним каналом широкополосного усилителя. Оказалось, что для данной амплитуды ускоряющего напряжения в диапазоне изменения магнитного поля от 160 эрстед до 1300 эрстед частота синхротронных колебаний практически постоянна и равна 1500 гц. Поскольку ближайшими гармониками магнитного поля являются гармоники 1200 гц и 1800 гц, этот резонанс синхротронных колебаний с гармониками магнитного поля на первом этапе ускорения не представляет никакой опасности.

Расчет амплитуды ускоряющего напряжения на II этапе ускорения производится так же, как и на I этапе, с той лишь разницей, что значение ρ_{max} определяется в конце I этапа. Кроме того, необходимо учитывать еще одно обстоятельство: наличие больших пульсаций ΔH_c на "столе" магнитного поля H_c вызывает дополнительные радиальные колебания (ΔR) пучка. В связи с этим следует увеличить амплитуду ускоряющего напряжения для обеспечения нормального захвата и ускорения на II этапе. Основываясь на эксперименталь-

ных данных, имеем

$$\left(\frac{\Delta R}{R_0}\right) = \frac{1}{1-n} \cdot \frac{\Delta H_c}{H_c} \Big|_{H_c=1300 \text{ эрстед}}, = 1,2 \cdot 10^{-3},$$

и, делая соответствующий пересчет на увеличение R_{\max} , получим для II этапа ускорения $\Delta W = 5,1$ кэв. Для ускорения на II этапе необходимо ускоряющее напряжение амплитуды $V_0 = 21$ кв, которую можно также получить при работе одного канала широкополосного усилителя. При такой амплитуде ускоряющего напряжения частота синхротронных колебаний в начале II этапа равна 1100 гц и затем медленно убывает с ростом магнитного поля, проходя значение 600 гц при $H = 12$ кэ. Характерно, что резонанс синхротронных колебаний с гармоникой поля 1200 гц автоматически обходится в результате перехода ускорения со второй на первую кратность. Обойти резонанс с гармоникой поля 600 гц можно программным увеличением амплитуды ускоряющего напряжения в конце ускорительного цикла.

На рис. 2 показаны зависимости частоты ускоряющего напряжения и частоты синхротронных колебаний в функции напряженности магнитного поля для обоих этапов ускорения, построенные на основании проведенных расчетов. Для сравнения на этом же рисунке представлен закон связи между частотой ускоряющего напряжения и напряженностью магнитного поля для ускорения протонов.

Таким образом, на основании выполненных расчетов, можно сделать вывод о возможности ускорения дейтонов и He^{++} на синхротроне ОИЯИ без существенных переделок в системе высокочастотного питания ускорителя. Необходимо лишь задать закон связи

$f_0 = f(H)$ для ускорения дейтонов и He^{++} на одном из имеющихся комплектов аппаратуры связи и обеспечить "перехват" при

переходе от ускорения с кратностью 2 на ускорение с кратностью 1.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность П.П.Павлову, Я.И.Папферову, П.Г.Серобабе, В.И.Хренову, Д.И.Шерстянову за помощь в подготовке и проведении экспериментов, а также А.В.Никитину, Г.П.Пучкову, Ю.А.Трояну, А.П.Царенкову, И.В.Чувилу за полевные дискуссии и постоянный интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

1. Л.П.Зиновьев и др.
Препринт ОИЯИ, № 519, Дубна, 1960.
2. Л.Альварец и др.
Проблемы современной физики, № 4, 1956.
3. Г.С.Казанский, А.И.Михайлов.
Препринт ОИЯИ, № 2795, Дубна, 1966.
4. Г.С.Казанский и др.
Атомная энергия, т. 18, вып. 6, стр. 555, 1965.
5. М.С.Рабинович.
Труды ФИАН, X, 1958.
6. Th. Sluyters. Preprint CERN 64-22, Geneve, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 декабря 1968 года.

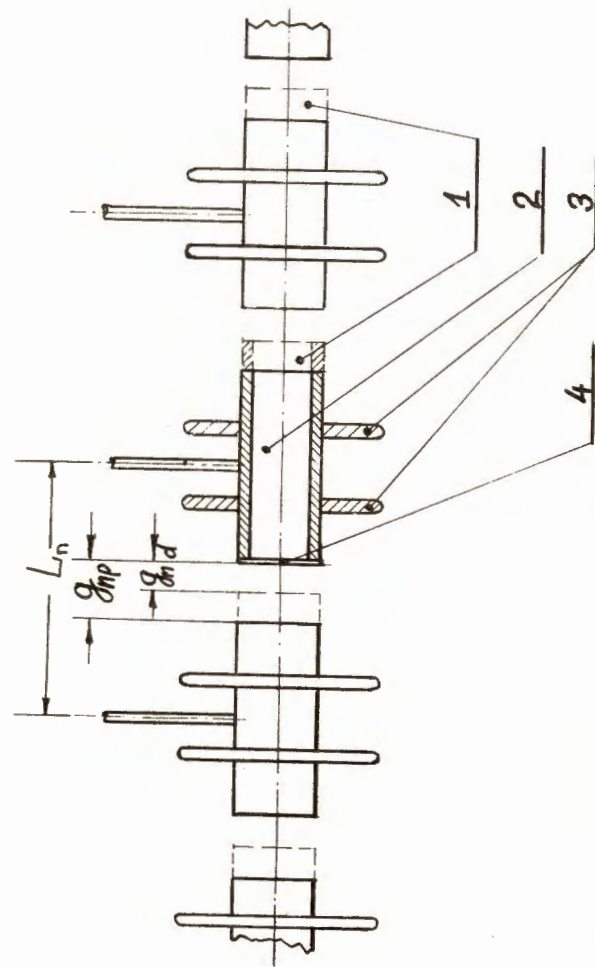


Рис.1. Изменение конструкции ускоряющей системы ЛД для ускорения дейтронов. L_n - n -ый ускоряющий период, g_{np} - n -ый ускоряющий зазор при ускорении протонов и дейтронов соответственно, 1 - насадки, уменьшающие влосе ускоряющие зазоры, 2 - дрейфовая трубка, 3 - регулировочные диски, 4 - фокусирующая сетка.

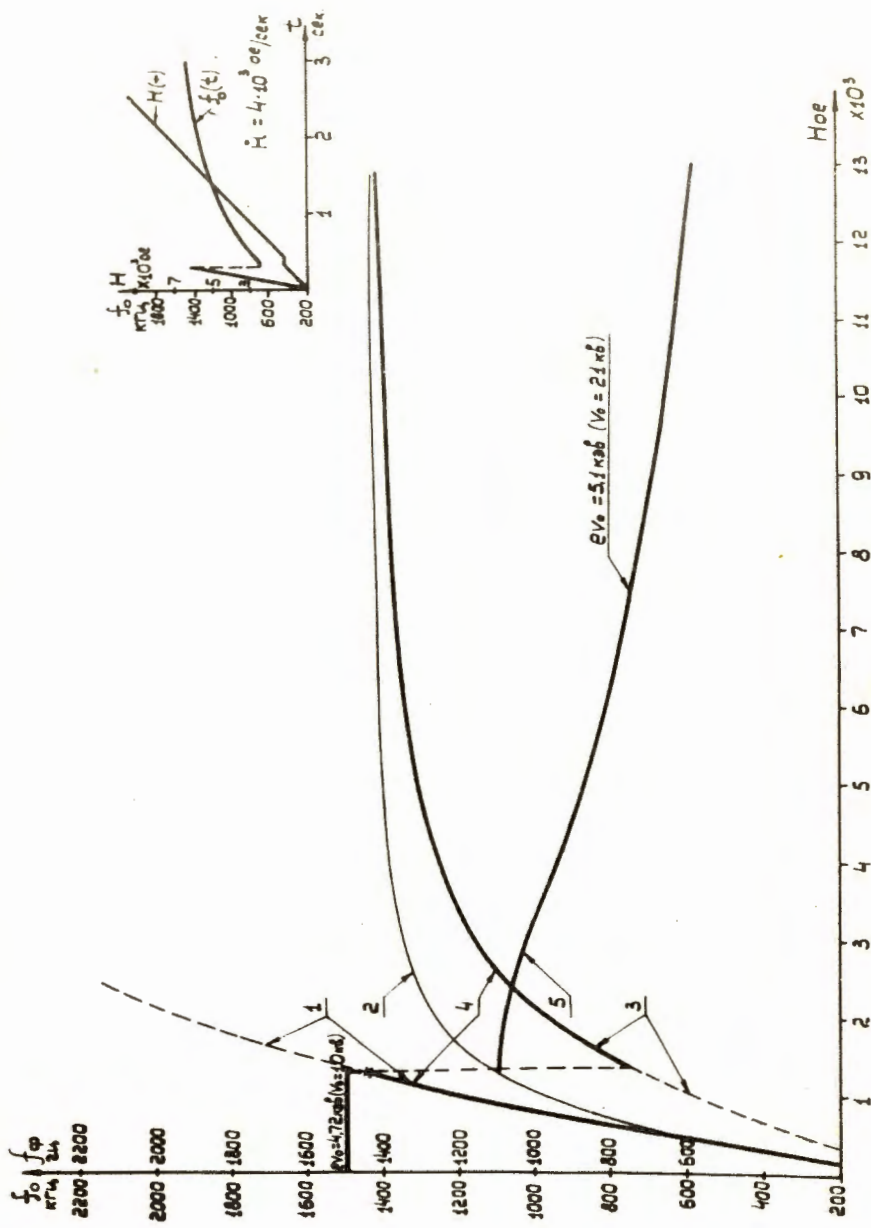


Рис.2. Закон изменения частоты ускоряющего напряжения $f_0 = f(H)$.

- 1 - дейтроны, $q=2$; 2 - протоны, $q=1$; 3 - дейтроны, $q=1$;
- 4 - дейтроны, $q=2+1$; 5 - частота f для дейтронов, $q=2+1$
- ($e \nu_{01} = 4,72 \text{ кэВ} \rightarrow e \nu_{0II} = 5,1 \text{ кэВ}$).