

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗУ5Л1

Д-361

31/11-75

P9 - 8317

1221/2-75

Ю.С.Дерендяев, Л.Л.Зиновьева, М.Л.Иовнович,
А.Б.Кузнецов, В.А.Прейзендорф, Н.Б.Рубин,
Ю.И.Смирнов, В.Г.Шабратов

ВОПРОСЫ СОЗДАНИЯ

СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ УСКОРЯЮЩЕЙ СЕКЦИИ

УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

1974

ОТДЕЛ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ

Р9 - 8317

Ю.С.Дерендяев, Л.Л.Зиновьева, М.Л.Иовнович,
А.Б.Кузнецов, В.А.Прейзендорф, Н.Б.Рубин,
Ю.И.Смирнов, В.Г.Шабратов

ВОПРОСЫ СОЗДАНИЯ
СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ УСКОРЯЮЩЕЙ СЕКЦИИ
УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Создаваемый в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ коллективный ускоритель тяжелых ионов /УТИ/¹ предназначен для ускорения многозарядных ионов тяжелых элементов /вплоть до урана/ до энергии $\sim 10 \text{ МэВ/нуклон}$ в спадающем вдоль оси ускорителя магнитном поле. Создаваемый вместе с адгезатором УТИ ускоряющий соленоид длиной $\sim 1 \text{ м}$ обеспечит, как показано в ¹¹, энергию 10 МэВ/нуклон при числе электронов в кольце $N_e \sim 6 \cdot 10^{13}$, отношении атомного веса иона к заряду $\frac{A}{Z} \sim 10$ и характерных для УТИ размерах кольца $R \sim 4 \text{ см}$ и $a \sim 0,2 \text{ см}$. В случае меньших N_e или больших $\frac{A}{Z}$ потребуется, по-видимому, дополнительная ускоряющая секция. Эту секцию предполагается выполнить в сверхпроводящем варианте. Основные преимущества такой секции перед "теплой" — возможность работы в стационарном режиме и более высокая стабильность поля. Эта секция может быть использована также в качестве переходного участка к криогенному коллективному ускорителю на высокие энергии.

Оценим некоторые параметры ускоряющей секции. Исходя из заданной конечной энергии ионов, запишем связь длины ускорения L с параметрами электронного кольца и ускоряемых ионов в виде

$$L \sim 10 \text{ МэВ} \frac{A}{Z} \frac{1}{\xi E_{\text{кы.л}}}, \quad //1/$$

где $E_{\text{кы.л}}$ — собственное электрическое поле кольца на его краю, ξ — параметр, определяющий условие ускорения без потерь ионов / ξ зависит от закона включения ускорения, при мгновенном включении ускорения ¹¹ $\xi \sim \frac{1}{3,6}$ /.

Выполнение этого условия необходимо, чтобы избежать лавинного процесса потерь ионов ¹.

Величина $\frac{\lambda}{l}$ определяется условиями инжекции и накопления ионов в кольце. Как показали расчеты ⁴, вклад ионов низших зарядов в суммарную массу кольца невелик, и их можно терять при ускорении, не вызывая лавинного процесса потерь. Ионы же, начиная с некоторого "порогового" заряда Z_{II} , терять уже нельзя. Это Z_{II} и следует подставлять в /1/. Z_{II} зависит в основном от N_e и времени накопления T_{II} . В таблице приведены значения Z_{II} и l из ⁴ для ксенона и ртути при длительности струи нейтральных атомов $5 \cdot 10^{-7}$ сек, ее скорости $5 \cdot 10^7$ см/сек и указанных выше размерах кольца.

Чтобы обеспечить требуемый набор энергии ионов и не допустить их потерь при ускорении, относительное изменение магнитного поля B на длине l должно удовлетворять условиям

$$\frac{L}{a} \frac{4\xi v Z_{II}}{y} \frac{N_i}{N_e} = \frac{\Delta B}{B} = \frac{20 \text{ МэВ}}{m y c^2} \lambda \frac{N_i}{N_e}, \quad /2/$$

где $v = 2,8 \cdot 10^{-13} \frac{N_e}{2\pi R}$ - погонный электрон, N_i - число

ускоряемых в кольце ионов, y - релятивистский фактор электронов.

Кроме того, в спадающем магнитном поле $\frac{\Delta B}{B} = 2 \frac{\Delta R}{R}$,

где ΔR - изменение радиуса кольца. Из конструктивных

и физических соображений разумно выбрать $\frac{\Delta R}{R} \leq 0,1 \div 0,2$

и, следовательно, $\frac{\Delta B}{B} = 0,2 \div 0,4$. Тогда при $y = 50$

и $\frac{\Delta B}{B} = 0,2$ из правой части /2/ получим ограничения

на $\frac{N_i}{N_e}$: для ксенона $\frac{N_i}{N_e} < 0,002$, для ртути $\frac{N_i}{N_e} < 0,0013$.

Близкие величины $\frac{N_i}{N_e}$ следуют также из допустимых

потерь электронов при рассеянии на ионах ⁵. Так,

Таблица

T_H (сек)	Ксенон ($A=131$)						Ртуть ($A=200$)					
	$N_e=10^{13}$		$N_e=3 \cdot 10^{13}$		$N_e=5 \cdot 10^{13}$		$N_e=10^{13}$		$N_e=3 \cdot 10^{13}$		$N_e=5 \cdot 10^{13}$	
	Z_p	$L(M)$	Z_p	$L(M)$	Z_p	$L(M)$	Z_p	$L(M)$	Z_p	$L(M)$	Z_p	$L(M)$
10^{-5}	6	13,7	11	2,5	14	1,2	7	18,0	12	3,5	16	1,6
$15 \cdot 10^{-5}$	8	10,3	14	2,0	17	1,0	9	14,0	16	2,6	21	1,2
$2 \cdot 10^{-5}$	10	8,2	16	1,7	19	0,9	11	11,4	19	2,2	24	1,1

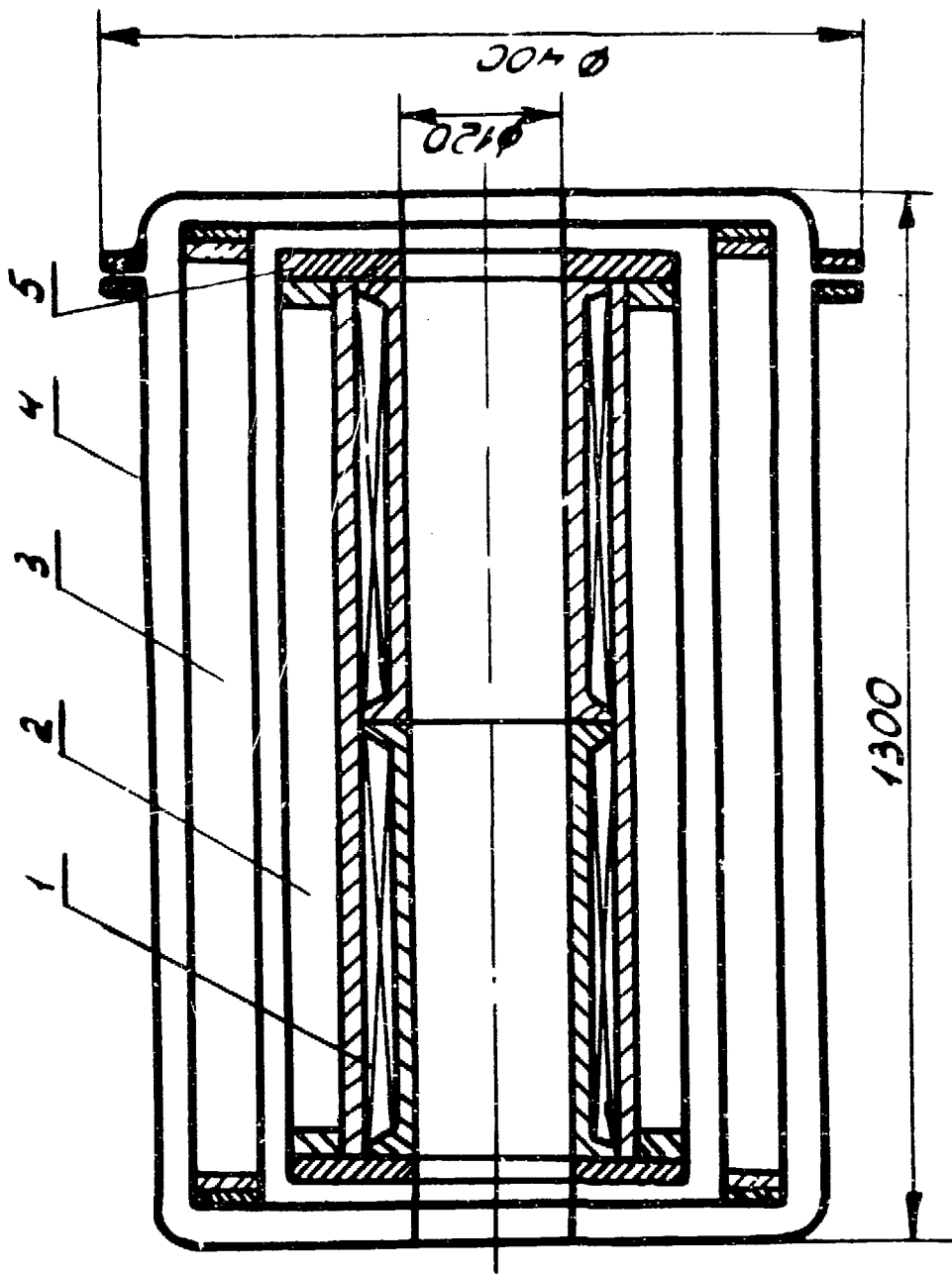
для ксенона $\frac{N_i}{N_e} \approx 0.001$. Поэтому в УТИ было выбрано опорное значение параметра $\frac{N_i}{N_e} = 10^{-3}$.

Как следует из таблицы, при разных N_e и $\frac{\lambda}{Z_{II}}$ длина ускорения колеблется в широких пределах. Более определенные выводы о необходимой длине ускорения можно будет сделать после экспериментов по сжатию кольца в адгезаторе и накоплению в нем ионов. Здесь мы рассматриваем лишь одну ступень ускоряющей секции, на которой предполагается отработать возникающие технические проблемы. В дальнейшем к этой ступени можно будет пристыковать ряд аналогичных ступеней для получения требуемой длины ускоряющей секции.

Общая схема ступени длиной $\sim 1,3$ м показана на рис. 1. Основные элементы ступени: соленоид 1 из стабилизированного сверхпроводящего кабеля, криостат с жидким гелием 2, азотный экран заливного типа 3, вакуумный кожух 4. Соленоид, состоящий из двух секционированных модулей /по 8 катушек/, расположен внутри трубы, обеспечивающей соосность модулей и являющейся одновременно внутренней оболочкой гелиевого криостата. Охлаждение обмоток соленоида обеспечивается как за счет излучения, так и за счет хорошей теплопроводности контактных пластин 5, каркаса соленоида и внутренней трубы криостата, выполненных из меди толщиной ~ 5 мм. Расположение соленоида вне криостата позволяет легко разбирать магнитную систему для устранения дефектов, а также для проверки и исследования соленоида в лабораторном криостате. Вакуум в теплоизоляционном пространстве и рабочей области ускоряющей секции $\sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ Тор обеспечивается высоковакуумным агрегатом ВА-05-4. При охлаждении секции до гелиевой температуры мы ожидаем улучшения вакуума до $\sim 10^{-8}$ Тор.

В общую систему секции входят также система электропитания и эвакуации энергии соленоида с пультом управления, газовый пульт управления, емкости для хранения жидкого гелия и азота и т.д.

Как показали численные расчеты на ЭВМ, рассматри-



Общая схема ступени сверхпроводящей ускоряющей секции ускорителя тяжелых ионов.

васмая магнитная система обеспечивает на большей части длины ступени требуемый уровень поля $\sim 2 \text{ Т}$ с относительной точностью лучше чем $2 \cdot 10^{-3}$. Чтобы ускорять ионы с разными $\frac{\lambda}{\lambda_0}$ при разных λ_0 , необходимо предусмотреть возможность некоторой вариации среднего уровня поля $\sim 10-20\%$ и его перепада $\frac{\Delta B}{B}$ на длине ступени от 0,01 до 0,2.

Как показали расчеты, эта секция должна находиться не ближе 2 м к средней плоскости адгезатора, иначе ее краевое поле заметно искажает поле адгезатора на начальном этапе сжатия кольца. Поэтому потребуются переходный соленоид, который также должен быть динамическим.

Основные проблемы, возникающие при стыковке сверхпроводящей секции с динамическим переходным участком, следующие:

1/ Конструктивные элементы ступени не позволяют состыковать вплотную сверхпроводящий соленоид с соленоидом переходного участка. Между ними остается зазор $\sim 5 \text{ см}$, который искажает картину распределения поля. Расчеты показали, что есть возможности компенсации этого искажения, заключающиеся в вариации токов в крайних катушках, радиусов соленоидов, а также использовании дополнительных корректирующих витков в области зазора;

2/ Чтобы не вывести соленоид из сверхпроводящего состояния, его необходимо экранировать от внешнего переменного магнитного поля. Задача сводится к уравнению Фредгольма 1-го рода для амплитудных значений наведенных токов.

$$\int_L j_{\theta}(l') G_A(l, l') dl' = A_{\theta}^{BH}(l), \quad /3/$$

где l, l' - точки наблюдения и интегрирования, j_{θ} - линейная плотность поверхностного тока в экране, A_{θ}^{BH} - компонента внешнего магнитного поля, G_A - функция Грина для вектор-потенциала тонкого кольца, контур

интегрирования I , представляет собой сечение поверхности экрана плоскостью $\theta = \text{const}$.

Как видно из рис. 1, в конструкции секции есть три основных экранирующих элемента: вакуумный кожух, азотный экран, а также каркас соленоида с контактными пластинками и криостат. При частоте внешнего поля 300 Гц толщина стенок первого из них /нержавеющая сталь, $\sim 2 \text{ мм}$, при комнатной температуре/ существенно меньше глубины скин-слоя, у второго /медь, $\sim 2 \text{ мм}$, при температуре жидкого азота/ она сравнима с ним, у третьего /медь, $\sim 5 \text{ мм}$, при гелиевой температуре/ она много больше скин-слоя. Таким образом, переменное магнитное поле частично экранируется азотным экраном и практически полностью - корпусом соленоида и криостатом. При этом в экранах наводятся токи, искажающие создаваемое магнитное поле. Чтобы оценить величины и характер этих искажений, была решена задача об экранировке переменного магнитного поля соленоида. Такая постановка задачи и выбранная геометрия в какой-то мере моделировали экранирующее действие каркаса соленоида и криостата.

Хотя в общем случае уравнение /3/ относится к классу "некорректных" задач и требует применения регуляризационных алгоритмов ^{/6,7/}, в данном случае его удалось решить сведением к алгебраической системе, используя явление саморегуляризации ^{/8/}, связанное с логарифмической особенностью ядра G_A при $\ell = \ell'$.

Как и следовало ожидать, наибольшие токи $/j_{\theta} \sim /2 \div 5/ \cdot 10^3 \text{ А/см/}$ наводятся в области экрана вблизи источника внешнего поля, которым являлся соленоид с полем $\sim 2 \text{ Т}$, имитирующий переходный участок, и достаточно быстро спадают по мере удаления от него. Средняя мощность тепловыделения от наведенных токов равна $/20 \div 100/ \text{ Вт}$ при скважности $300 \div 60$, что соответствует частоте посылок импульсов внешнего поля $1 \div 5 \text{ Гц}$.

Реально величина тепловыделений каркаса соленоида и криостата будет примерно на порядок меньше, так как часть тепла будет выделяться на азотном экране, который ослабляет поле в $2 \div 3$ раза. Свод такого количества

тепла возможен при использовании простой заливной системы. Максимум поля H_z , создаваемого наведенными токами, равен ~ 3500 Гс и расположен вблизи края экрана. Задача компенсации этого поля является достаточно сложной, но, на наш взгляд, вполне разрешимой. Уже первая попытка грубой компенсации с помощью ряда витков, помещенных внутрь экрана, позволила уменьшить максимум H_z до 180 Гс. Очевидно, что, варьируя количество витков, их положение и токи, можно еще значительно улучшить компенсацию наведенного поля. Кроме того, можно использовать и витки вне экрана, учитывая при этом наведенные в них токи.

Литература

1. Л.С. Барабаш и др. Сообщение ОИЯИ, Р9-7697. Дубна, 1974.
2. М.Л. Иовнович, Н.Б. Рубин, В.П. Саранцев. АЭ, 4, 301 /1969 /; Препринт ОИЯИ, Р9-4257, Дубна, 1969.
3. И.Н. Иванов, Э.А. Перельштейн, В.П. Саранцев. Препринт ОИЯИ, Р9-5535, Дубна, 1970.
4. М.Л. Иовнович, А.Б. Кузнецов, В.А. Прейзендорф. Сообщение ОИЯИ, Р9-8119, Дубна, 1974.
5. М.Л. Иовнович, М.М. Фикс. АЭ, 6, 429 /1970 /; Препринт ОИЯИ, Р9-4849, Дубна, 1969.
6. А.Н. Тихонов. ДАН СССР, 151, 501 /1963 /.
7. А.Н. Тихонов. ДАН СССР, 153, 49 /1963 /.
8. В.И. Дмитриев, Е.В. Захаров. В сб. "Вычислительные методы и программирование". Вып. 10, изд. МГУ, 49, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 октября 1974 года.