

сообщения
Объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

3657/83

18/4-83

P9-83-238

Н.Ю.Казаринов, А.Б.Кузнецов, Э.А.Перельштейн,
В.А.Прейзендорф, В.Ф.Шевцов

РАСЧЕТ КАНАЛА ДЛЯ ТРАНСПОРТИРОВКИ
И СОГЛАСОВАННОЙ ИНЖЕКЦИИ
ПУЧКА ИОНОВ УРАНА
ИЗ КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ
В ТЯЖЕЛОИОННЫЙ СИНХРОТРОН

1983

При создании ускорительного комплекса тяжелых ионов ОИЯИ, первой ступенью которого является тяжелоионный синхротрон /ТИС/^{/1/}, в качестве его инжектора предполагается использовать создаваемый в ОНМУ ОИЯИ коллективный ускоритель тяжелых ионов /КУТИ/^{/2/}.

Ионный пучок КУТИ имеет специфическую кольцевую форму и в связи с этим - большой поперечный размер и эффективный эмиттанс в декартовой системе координат, связанной с продольной осью ускорителя. Поэтому перед транспортировкой пучок необходимо преобразовать с помощью специальных магнитооптических элементов^{/3/}, в результате чего пучок становится приосевым и его эффективный эмиттанс существенно уменьшается. Так, для ионов урана с энергией 20 МэВ/нуклон $\beta \approx 0,2/$ и числом частиц $N \approx 4 \div 5 \cdot 10^{10}$ эффективный эмиттанс уменьшается с $\sim 60 \cdot \pi$ см·мрад до $\sim 7 \cdot \pi$ см·мрад с учетом влияния собственных нелинейных кулоновских сил в процессе преобразования пучка.

Как показали расчеты^{/3,4/}, в результате такого преобразования пучок ионов урана со средней зарядностью $Z = 25$ имеет кроссовер с радиусом $r_0 \approx 2,2$ см на расстоянии ~ 10 м от выхода КУТИ, его эмиттанс $\epsilon_0 = 6,7 \cdot \pi$ см·мрад, импульсный разброс $\Delta p/p \approx \pm 2,5\%$ и продольный размер $l_0 \approx 40$ см. Число ионов в пучке после преобразования $N \approx 2 \cdot 10^{10}$ приблизительно вдвое меньше начального, что связано как с прямыми потерями частиц на конструктивных элементах магнитооптической системы, так и с абберациями в ней^{/3/}, в результате чего часть ионов после преобразования оказывается вне акцептанса транспортировочного канала и теряется на начальном его участке.

Приведенные выше параметры были взяты в качестве исходных данных для расчета канала инжекции ионов урана из КУТИ в ТИС. С учетом того, что ионный пучок КУТИ содержит спектр зарядностей^{/5/}, в расчетах рассматривалось одновременное движение нескольких пучков с различными зарядностями Z_i . При указанных параметрах пучка весьма существенным оказывается влияние собственных кулоновских сил ионов, которое к тому же заметно меняется по длине канала. Это не позволяет применить для расчета канала хорошо разработанные матричные методы /см., например,^{/6/}/. Задачи транспортировки сильноточных пучков также неоднократно решались в связи с созданием сильноточных ускорителей^{/7-11/}. При этом использовались различные подходы: метод укрупненных частиц^{/7-9/}, численное решение уравнений Власова^{/10/}, метод моментов функции распределения^{/11/} и т.д. В данной работе динамика пучков исследовалась аналогично^{/11/} с помощью метода моментов, и расчеты проводились в режиме диалога "человек-машина" с выводом графиче-

ской информации на экран дисплея, что позволяло оперативно подбирать оптимальные параметры канала.

1. В основу расчета были положены уравнения, полученные с помощью метода моментов функции распределения и описывающие изменение во времени координат локальных центров масс и среднеквадратичных размеров пучков ионов с разными Z_i . В этих уравнениях учитывалось, что элементы с продольным магнитным полем /соленоиды/ в канале отсутствуют, и он состоит только из квадрупольных линз и дипольных магнитов.

Движение в горизонтальной плоскости x при наличии поворотных магнитов разбивается на движение центров масс пучков и изменение их горизонтальных размеров. Уравнения движения центров масс можно записать в виде:

$$\frac{d\bar{Y}_i}{ds} = A_1 \bar{Y}_i + Y_{0i} + Y_{s_i} \quad /1/$$

где $s = \beta ct$ - продольная координата, c - скорость света, t - время,

$\bar{Y}_i = \begin{pmatrix} \bar{x}_i \\ \bar{x}'_i \end{pmatrix}$ - вектор-столбец, построенный из горизонтальной

координаты \bar{x}_i центра масс пучка i -ой зарядности, отсчитываемой от центральной зарядности \bar{Z} и ее производной по s \bar{x}'_i , $A_1 =$

$= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ b_{x_i}^{ext} & 0 \end{pmatrix}$ - квадратная матрица второго порядка, элемент которой

$b_{x_i}^{ext}$ описывает действие внешних магнитных полей на движение центров масс:

$$b_{x_i}^{ext} = \begin{cases} -\frac{1}{R_0^2} & \text{- в магните,} \\ \frac{Z_i e G}{AM\beta\gamma c^2} & \text{- в квадрупольной линзе,} \end{cases} \quad /2/$$

Здесь Z_i и A - зарядность и массовое число ионов i -го пучка, M - масса нуклона, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ - релятивистский фактор, e - элементарный заряд, G - градиент магнитного поля в линзе,

$R_0 = -\frac{AM\beta\gamma c^2}{\bar{Z} e B_z}$ - радиус поворота центральной зарядности в магните

с индукцией магнитного поля B_z . Векторы-столбцы Y_{0i} и Y_{s_i} в /1/ имеют вид:

$$Y_{0i} = \begin{pmatrix} 0 \\ y_{0i} \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad Y_{s_i} = \begin{pmatrix} 0 \\ y_{s_i} \end{pmatrix} \quad /3/$$

где

$$y_{0i} = \begin{cases} \frac{1}{R_0} \frac{Z_i - \bar{Z}}{\bar{Z}} & \text{- в магните,} \\ 0 & \text{- в квадрупольной линзе,} \end{cases} \quad /4/$$

а y_{s_i} характеризует влияние собственных полей пучков на движение их центров масс. Так как на входе в канал все $\bar{Y}_i \equiv 0$, то они остаются нулевыми до первого дипольного магнита.

Изменение среднеквадратичных горизонтальных размеров ионных пучков описывается аналогично работам /11-14/ матричными уравнениями:

$$\frac{dM_{x_i}}{ds} = A_{x_i} M_{x_i} + M_{x_i} A_{x_i}^* \quad /5/$$

Здесь M_{x_i} - симметричная матрица моментов второго порядка, связанных с горизонтальным движением:

$$M_{x_i} = \begin{pmatrix} \overline{(x_i - \bar{x}_i)^2} & \overline{(x_i - \bar{x}_i)(x'_i - \bar{x}'_i)} & \overline{(x_i - \bar{x}_i) \frac{\Delta p}{p}} \\ \overline{(x_i - \bar{x}_i)(x'_i - \bar{x}'_i)} & \overline{(x'_i - \bar{x}'_i)^2} & \overline{(x'_i - \bar{x}'_i) \frac{\Delta p}{p}} \\ \overline{(x_i - \bar{x}_i) \frac{\Delta p}{p}} & \overline{(x'_i - \bar{x}'_i) \frac{\Delta p}{p}} & \overline{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2} \end{pmatrix} \quad /6/$$

где учтены также моменты функции распределения, связанные с импульсным разбросом в пучке $\frac{\Delta p}{p}$ /13/, что позволяет находить такие характеристики канала, как дисперсия и ее производная /6/. Матрица третьего порядка A_{x_i} имеет вид:

$$A_{x_i} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ b_{x_i}^{ext} + b_{x_i}^s & 0 & a_i \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad /7/$$

где $a_i = \frac{Z_i}{\bar{Z}} \cdot \frac{1}{R_0}$ - в магните и $a_i = 0$ - в квадрупольной линзе, $b_{x_i}^{ext}$ определяется выражением /2/, а $b_{x_i}^s$ характеризует влияние

собственных полей пучков на поперечные размеры. Знак "*" означает транспонирование матрицы.

Уравнения для вертикальных среднеквадратичных размеров записываются аналогично /5/:

$$\frac{dM_{z_i}}{ds} = A_{z_i} M_{z_i} + M_{z_i} A_{z_i}^* \quad /8/$$

Матрицы M_{z_i} и A_{z_i} здесь равны:

$$M_{z_i} = \begin{pmatrix} \overline{z_i^2} & \overline{z_i z_i'} \\ \overline{z_i z_i'} & \overline{z_i'^2} \end{pmatrix}; \quad A_{z_i} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ b_{z_i}^{ext} + b_{z_i}^s & 0 \end{pmatrix} \quad /9/$$

где

$$b_{z_i}^{ext} = \begin{cases} 0 & \text{- в магните,} \\ Z_i eG & \text{- в квадрупольной линзе,} \\ \frac{AM\beta\gamma c^2}{AM\beta\gamma c^2} & \end{cases} \quad /10/$$

а $b_{z_i}^s$ так же, как $b_{x_i}^s$, связано с действием собственных кулоновских полей пучков.

Отметим, что уравнения /8/ эквивалентны уравнению Владимирского-Капчинского для вертикального среднеквадратичного размера

$$\overline{a_{z_i}} = \sqrt{\overline{z_i^2}} :$$

$$\frac{d^2 \overline{a_{z_i}}}{ds^2} - (b_{z_i}^{ext} + b_{z_i}^s) \overline{a_{z_i}} - \frac{\epsilon_{z_i}^2}{\overline{a_{z_i}}^3} = 0, \quad /11/$$

где $\epsilon_{z_i}^2 = \sqrt{\overline{z_i^2} \cdot \overline{z_i'^2} - (\overline{z_i z_i'})^2}$ - среднеквадратичный вертикальный эмиттанс i -го пучка.

Коэффициенты y_{s_i} , $b_{x_i}^s$ и $b_{z_i}^s$ зависят от формы пучков, расстояния между их центрами масс и распределения плотности ионов по поперечному сечению пучков. Система уравнений /1/, /5/, /8/ будет замкнутой, если y_{s_i} , $b_{x_i}^s$ и $b_{z_i}^s$ выражаются через моменты первого и второго порядка функции распределения. Это выполняется, например, в случае линейных собственных полей, т.е. для пучков с равномерной по эллиптическому поперечному сечению плотностью заряда /12/. Однако, как показано в /14/, это выполняется и в более общем случае при плотности заряда, имеющей эллиптические линии постоянного уровня. Вычисление усредненных собственных сил в пуч-

ке с плотностью такого вида эквивалентно эффективной линейной аппроксимации собственных полей пучка. Это, однако, не позволяет учитывать изменения эмиттанса пучка, вызываемого нелинейностью колебаний.

Для дальнейших расчетов будем предполагать, что распределение плотности ионов с эллиптическими линиями уровня имеет вид /15/:

$$\rho_i = \frac{N_i}{2\pi \overline{a_{x_i}} \overline{a_{z_i}}} e^{-\frac{(x_i - \overline{x_i})^2}{2\overline{a_{x_i}}^2} - \frac{z_i^2}{2\overline{a_{z_i}}^2}} \quad /12/$$

где N_i - число ионов в i -ом пучке, $\overline{a_{x_i}} = \sqrt{(\overline{x_i} - \overline{x_j})^2}$ и $\overline{a_{z_i}} = \sqrt{\overline{z_i^2}}$ - среднеквадратичные поперечные размеры i -го пучка. Тогда для коэффициентов y_{s_i} , $b_{x_i}^s$ и $b_{z_i}^s$ можно по аналогии с /15/ получить выражения:

$$\begin{aligned} y_{s_i} &= \frac{Z_i e^2}{AM\beta^2 \gamma^3 c^2} \sum_j Z_j \tilde{N}_j \frac{\overline{x_i} - \overline{x_j}}{\overline{a_{x_i}}^2 + \overline{a_{x_j}}^2} I_{1ij}, \\ b_{x_i}^s &= \frac{Z_i e^2}{AM\beta^2 \gamma^3 c^2} \sum_j Z_j \tilde{N}_j \frac{1}{\overline{a_{x_i}}^2 + \overline{a_{x_j}}^2} I_{2ij}, \\ b_{z_i}^s &= \frac{Z_i e^2}{AM\beta^2 \gamma^3 c^2} \sum_j Z_j \tilde{N}_j \frac{1}{\overline{a_{x_i}}^2 + \overline{a_{x_j}}^2} I_{3ij}. \end{aligned} \quad /13/$$

Здесь $\tilde{N}_j = N_j / l_j$ - число частиц на единицу длины в j -ом пучке

с зарядностью Z_j , а I_{1ij} , I_{2ij} , I_{3ij} имеют вид:

$$\begin{aligned} I_{1ij} &= \int_0^1 \frac{e^{-\beta_{ij} u}}{\sqrt{1 + a_{ij} u}} du, \quad I_{2ij} = \frac{2}{a_{ij}} [\sqrt{1 + a_{ij}} e^{-\beta_{ij}} - 1 + \beta_{ij} I_{1ij}], \\ I_{3ij} &= \frac{2}{a_{ij}} [1 - \frac{e^{-\beta_{ij}}}{\sqrt{1 + a_{ij}}} - \beta_{ij} I_{1ij}], \end{aligned} \quad /14/$$

где

$$a_{ij} = \frac{\overline{a_{z_i}}^2 + \overline{a_{z_j}}^2}{\overline{a_{x_i}}^2 + \overline{a_{x_j}}^2} - 1, \quad \beta_{ij} = \frac{(\overline{x_i} - \overline{x_j})^2}{2(\overline{a_{x_i}}^2 + \overline{a_{x_j}}^2)}$$

Интеграл I_{1ij} выражается через интеграл вероятности $\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$ или через интеграл Досона /16/ $F(x) = e^{-x^2} \int_0^x e^{t^2} dt$. При $a_{ij} > 0$

$$I_{1ij} = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha_{ij}\beta_{ij}}} e^{\frac{\beta_{ij}}{\alpha_{ij}}} \left[\operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{1+\alpha_{ij}}{\alpha_{ij}}}\beta_{ij}\right) - \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{\beta_{ij}}{\alpha_{ij}}}\right) \right], \quad /15/$$

а при $-1 < \alpha_{ij} < 0$

$$I_{1ij} = \frac{2}{\sqrt{|\alpha_{ij}|\beta_{ij}}} \left[F\left(\sqrt{\frac{\beta_{ij}}{|\alpha_{ij}|}}\right) - e^{-\beta_{ij}} F\left(\sqrt{\frac{1-|\alpha_{ij}|}{|\alpha_{ij}|}}\beta_{ij}\right) \right].$$

2. На основе уравнений /1/, /5/, /8/, с использованием выражений /2/, /4/, /10/ и /13/-/15/ проводился расчет канала инжекции ионов урана из КУТИ в ТИС. Структура канала, кратко описанная в /17/, определяется, в основном, особенностями ионного пучка КУТИ, требованиями к пучку, инжектируемому в ТИС, а также взаимным расположением КУТИ и ТИСа.

Пучок ионов урана на выходе КУТИ имеет среднюю зарядность $\bar{Z} = 25^{1/15}$, тогда как в ТИС необходимо инжектировать ионы с равновесной для данной энергии /20 МэВ/нуклон/ зарядностью $\bar{Z} = 80^{1/1}$. Ширина магнитной дорожки и горизонтальный акцептанс ТИСа позволяют в принципе ускорять кроме ионов основной зарядности также ионы двух соседних зарядностей. Поэтому средняя зарядность \bar{Z} повышается на обдирочной мишени, а затем выделяются нужные для инжекции зарядности. Другой особенностью ионного пучка КУТИ является большой импульсный разброс в нем $\Delta p/p \approx +2,5 \cdot 10^{-2}$ / и малый продольный размер $l \sim 40$ см/. Для инжекции в ТИС необходимо уменьшить импульсный разброс до величины $\Delta p/p = +3 \cdot 10^{-3}$ /1/. Как следует из /4,18/, уменьшение $\Delta p/p$ можно осуществить с помощью дебанчера-монокроматора, состоящего из индукционных ускоряющих секций общей длиной 6-8 м. При этом перед монокроматором необходимо иметь пространство дрейфа, где пучок расплывается в продольном направлении за счет начального импульсного разброса. Поскольку эффективность монокроматора пропорциональна \bar{Z} , перед входом в него необходимо провести обдирку пучка. После обдирки пучка и уменьшения его импульсного разброса можно провести выделение нужных для инжекции зарядностей. И, наконец, параметры инжектируемого пучка необходимо согласовать с магнитной структурой ТИСа.

С учетом сказанного выше была выбрана структура канала, приведенная на рис.1, где кроме элементов канала показаны среднеквадратичные размеры пучка центральной зарядности, а также дисперсия ψ .

Участок дрейфа И₁И₂ представляет собой жесткофокусирующий периодический канал структуры ФОДО с периодом 8 м и согласующими линзами на входе и выходе /Л1-Л10/, аналогичный описанному

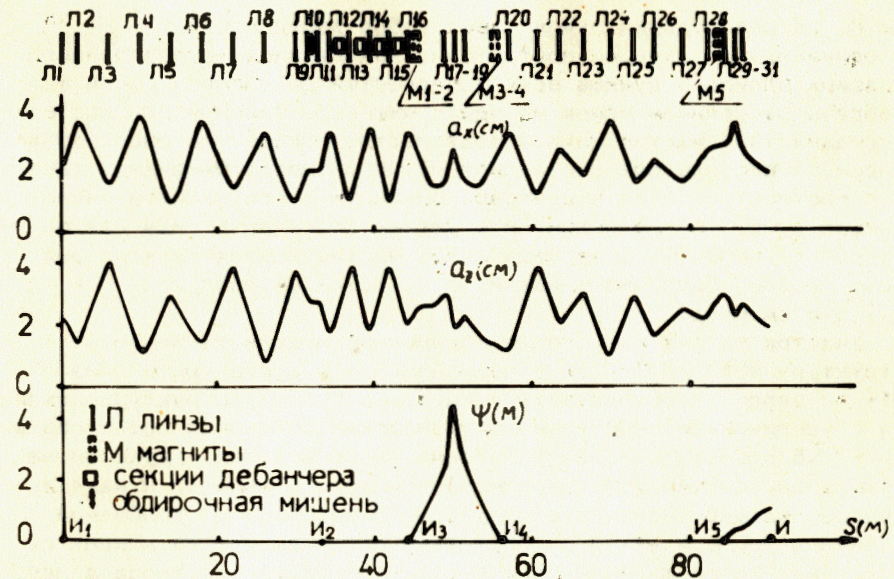


Рис.1

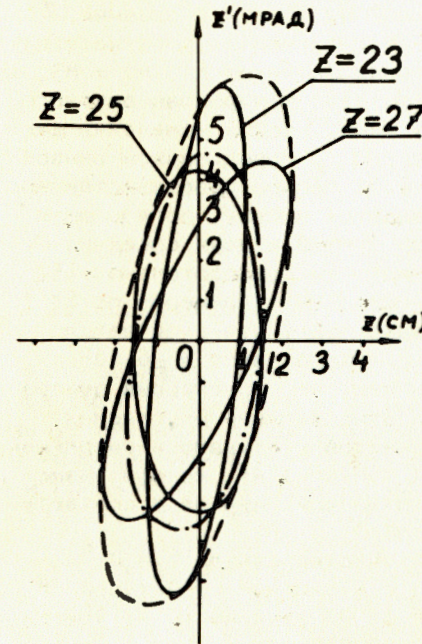


Рис.2

в /4/. Здесь происходит расплывание пучка в продольном направлении, так что его протяженность к концу участка дрейфа увеличивается ~ в 5 раз и составляет ~2 м. При этом соответственно ослабляется действие собственных кулоновских сил ионов. В отличие от /4/, здесь рассматривалась одновременная транспортировка пяти пучков с $Z_i = 23 \div 27$. Хотя все пять пучков проходят через участок дрейфа без потерь и их огибающие отличаются друг от друга не очень существенно, однако в конце дрейфового участка в точке И₂, где установлена обдирочная мишень, фазовые эллипсы пучков оказываются повернутыми друг относительно друга, что приводит к увеличению эмиттанса пучка при обдирке. На рис.2 показаны, например, вертикальные фазовые эллипсы пучков с $Z_i = 23, 25, 27$ в точ-

ке I_2 . После обдирки пучок имеет набор зарядностей с $\bar{Z} = 80$ и одинаковыми фазовыми портретами, являющимися суперпозицией фазовых эллипсов пучков всех зарядностей до обдирки /если пренебречь рассеянием ионов на ядрах мишени/. Фазовый эллипс, содержащий 100% частиц каждой зарядности, показан на рис.2 пунктиром, и его площадь составляет $\sim 11 \cdot \pi$ см.мрад. Очевидно, однако, что плотность частиц в центральной части этого эллипса значительно выше, чем по краям, и с учетом этого эмиттансы пучков каждой зарядности, содержащие $\sim 95\%$ частиц /штрих-пунктир, рис.2/ равны после обдирочной мишени: $\epsilon_{0x} = 7,7 \cdot \pi$ см.мрад и $\epsilon_{0z} = 7,5 \cdot \pi$ см.мрад.

Участок канала $I_2 I_3$ после обдирочной мишени также имеет структуру ФОДО /Л12-Л16/ с периодом 5 м и согласующей линзой Л11 на входе. Необходимость уменьшения периода структуры связана с увеличением собственных кулоновских сил ионов после обдирки $\sim Z^2$. В промежутках между линзами располагаются индукционные ускоряющие секции дебанчера-монохроматора длиной ~ 2 м каждая, обеспечивающие уменьшение импульсного разброса до требуемой величины $\Delta p/p = +3 \cdot 10^{-3}$. Поскольку после выхода из мишени пучок имеет более широкий спектр зарядностей, чем до входа в нее, то за точкой I_2 число транспортируемых пучков было увеличено до семи с $Z_i = 77-83$.

После монохроматизации пучка, когда импульсный разброс $\Delta p/p$ становится существенно меньше разброса по зарядностям $\Delta Z/Z$, осуществляется пространственное разделение пучков с разными Z_i и выделение нужных зарядностей. Это достигается на участке канала $I_3 I_4$ с помощью двух пар прямоугольных магнитов М1, М2 и М3, М4, поворачивающих пучок на общий угол $\sim 70^\circ$, и широкоапертурного фокусирующего триплета Л17-Л19 между ними. График изменения дисперсии ψ на участке $I_3 I_4$ показан на рис.1. Перед первой линзой триплета Л17, где происходит практически полное пространственное разделение пучков с разными Z_i , помещается мишень, поглощающая ионы всех зарядностей, кроме основной $Z = 80$ и двух соседних $Z = 79$ и 81 . При этом в основной зарядности сосредоточено $\sim 15\%$ общей интенсивности пучка, а в двух соседних - примерно по $8\% /1/$. Таким образом, после разделения зарядностей в пучке остается $\sim 30\%$ его начальной интенсивности, т.е. число ионов $N \approx 6 \cdot 10^9$. Поворотные магниты М1-М4 расположены так, что траектория центра масс основной зарядности симметрична относительно их средних плоскостей. Влияние краевых полей магнитов учитывалось введением на их входах и выходах эквивалентных тонких линз, которые изменяют углы траекторий центров масс и огибающих пучков в соответствии с углами их влета в краевое поле /6/.

На остающемся до точки инжекции И участке канала $I_4 I_5$ необходимо согласовать параметры пучка с магнитной структурой ТИСа. Согласование проводится для пучка основной зарядности на участке I_5 с помощью магнита М5 и триплета Л29-Л31.

Параметры линз и магнитов канала инжекции приведены в таблице.

Таблица

Элемент канала	Эффективная длина /см/	Апертура /см/	Поле или градиент /Гс; Гс/см/
Л1	28	10	-565
Л2-Л9	28	10	+925
Л10	28	10	+645
Л11	28	10	-270
Л12-Л16	28	10	+510
Л17	50	20	-200
Л18	50	20	+350
Л19	50	20	-178
Л20-Л24	28	10	+270
Л25	28	10	-322
Л26	28	10	243
Л27	28	10	-169
Л28	28	10	138
Л29	28	10	-242
Л30	28	10	449
Л31	28	10	-229
М1-М4	40	7x17	14745,4
М5	40	7x17	11087,8

Таким образом, рассчитанный канал удовлетворяет сформулированным выше требованиям и обеспечивает транспортировку и согласованную инжекцию ионов урана из КУТИ в ТИС. Для транспортировки и инжекции ионов других элементов необходима перестройка полей и градиентов в соответствии с изменением отношения Z/A .

Заметим, что в расчетах не учитывался ряд факторов, таких, как хроматическая абберация в линзах, изменение эмиттанса пучка в результате нелинейности собственных кулоновских сил ионов, а также краевые эффекты на переднем и заднем фронтах пучка. Эти вопросы требуют более детального рассмотрения.

В заключение авторы выражают благодарность Г.Д.Ширкову за помощь в работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, 9-11796, Дубна, 1978; Беляев Л.Н. и др. В сб.: Аннотации докладов на VIII Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц. Изд. ИФВЭ, Протвино, 1982, с.7.
2. Агеев А.И. и др. ОИЯИ, 9-11007, Дубна, 1978.
3. Кузнецов А.Б., Прейзендорф В.А. ОИЯИ, Р9-80-822, Дубна, 1980.
4. Казаринов Н.Ю. и др. ОИЯИ, Р9-80-806, Дубна, 1980.
5. Перельштейн Э.А., Ширков Г.Д. ОИЯИ, 9-80-124, Дубна, 1980.
6. Штеффен К. Оптика пучков высоких энергий. "Мир", М., 1969.
7. Chasman R. Proc. of the 1968 Proton Linear Accelerators Conference, 1, BNL 50120 (C-54), p.372.
8. Martini M., Prome M.B. В кн.: Труды VII Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Изд-во ЕрФИ, Ереван, 1969, т.1, с.223.
9. Термен Е.Л. Препринт ИТЭФ-91, М., 1973.
10. Kuznetsov V.S. et al. Proc. of the 8th Int. Conf. on High Energy Accel., CERN, 1971, p.384.
11. Вялов Г.Н. и др. ОИЯИ, Р9-11672, Дубна, 1978.
12. Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А., Шевцов В.Ф. ОИЯИ, Р9-10985, Дубна, 1977.
13. Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А. ОИЯИ, Р9-11916, Дубна, 1978.
14. Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А. ОИЯИ, Р9-11337, Дубна, 1978.
15. Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А. ОИЯИ, Р9-12441, Дубна, 1979.
16. Справочник по специальным функциям /под ред. М.Абрамовица и И.Стиган/. "Наука", М., 1979.
17. Казаринов Н.Ю. и др. В кн.: Труды совещания по коллективным методам ускорения. ОИЯИ, Дубна, 1982, с.131.
18. Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А., Саранцев В.П. ОИЯИ, Р9-80-833, Дубна, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 апреля 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Казаринов Н.Ю. и др.
Расчет канала для транспортировки и согласованной инъекции пучка ионов урана из коллективного ускорителя в тяжелоионный синхротрон

P9-83-238

Рассчитан канал инъекции пучка ионов урана из коллективного ускорителя в тяжелоионный синхротрон. В расчете использованы уравнения, полученные на основе метода моментов функции распределения с эффективной линеаризацией сил пространственного заряда. Инжекционный канал обеспечивает транспортировку без потерь ионов с разными зарядностями, увеличение средней зарядности пучка на специальной мишени, выделение ионов требуемых зарядностей и согласование параметров пучка на выходе канала с магнитной структурой тяжелоионного синхротрона.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Kazarinov N.Yu. et al.
Calculation of the Channel for Transporting and Matched Injection of Uranium Ion Beam from Collective Accelerator into Heavy Ion Synchrotron

P9-83-238

The channel for injection of uranium ion beam from the collective accelerator into heavy ion synchrotron has been calculated. The equations, based on the distribution function momentum method with effective linearization of space charge forces, are used. The injection channel provides: the transport of ions with different charges without losses, the average beam charge increase on a special target, the required charge ion selection and the beam output parameters matching with the magnetic structure of heavy ion synchrotron.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.