

e
f

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1339/2-81

P9-80-821

А.Б.Кузнецов, В.А.Прейзендорф

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ
ЭМИТТАНСА ИОННОГО ПУЧКА
КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ

1980

Ионный пучок на выходе коллективного ускорителя^{1/1} обладает специфической кольцевой формой, в результате чего он имеет большую величину полного эффективного эмиттанса ϵ в декартовых координатах. Так, для урана с энергией 20 МэВ/нуклон и зарядностью $Z=25$ $\epsilon \approx 60 \cdot \pi$ мрад·см. После устранения с помощью специального магнита азимутальной скорости ионов, вызванной наличием у них магнитного момента, ТИС^{1/2} способен усвоить /с учетом распределения плотности ионов на фазовой плоскости/ $\sim 50 \div 60\%$ интенсивности такого пучка, причем основным ограничивающим фактором является вертикальный аксептанс ТИС'а, равный $9,6 \cdot \pi$ мрад·см. В то же время полная четырехмерная поперечная проекция фазового объема в цилиндрических координатах невелика, так что минимально возможный эмиттанс составляет величину, меньшую $1 \cdot \pi$ мрад·см.

Для дальнейшей транспортировки пучка и обеспечения более эффективной его инжекции в ТИС крайне желательно провести преобразование пучка, существенно уменьшающее его эффективный эмиттанс в декартовых координатах и обеспечивающее форму эмиттанса, согласованную с аксептансом транспортировочного канала и ТИС'а.

Рассмотрим фазовую картину пучка на плоскости r, γ_r , где $\gamma_r = \frac{v_r}{v_{z0}}$; v_r и v_{z0} - радиальная и средняя продольная скорости, соответственно. После разделения электронной и ионной компонент ионы на фазовой плоскости располагаются внутри эллипса с центром в точке $\gamma_r = 0, r = R$ и полуосями $a_1 = a_0 / \sqrt{4Z}$ и γ_{r0} рис. 2/а/. Здесь R и a_0 - большой и малый радиусы электронного кольца, соответственно, $\gamma_{r0} = \frac{a_0 \Omega_z}{v_{z0} \sqrt{4Z}}$, Ω_z - частота колебаний ионов с зарядностью Z в электронном кольце. Нормированное распределение плотности ионов внутри эллипса определяется выражением

$$\phi_Z = \frac{2}{\pi^2} \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{r-R}{a_1}\right)^2 - \left(\frac{\gamma_r}{\gamma_{r0}}\right)^2}{\left(\frac{r-R}{a_1}\right)^2 + \left(\frac{\gamma_r}{\gamma_{r0}}\right)^2}} \quad /1/$$

Эмиттанс пучка в этих координатах равен $\pi a_0 \gamma_{r_0} / \sqrt[4]{Z}$, что при характеристических для КУТИ параметрах $1/a_0 = 0,2$ см, $\gamma_{r_0} = 8$ мрад/составляет $\approx 0,7\pi$ мрад·см. Так как за время устранения азимутальной скорости ионов пучок расплывается слабо, и, если пренебречь остающимся малым разбросом азимутальных скоростей, то в дальнейшем эмиттанс пучка на плоскости r, γ_r остается постоянным.

Покажем, что можно провести преобразование пучка на фазовой плоскости r, γ_r так, чтобы сделать его близким к приосевому и существенно уменьшить его эмиттанс в декартовых координатах. Это преобразование можно осуществить, например, с помощью магнита с азимутально однородным магнитным полем типа параболической линзы^{/3/}, но имеющего более сложную форму поверхности. Такой магнит сочетает в себе свойства отклоняющего магнита и фокусирующей линзы, т.е. дает изображение каждого элемента кольцевого пучка и одновременно поворачивает его на определенный угол. При соответствующем выборе формы поверхности магнита с его помощью можно получить изображение всех элементов кольца на его оси, иначе говоря, сфокусировать кольцо на ось. Этот магнит представляет собой двоякофокусную линзу /в дальнейшем мы будем называть его просто линзой/.

Поле в таком магните спадает по радиусу

$$B = B_0 \frac{R}{r}, \quad /2/$$

где B_0 - поле на радиусе кольца R . Пусть протяженность S области, в которой создано поле, зависит от радиуса по закону

$$S = S_0 \cdot \mathcal{F}\left(\frac{r}{R}\right), \quad /3/$$

где функция $\mathcal{F}\left(\frac{r}{R}\right)$ определяет радиальную зависимость S $\mathcal{F}(1) = 1$.

В частности, при $\mathcal{F}\left(\frac{r}{R}\right) = \left(\frac{r}{R}\right)^2$ получаем параболическую линзу.

Угол преломления частицы в линзе равен /рис. 1/

$$\gamma = \gamma_0 \frac{R}{r} \cdot \mathcal{F}\left(\frac{r}{R}\right), \quad /4/$$

где γ_0 - угол преломления центральной частицы. Если расстояние от источника до линзы b_1 , от линзы до изображения b_2 , угол между двумя частицами, выходящими из одной точки $\gamma_1 = \frac{\Delta r}{b_1}$ ($\Delta r = r - R$), а угол между ними за магнитом $\gamma_2 = \frac{\Delta r}{b_2}$ /рис. 1/, то, ставя условие фокусировки частиц на оси $\gamma = \gamma_0 + \gamma_1 + \gamma_2$ и учитывая, что $\gamma_0 = \frac{R}{b_2}$, получим

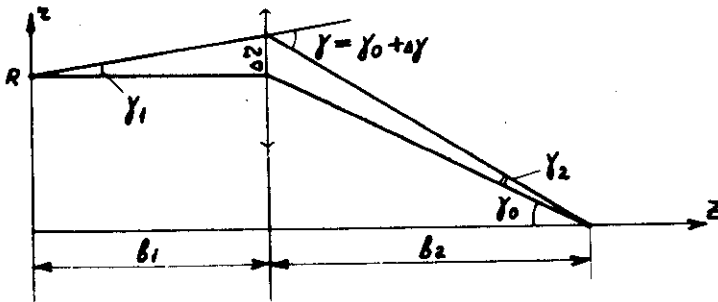


Рис. 1. Схема фокусировки кольца на ось.

$$\mathcal{F}(x) = 1 + (2 + \frac{b_2}{b_1})(x-1) + (1 + \frac{b_2}{b_1})(x-1)^2, \quad /5/$$

где $x = \frac{r}{R}$.

Таким образом, если геометрия области, в которой создано поле, удовлетворяет условию /5/, то кольцо фокусируется на ось. При этом размеры источника a_1 и изображения a_2 , а также углы γ_1 и γ_2 связаны обычными соотношениями

$$a_2 = a_1 \frac{b_2}{b_1}, \quad \gamma_2 = \gamma_1 \frac{b_1}{b_2}. \quad /6/$$

Такую линзу можно представить в виде двух линз: первой, имеющей оптическую ось в виде совокупности образующих цилиндра радиуса R и фокусное расстояние

$$f_1 = b_1, \quad /7/$$

и второй - параболической линзы с фокусным расстоянием

$$f_2 = b_2. \quad /8/$$

На рис. 2 схематически показано, как рассмотренное выше преобразование пучка выглядит на фазовой плоскости r, γ_1 . В свободном пространстве до линзы ионы смещаются по r пропорционально γ_1 . При этом их изображающие точки на фазовой плоскости смещаются в горизонтальном направлении, и конфигурация пучка принимает вид эллипса /6/. При прохождении линзы все частицы

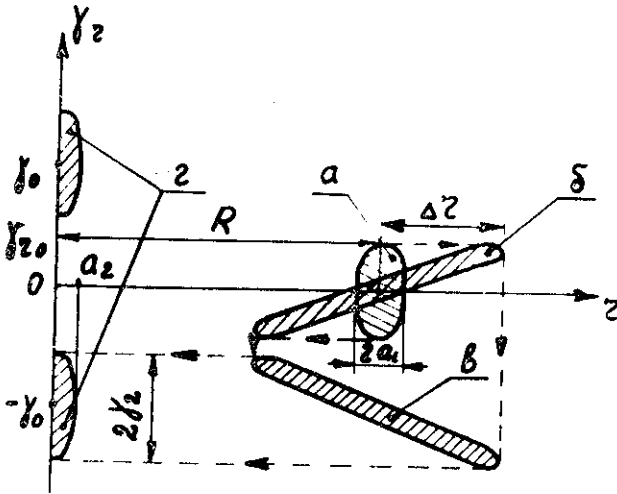


Рис. 2. Последовательные этапы /а-г/ преобразования ионного пучка на фазовой плоскости γ , γ_1 с помощью двоякофокусной линзы.

получают дополнительные радиальные углы согласно /4/ и /5/, и их изображающие точки смещаются вдоль вертикальной оси /в/. В дальнейшем ионы вновь дрейфуют в свободном пространстве за магнитом, и, когда центральные частицы достигают оси, конфигурация пучка соответствует двум полуэллипсам /г/.

На рис. 3 показаны все поперечные проекции пучка на фазовые плоскости в декартовых координатах до и после его преобразования /рис. 2/а/ и 2/г/, соответственно.

Как видно из рис. 2 и 3, преобразование пучка уменьшает его поперечный размер, но увеличивает угловую расходимость /максимальный угол $\gamma_0 + \gamma_2 = \frac{R + \Delta\gamma}{b_2}$ /. Легко убедиться, что эффек-

тивный эмиттанс пучка в декартовых координатах x, y_x и y, y_y уменьшился по сравнению с начальным. Действительно, эллипсы минимальной площади, описанные на фазовой плоскости вокруг распределений, соответствующих рис. 2/а/ и 2/г/, равны

$$\epsilon_0 = 2\pi R \gamma_1 \kappa\left(\frac{R}{a}\right)$$

и

$$\epsilon_k = 2\pi a_2 \gamma_0 \kappa\left(\frac{\gamma_0}{\gamma_2}\right),$$

/9/

где $\kappa(x)$ - функция, значения которой приведены в таблице;

$$\frac{\gamma_0}{\gamma_2} = \frac{R}{\Delta\gamma}, \quad a_2 = \frac{b_2 a_0}{b_1} = \frac{b_2 a_0}{b_1 \sqrt{Z}}.$$

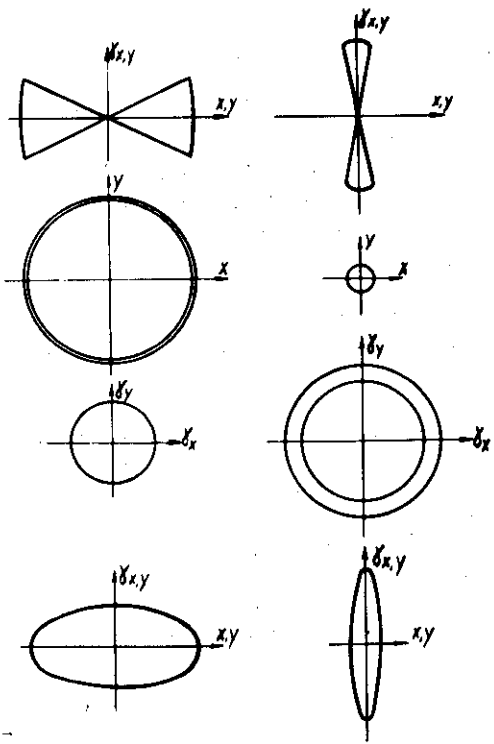


Рис.3. Поперечные проекции пучка на фазовые плоскости в декартовых координатах: слева - сразу после компенсации момента, справа - в плоскости изображения после прохождения через линзу при $\frac{b_2}{b_1} = 5$.

Таблица

x	1	2	3	4	5	10	20	∞
$\kappa(x)$	1,299	1,099	1,042	1,026	1,019	1,005	1,001	1

Коэффициент уменьшения эмиттанса пучка равен

$$K = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_k} = \frac{\Delta\gamma \sqrt[4]{Z} \kappa\left(\frac{R\sqrt[4]{Z}}{a_0}\right)}{a_0 \kappa\left(\frac{R}{\Delta\gamma}\right)} \approx \frac{\Delta\gamma \sqrt[4]{Z}}{a_0 \kappa\left(\frac{R}{\Delta\gamma}\right)} \quad /10/$$

Как следует из /10/, для увеличения K и получения наибольшего выигрыша в эмиттансе необходимо увеличивать $\Delta\gamma$ и, следовательно, b_1 .

Если это преобразование пучка осуществлять линзой с полем одного знака ($\mathcal{F}(x) > 0$, при $x > 0$), то должно выполняться условие

$b_1 + b_2 \leq \ell_{\max} = \frac{R}{\gamma_1}$, и увеличение b_1 приводит к уменьшению b_2 и, следовательно, к увеличению угловой расходимости пучка.

Таким образом, хотя с помощью этой линзы удастся уменьшить эффективный эмиттанс пучка, он оказывается несогласованным, и транспортировать такой пучок в инжекционном канале сложно ввиду его большой угловой расходимости. Для успешной транспортировки желательно иметь пучок с малым и согласованным эмиттансом, т.е. с малой угловой расходимостью.

Этого можно добиться, используя не одну, а две линзы с противоположными направлениями полей. В таком случае функцию \mathcal{F} в /3/ и /4/ можно представить в виде $\mathcal{F} = \mathcal{F}_1 - \mathcal{F}_2$, и она может быть знакопеременной. Если какая-либо частица проходит через линзу не преломляясь /для нее $\mathcal{F} = 0$ /, то для частиц, проходящих на большем радиусе, $\mathcal{F} > 0$, и они получают дополнительные углы внутрь, а частицы, проходящие на меньшем радиусе, - углы наружу ($\mathcal{F} < 0$). В результате такая система из двух линз позволяет увеличивать b_2 , не меняя b_1 и Δr , т.е. уменьшать угловую расходимость пучка, не увеличивая его эффективный эмиттанс. На рис. 4/а-г/ проиллюстрировано подобное преобразование на фазовой плоскости r, γ_r .

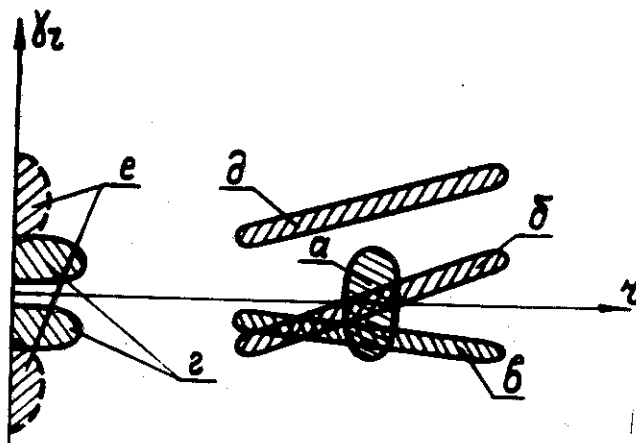


Рис. 4. Преобразование ионного пучка на фазовой плоскости r, γ_r с помощью двух линз с противоположным направлением полей /а-г/ и получение мнимого изображения /а-б, д-е/.

В этом случае в принципе можно сформировать пучок с минимальным эффективным эмиттансом

$$\epsilon_{\min} = 2\pi a_1 \gamma_1 \kappa(1). \quad /11/$$

Для параметров пучка ионов урана из КУТИ $\epsilon_{\min} \approx 2 \cdot \pi$ мрад·см.

Может оказаться удобным использовать линзу, дающую мнимое изображение ионного кольца на расстоянии b_2 перед линзой. Для такой линзы

$$\mathcal{F}(x) = 1 + (2 - \frac{b_2}{b_1})(x-1) + (1 - \frac{b_2}{b_1})(x-1)^2. \quad /12/$$

Преобразование с ее помощью проиллюстрировано на рис. 4 /д - фазовый эллипс за линзой, е - фазовые полуэллипсы мнимого изображения/.

Ионный пучок КУТИ, помимо ионов основной зарядности, содержит также ионы соседних зарядностей. На выходе ускорителя все ионы занимают практически одно и то же пространство на фазовой плоскости, поскольку $\gamma_{r_0} \sim \sqrt[4]{Z}$, т.е. слабо зависит от Z . Действие же линзы пропорционально Z , поэтому ионы с разным Z фокусируются на разных расстояниях от магнита, причем

$$\frac{\Delta y_0}{y_0} = \frac{\Delta b_2}{b_2} = \frac{\Delta Z}{Z}. \quad /13/$$

Такое явление можно назвать "хроматической aberrацией", хотя обычно этим термином называют зависимость угла преломления от импульса частиц. Отметим, что в нашем случае aberrация, связанная с различными зарядностями частиц, значительно превышает aberrацию, вызванную разбросом частиц по импульсам, поскольку $\frac{\Delta Z}{Z} \geq 0,04$, тогда как $\frac{\Delta p}{p} = \gamma_{r_0} = 0,008$. Эта aberrация приводит к увеличению поперечного размера пучка в точке b_2 на величину

$$\Delta a_2 = R \frac{\Delta Z}{Z}. \quad /14/$$

На плоскости r, γ_r происходит сдвиг фазовых изображений пучков с разным Z относительно друг друга, что эквивалентно увеличению эффективного эмиттанса всего пучка

$$\frac{\Delta \epsilon_k}{\epsilon_k} \approx \frac{\Delta Z}{Z} \left(1 + \frac{R}{a_2}\right). \quad /15/$$

Как видно, увеличение эмиттанса особенно заметно при малых размерах изображения пучка a_2 , что соответствует рис. 2. Так, при $a_2 = a_1 = \frac{a_0}{\sqrt[4]{Z}}$ и $\frac{\Delta Z}{Z} = 0,04$ $\frac{\Delta \epsilon_k}{\epsilon_k} = 1,8$, т.е. эмиттанс пучка с учетом соседних зарядностей возрастает примерно втрое. В случае же почти параллельного пучка /рис. 4/ относительное увеличение эмиттанса $\frac{\Delta \epsilon_k}{\epsilon_k}$ составляет лишь $10 \div 20\%$. Проведенное выше рассмотрение преобразований ионного пучка КУТИ является идеализированным, поскольку не учитывает краевых эффектов в линзах, а также влияния собственного кулоновского поля ионного пучка. Эти вопросы требуют дополнительного рассмотрения.

Однако очевидно, что в принципе преобразование ионного пучка КУТИ с помощью линз позволяет существенно уменьшить эффективный эмиттанс пучка в декартовых координатах и в результате получить пучок, пригодный для дальнейшей эффективной транспортировки в инжекционном канале и последующей инжекции его в ТИС. Для того, чтобы полученный пучок в точке b_2 был согласован с каналом, имеющим апертуру x_k и характеризующимся в гладком приближении длиной волны λ , необходимо выполнение соотношений

$$a_2 \sqrt{2} = x_p, \quad (x_p \leq x_k)$$

$$\gamma_0 \sqrt{2} = x_p \frac{2\pi}{\lambda}. \quad /16/$$

Тогда, используя /6/, получим условие

$$b_2 = \sqrt{\frac{\lambda R \Delta \Gamma}{2\pi a_1 \gamma_{r_0}}}. \quad /17/$$

Так, например, при $\lambda = 30$ м, $\Delta \Gamma = 1$ см будем иметь следующие значения параметров: $b_1 = 1,25$ м, $b_2 = 16,3$ м, $\epsilon_k = 5,75 \cdot \pi$ мрад·см, $x_p = 1,65$ см. На рис. 5 показаны последовательные этапы преобразования конфигурации пучка на фазовых плоскостях x, γ_x и y, γ_y . Рис. 5а соответствует пучку до устранения азимутальной скорости, рис. 5б - после ее устранения, рис. 5в - после прохождения двух линз с противоположно-направленными азимутальными полями.

Средняя зарядность ионов урана в КУТИ $Z = 25$, в то время как в ТИС необходимо инжектировать ионы с равновесным зарядом $Z = 80$. Поэтому перед инжекцией необходимо дополнительно "ободать" ионный пучок на специальной мишени для повышения его зарядности, а затем выделить нужные для инжекции зарядности.

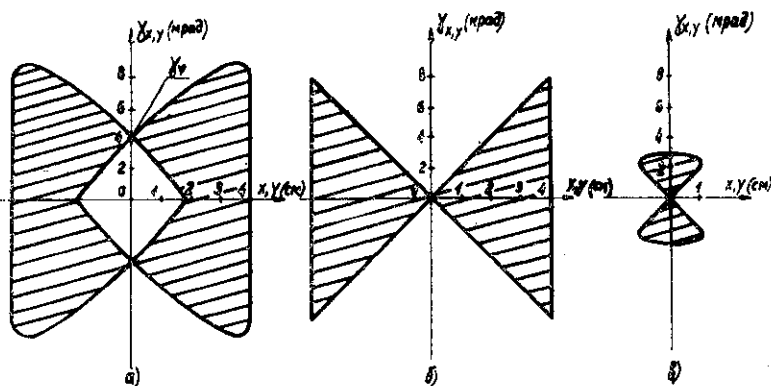


Рис. 5. Последовательные этапы преобразования эмиттанса ионного пучка КУТИ в декартовых координатах: а - до устранения азимутальной скорости, б - после ее устранения, в - в плоскости изображения после преобразования пучка с помощью двух линз.

Обдирку пучка можно осуществить как до его преобразования, так и после. В первом случае облегчаются требования на величины магнитных полей в линзах, а также уменьшается влияние аберрации, связанной с различием зарядностей. Кроме того, в этом случае можно попытаться использовать линзы для выделения нужных зарядностей, учитывая тот факт, что разные зарядности фокусируются в разных точках, и используя систему диафрагм или штырей, расположенных на оси. Недостатком же обдирки пучка до преобразования является увеличение влияния его собственного кулоновского поля в процессе преобразования. Если же обдирку пучка производить после его преобразования, необходимо предусмотреть какое-то устройство для выделения нужных зарядностей. Хотя возможно, что такое устройство понадобится и в первом случае.

Авторы считают своей приятной обязанностью выразить благодарность Н.Ю.Казаринову и Э.А.Перельштейну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Агеев А.И. и др. ОИЯИ, 9-11007, Дубна, 1978.
2. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, 9-11796, Дубна, 1978.
3. Штеффен К. Оптика пучков высоких энергий. "Мир", М., 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 декабря 1980 года.