

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
— дубна

5453

1  
1982

P9-82-592

151  
71-82

В.М.Жабицкий, И.Н.Иванов

О ВЫБОРЕ СХЕМЫ ИНЖЕКЦИИ  
С БЫСТРОИЗМЕНЯЮЩИМСЯ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ  
В АДГЕЗАТОРЕ КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ

Направлено в ЖТФ

1982

В течение ряда лет на модели коллективного ускорителя ОИЯИ проводились исследования инжекционных систем электронов с быстроизменяющимся магнитным полем в адгезаторе. Результаты проведенных экспериментов приведены в работах<sup>/1-7/</sup>. В настоящей работе рассмотрен вопрос о выборе схемы инжекции с целью получения максимальной плотности частиц в кольце.

Инжекция электронов производится из инжекционного сопла в мягкофокусирующее магнитное поле адгезатора, представляющее собой в общем случае сумму постоянного и переменного магнитных полей. Вследствие быстрого изменения тока в создающих переменное магнитное поле катушках происходит отвод электронов от инжекционного сопла и формируется электронное кольцо. Для любой движущейся в таком поле частицы сохраняется азимутальная составляющая обобщенного импульса  $P_\theta$ :

$$\frac{c}{e} P_\theta = - \frac{mc^2}{e} \gamma \beta_\theta - rA = C_0 = \text{const}, \quad /1/$$

где  $mc^2 \gamma$  - полная энергия электронов;  $\beta_\theta$  - азимутальная составляющая скорости электронов, отнесенная к скорости света  $c$ ;  $A = A(r, z, t)$  - азимутальная составляющая вектор-потенциала суммарного магнитного поля на радиусе  $r$ . Двигаясь в мягкофокусирующем поле, частицы совершают бетатронные колебания вокруг равновесной орбиты с радиусом  $r_s$ , лежащей в средней плоскости, где радиальная составляющая вектора индукции  $B_r$  равна нулю. Будем предполагать, что средняя плоскость совпадает с координатной плоскостью  $z=0$ . На равновесной орбите  $r_s$  имеем

$$- \frac{mc^2}{e} \gamma \beta_\theta \Big|_{r=r_s, z=0} = r_s B_s, \quad /2/$$

где  $B_s = B_z(r=r_s, z=0, t)$  - аксиальная составляющая вектора индукции в средней плоскости на равновесной орбите. Используя /2/, перепишем /1/ в следующем виде:

$$r_s^2 B_s - r_s A_s = C_0, \quad /3/$$

где  $A_s = A(r=r_s, z=0, t)$ . Решением уравнения /3/ при заданной константе  $C_0$  является функция  $r(t)$ , определяющая положение равновесной орбиты в различные моменты времени. Как уже отмечалось выше, внешнее магнитное поле для рассматриваемых инжекционных систем представляет собой сумму постоянного и переменного полей, создаваемых симметрично расположенными относительно средней плоскости катушками, по которым течет постоянный ток  $I$  и импульс-

ный ток  $J(t)$ . Поэтому для внешнего поля компоненты  $B_z$  и  $rA$  в средней плоскости будем представлять в виде сумм:

$$B_z(r, z=0, t) = IG(r) + J(t)g(r);$$

/4/

$$rA(r, z=0, t) = \frac{1}{2}r^2 \bar{B}_z(r, z=0, t) = \frac{1}{2}r^2 (IG(r) + J(t)\bar{g}(r)).$$

где  $\bar{B}_z(r, z=0, t)$  - среднее поле в момент времени  $t$  на орбите с радиусом  $r$ , лежащей в средней плоскости  $z=0$ . Приведенная в /4/ факторизация для переменного поля в виде  $J(t)g(r)$  справедлива, поскольку переменное магнитное поле рассматриваемых инжекционных систем можно считать квазистационарным, а металлическую камеру адгезатора для него - идеально проводящей.

Пусть в момент времени  $t_0$  в адгезатор из инжекционного сопла производится инжекция пучка электронов с длительностью импульса тока частиц  $\tau$ . Будем предполагать, что в течение  $\tau$  для центральных в сечении инжектируемого пучка частиц при вылете из инжекционного сопла  $r_{in} = r_0, z_{in} = 0$ , величина  $(\gamma\beta\theta)_{in}$  неизменна и  $\dot{r}_{in} = \dot{z}_{in} = 0$ , то есть частицы инжектируются по касательной к окружности с радиусом  $r_0$ . Пусть в момент  $t_0$  при инжекции первой такой частицы ее равновесный радиус есть  $r_{so}^{in}$ , а смещение равновесной орбиты относительно радиуса инжекции равно  $a_{so}^{in} = r_0 - r_{so}^{in}$  /см. рис.1/. По мере изменения внешнего магнитного поля во времени равновесный радиус для этой частицы определяется функцией  $r_{so}(t)$ , которая является в соответствии с /3/, /4/ и /1/ решением уравнения

$$F(r_{so}(t))I + f(r_{so}(t))J(t) = C_{in} - \frac{1}{2}r_0^2 \bar{G}(r_0)I - \frac{1}{2}r_0^2 \bar{g}(r_0)J(t_0). \quad /5/$$

где введены обозначения:

$$C_{in} = -\frac{mc^2}{e}r_0(\gamma\beta\theta)_{in};$$

/6/

$$F(r_{so}) = r_{so}^2 (G(r_{so}) - \frac{1}{2}\bar{G}(r_{so})); \quad f(r_{so}) = r_{so}^2 (g(r_{so}) - \frac{1}{2}\bar{g}(r_{so})).$$

Таким образом,  $r_{so}^{in}$  есть решение уравнения /5/ при  $t=t_0$ , то есть  $r_{so}^{in} = r_{so}(t_0)$ . Для инжектируемой в момент времени  $t_0 + \tau$  частицы равновесный радиус определяется функцией  $r_{sr}(t)$ , которая является решением уравнения /5/, где в правой части вместо  $J(t_0)$  следует подставить величину переменного тока при  $t = t_0 + \tau$ :

$$F(r_{sr}(t))I + f(r_{sr}(t))J(t) = C_{in} - \frac{1}{2}r_0^2 \bar{G}(r_0)I - \frac{1}{2}r_0^2 \bar{g}(r_0)J(t_0 + \tau). \quad /7/$$

Пусть в момент  $t_0 + \tau$  равновесный радиус частицы, инжектированной при  $t=t_0$ , есть  $r_{so}(t_0 + \tau) = r_{so}^r$ , а равновесный радиус частицы, инжектированной при  $t=t_0 + \tau$ , есть  $r_{sr}(t_0 + \tau) = r_{sr}^{in}$ . Определим величину расстояния  $\Delta r_{sr}^{in} = r_{sr}^{in} - r_{so}^r$  в момент времени  $t_0 + \tau$  между равновесными орбитами для этих частиц /см. рис.1/. Для этого проведем разложение входящих в левую часть уравнения /7/ функций по малому параметру  $\Delta r_{sr}^{in}$  при  $t = t_0 + \tau$  около точки  $r_{so}^r$ :

$$F(r_{sr}(t_0 + \tau))I + f(r_{sr}(t_0 + \tau))J(t_0 + \tau) \approx F(r_{so}^r)I + f(r_{so}^r)J(t_0 + \tau) + r_{so}^r(1 - n_s(r_{so}^r, t_0 + \tau))B_s(r_{so}^r, t_0 + \tau)\Delta r_{sr}^{in}, \quad /8/$$

где  $n_s(r_{so}^r, t_0 + \tau) = -\frac{r_s}{B_s} \frac{\partial B_s}{\partial r_s}$  - показатель спада,  $B_s(r_{so}^r, t_0 + \tau)$  -

аксиальная составляющая вектора индукции суммарного /постоянного плюс переменного/ магнитного поля в средней плоскости на радиусе  $r_{so}^r$  в момент времени  $t_0 + \tau$ . Подставляя /8/ в /7/ и вычитая из полученного выражения уравнение /5/ с левой частью при  $t=t_0 + \tau$  на радиусе  $r_{so}^r$ , получим после несложных преобразований

$$\Delta r_{sr}^{in} = -\frac{r_0^2 \bar{g}(r_0) \Delta J_r}{2r_{so}^r(1 - n_s(r_{so}^r, t_0 + \tau))B_s(r_{so}^r, t_0 + \tau)}, \quad /9/$$

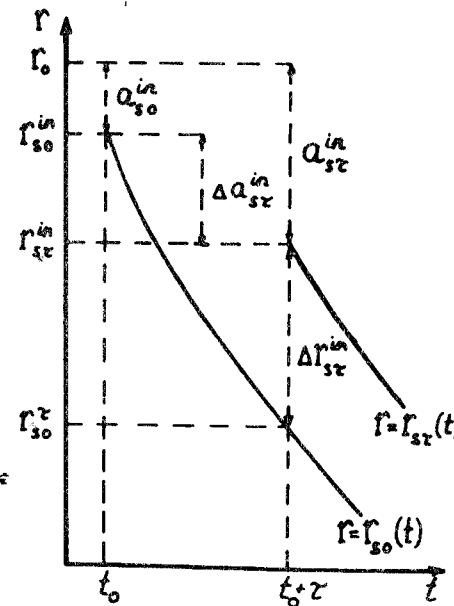


Рис.1

где  $\Delta J_r = J(t_0 + \tau) - J(t_0)$ . Отметим, что  $\Delta r_{sr}^{in}$  пропорционально  $\bar{g}(r_0)$  - величине переменного среднего магнитного поля на радиусе вылета из инжекционного сопла центральных в сечении пучка частиц. Пусть из /5/ найдена функция  $r_{st_1}(t)$ , определяющая положение равновесного радиуса по мере изменения величины переменного магнитного поля для инжектированной в момент времени  $t_1$  ( $t_0 \leq t_1 \leq t_0 + \tau$ ) центральной в сечении пучка частицы. Тогда в соответствии с /9/ получим, что  $r_{so}(t_1) = r_{st_1}(t_1)$  только при  $\bar{g}(r_0) = 0$ . Этот вывод также следует непосредственно из /5/, так как при  $\bar{g}(r_0) = 0$  правая часть уравнения /5/ является постоянной величиной в течение времени инжекции. Таким образом, функции  $r_{st_1}(t)$  будут различными при  $\bar{g}(r_0) \neq 0$ .

Используя функции  $r_{st_i}(t)$ , можно определить амплитуду бетатронных колебаний  $a_{st_i}^{in} = r_0 - r_{st_i}(t_i)$  в моменты времени  $t_i$  для инжектируемого пучка с длительностью импульса тока частиц  $\tau$ . Как уже отмечалось выше, амплитуда бетатронных колебаний для инжектируемой в момент  $t_0$  центральной в сечении пучка частицы есть  $a_{so}^{in} = r_0 - r_{so}^{in}$ . Величина  $a_{so}^{in}$  определяет амплитуду бетатронных колебаний центра тяжести инжектируемого пучка относительно равновесной орбиты с радиусом  $r_{so}^{in} = r_{so}(t_0)$  в магнитном поле адгезатора. Для инжектируемой при  $t = t_0 + \tau$  центральной в сечении пучка частицы амплитуда бетатронных колебаний равна  $a_{sr}^{in} = r_0 - r_{sr}^{in}$  /см. рис.1/. Определим величину изменения амплитуды бетатронных колебаний  $\Delta a_{sr}^{in} = a_{sr}^{in} - a_{so}^{in}$  за интервал времени  $\tau$  для этих частиц. Для этого необходимо провести разложение входящих в левую часть уравнения /7/ функций по малому параметру  $\Delta a_{sr}^{in}$  относительно точки  $r_{so}^{in}$  в момент времени  $t_0 + \tau$ :

$$F(r_{sr}(t_0 + \tau))I + f(r_{sr}(t_0 + \tau))J(t_0 + \tau) \approx F(r_{so}^{in})I + F(r_{so}^{in})J(t_0 + \tau) - r_{so}^{in}(1 - n_s(r_{so}^{in}, t_0 + \tau))B_s(r_{so}^{in}, t_0 + \tau)\Delta a_{sr}^{in}, \quad /10/$$

где входящие в правую часть разложения /10/ величины  $F$ ,  $f$ ,  $n_s$  и  $B_s$  вычисляются в средней плоскости при  $t = t_0 + \tau$  на радиусе, равном равновесному радиусу  $r_{so}^{in}$  инжектируемой в момент  $t_0$  частицы. Подставляя /10/ в /7/ и вычитая из полученного выражения уравнение /5/ с левой частью при  $t = t_0$  на радиусе  $r_{so}^{in}$ , получим после несложных преобразований

$$\Delta a_{sr}^{in} = \frac{r_{so}^{in}(g(r_{so}^{in}) + \frac{1}{2}((r_0/r_{so}^{in})^2 \bar{g}(r_0) - \bar{g}(r_{so}^{in})))}{(1 - n_s(r_{so}^{in}, t_0 + \tau))B_s(r_{so}^{in}, t_0 + \tau)} \Delta J_\tau. \quad /11/$$

Из /11/ следует, что  $\Delta a_{sr}^{in} = 0$  при  $r_{so}^{in} = \bar{r}_0$ , где  $\bar{r}_0$  есть решение уравнения

$$g(\bar{r}_0) + \frac{1}{2} \left( \frac{r_0}{\bar{r}_0} \right)^2 \bar{g}(r_0) - \bar{g}(\bar{r}_0) = 0. \quad /12/$$

Если при инжекции пучка в момент времени  $t_0$  для центральной в сечении пучка частицы радиус равновесной орбиты есть  $r_{so}^{in} = \bar{r}_0$ , то для всех центральных в сечении пучка частиц при вылете из инжекционного сопла равновесный радиус  $r_{st_i}(t_i) = \bar{r}_0$ , так что амплитуды бетатронных колебаний для них одинаковы и равны  $a_{st_i}^{in} = r_0 - \bar{r}_0$ .

Рассмотрим частный случай, когда при инжекции первой частицы при  $t = t_0$  амплитуда бетатронных колебаний для нее  $a_{so}^{in} = 0$ , то есть эта центральная в сечении пучка частица инжектируется по касательной к окружности с радиусом  $r_0$ , который совпадает с ее равновесным радиусом  $r_{so}^{in}$ . В этом случае получаем из /11/ следующее

выражение для изменения амплитуды бетатронных колебаний за интервал времени  $\tau$ :

$$\Delta a_{sr}^{in} = a_{sr}^{in} = \frac{r_0 g(r_0) \Delta J_\tau}{(1 - n_s(r_0, t_0 + \tau))B_s(r_0, t_0 + \tau)}. \quad /13/$$

Таким образом, в рассматриваемом частном случае, когда  $r_{so}^{in} = r_0$ , согласно /13/ изменение амплитуды бетатронных колебаний  $\Delta a_{sr}^{in}$  пропорционально изменению переменного магнитного поля  $g(r_0)\Delta J_\tau$  на радиусе вылета частиц из инжекционного сопла. Если при инжекции пучка с длительностью импульса тока частиц  $\tau$  в момент времени  $t_0$  для центральной в сечении пучка частицы ее равновесный радиус равен  $r_0$  /а значит,  $a_{so}^{in} = 0/$ , то амплитуды бетатронных колебаний последующих центральных в сечении инжектируемого пучка частиц в момент их вылета из инжекционного сопла будут равны нулю согласно /13/ только при  $g(r_0) = 0$ .

В соответствии с приведенными выше результатами анализа работы инжекционных систем с быстроизменяющимся во времени магнитным полем можно определить в моменты  $t_i$  инжекции частиц ( $t_0 \leq t_i \leq t_0 + \tau$ ) начальные положения равновесной орбиты  $r_{st_i}^{in} = r_{st_i}(t_i)$  и амплитуды бетатронных колебаний  $a_{st_i}^{in} = r_0 - r_{st_i}^{in}$  по известным параметрам инжектируемого пучка. Вычислив величины  $r_{st_i}^{in}$  и  $a_{st_i}^{in}$  и используя соответствующие адиабатические инварианты /см. например, работы /8, 9/ /, можно определить  $r_{st_i}(t)$  и  $a_{st_i}(t)$  в процессе адиабатического изменения величины переменного магнитного поля, в том числе и по окончании работы системы инжекции с быстроизменяющимся магнитным полем.

Используем приведенные выше результаты с целью определения параметров электронных колец для некоторых схем инжекции частиц с быстроизменяющимся во времени магнитным полем в адгезаторе. Классификацию различных схем инжекции будем проводить в соответствии с работой /3/.

При инжекции пучка электронов в адгезатор вследствие быстрого изменения тока в создающих переменное магнитное поле катушках происходит отвод электронов от инжекционного сопла. Дифференцируя уравнение /3/ по времени, получаем для скорости  $\dot{r}_s$  отвода частиц от инжекционного сопла следующее выражение:

$$\dot{r}_s = - \frac{r_s}{(1 - n_s)B_s} \left( \frac{\partial B_s}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial B_s}{\partial t} \right). \quad /14/$$

Поскольку переменное магнитное поле обеспечивает отвод электронов от инжекционного сопла, то  $\dot{r}_s < 0$ . По величине  $\dot{r}_s$  должна быть достаточной для обеспечения отвода частиц от инжекционного сопла за промежуток времени, приблизительно равный времени отбора  $T$  частицы в магнитном поле адгезатора. Обычно  $\dot{r}_s$  выбирают таким образом, чтобы обеспечить за время оборота  $T$  смещение равновесной орбиты, приблизительно равное размеру  $2b_r^{in}$  поперечного сечения инжектируемого пучка в радиальном направлении при вылете из инжекционного сопла /3,10/.

Условие  $\dot{r}_s < 0$  обеспечивается при наличии мягкой фокусировки с учетом введенных в /4/ обозначений при выполнении следующего неравенства:

$$(g(r_s) - \frac{1}{2} \bar{g}(r_s)) \dot{J}(t) > 0. \quad /15/$$

В соответствии с /15/ получаем два следующих условия для распределения переменного магнитного поля по радиусу и характера изменения тока во времени:

$$1. g(r_s) > \frac{1}{2} \bar{g}(r_s); \quad \dot{J}(t) > 0;$$

$$2. g(r_s) < \frac{1}{2} \bar{g}(r_s); \quad \dot{J}(t) < 0. \quad /16/$$

При выбранном распределении переменного поля по радиусу /соотношении между  $g$  и  $\bar{g}$ / необходимый знак  $\dot{J}$  может быть обеспечен как при выключении, так и при включении переменного магнитного поля. В первом случае частицы инжектируются в момент времени  $t = t_0$  в магнитное поле, являющееся суммой постоянного и переменного полей, а затем ток  $J$  в создающих переменное магнитное поле катушках изменяется от  $J(t_0)$  до нуля. В результате образуется электронное кольцо, которое из постоянного магнитного поля будет перехватываться магнитным полем следующей ступени сжатия. В схеме с включением переменного магнитного поля инжекция электронов осуществляется в постоянное магнитное поле, а электронное кольцо образуется в процессе включения тока  $J$  в создающих переменное поле катушках. Ток  $J$  при этом изменяется от нуля до некоторого амплитудного значения  $J_{\max}$ , которое затем поддерживается неизменным в течение промежутка времени, достаточного для перехвата кольца магнитным полем следующей ступени сжатия. Схема с включением переменного магнитного поля ограничивает возможности экспериментальных исследований параметров колец после их формирования, так как добиться постоянства величины  $J_{\max}$  в течение достаточно длительного промежутка времени технически сложно /3/. С точки зрения теории схема с включением переменного магнитного поля эквивалентна схеме с выключением поля, если в качестве распределения постоянного магнитного поля по радиусу использовать распределение  $G(r)I + g(r)J_{\max}$ . Тогда для переменного поля в момент инжекции при  $t = t_0$  ток в создающих его катушках  $J(t_0) = -J_{\max}$ , затем он изменяется до нуля. Поэтому далее будут рассматриваться только схемы с выключением переменного магнитного поля. В этом случае для /16.1/ получаем  $J(t_0) < 0$ , а для /16.2/ имеем  $J(t_0) > 0$ .

В различных схемах инжекции с быстроизменяющимся магнитным полем в адгезаторе переменное магнитное поле обычно создается с помощью одновитковых катушек, расположенных симметрично относительно средней плоскости. На рис.2 приведен пример распределе-

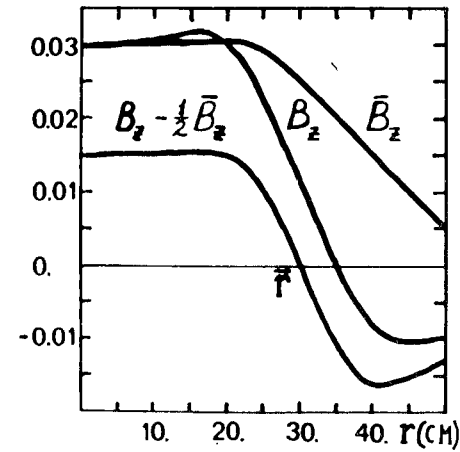


Рис.2

ния магнитного поля по радиусу в средней плоскости двух катушек. Как видно из этого рисунка, условия /16/ для распределения переменного поля по радиусу в средней плоскости удовлетворяются, если в моменты времени  $t_i$  инжекции частиц для равновесных радиусов  $r_{st_i}^{in}$  имеем:

1.  $r_{st_i}^{in} < \bar{r}$  для /16.1/;
2.  $r_{st_i}^{in} > \bar{r}$  для /16.2/;

$$g(\bar{r}) = \bar{g}(\bar{r})/2.$$

Отметим, что если для инжектируемых частиц  $r_{st_i}^{in} > \bar{r}$  /или  $r_{st_i}^{in} < \bar{r}$ /, то по мере изменения величины переменного магнитного поля во времени в соответствии с /14/ равновесный радиус этих частиц  $r_{st_i}(t)$  при выполнении

условия мягкой фокусировки остается по величине больше /или меньше/  $\bar{r}$ .

Определим некоторые параметры электронных колец, получающихся при использовании схем типа /16.1/ или /16.2/ при инжекции в момент времени  $t_0$  пучка с длительностью импульса тока частиц  $\tau$ .

При выборе схемы инжекции типа /16.1/, как уже отмечалось выше,  $r_{st_i}^{in} \leq r_0 < \bar{r}$  для всех инжектируемых в моменты времени  $t_i$  частиц ( $t_0 \leq t_i \leq t_0 + \tau$ ), так что  $g(r_{st_i}(t)) > \bar{g}(r_{st_i}(t))/2$  и  $J(t) > 0$ . Отсюда получаем, что  $\Delta J_r = J(t_0 + \tau) - J(t_0) > 0$ . Для представленного на рис.2 распределения переменного магнитного поля на радиусе вылета частиц из инжекционного сопла  $\bar{g}(r_0) > 0$ . Поэтому из /9/ получаем, что  $\Delta r_{sr}^{in} < 0$ . Следовательно, равновесный радиус  $r_{st_2}^{in}$  инжектируемой при  $t = t_2$  частицы будет в этот же момент времени  $t_2$  меньше равновесного радиуса  $r_{st_1}(t_2)$  частицы, инжектированной в предшествующий момент времени  $t_1$ , то есть  $r_{st_2}^{in} < r_{st_1}(t_2)$ , где  $t_0 \leq t_1 < t_2 \leq t_0 + \tau$ . Если при  $t = t_0$  равновесный радиус инжектируемой частицы  $r_{st_0}^{in}$  совпадает с  $r_0$ , то согласно /13/  $0 \leq a_{st_1}^{in} < a_{st_2}^{in} \leq a_{sr}^{in}$ , то есть в процессе инжекции пучка с длительностью импульса тока частиц  $r$  увеличиваются во времени амплитуды бетатронных колебаний центра тяжести пучка, соответствующие моментам вылета частиц из инжекционного сопла. Отметим, что прирост амплитуды бетатронных колебаний  $\Delta a_{sr}^{in}$  больше величины смещения равновесной орбиты  $r_{st_0}^{in} - r_{st_0}^r = r_{st_0}(t_0) - r_{st_0}(t_0 + \tau)$  /см. рис.3/. Это обусловлено тем, что за промежуток времени  $\tau$  инжектированная при  $t = t_0$  частица увеличила свою энергию, поскольку  $\bar{g}(r_s) \dot{J}(t) > 0$ . Поэтому при  $t = t_0 + \tau$  энергия инжектируемой в этот момент времени частицы, а значит и ее равновесный радиус  $r_{st_0}^{in}$ , будут меньше энергии и равновесного радиуса  $r_{st_0}^r = r_{st_0}(t_0 + \tau)$  частицы, инжектированной

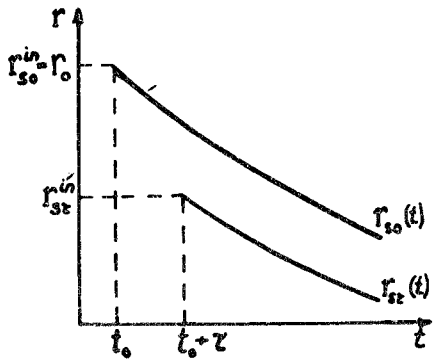


Рис. 3

оборота частицы в магнитном поле адгезатора. В этом случае достигается приемлемая плотность частиц в электронном кольце. Наибольшая плотность в такой схеме инжекции получится при  $\bar{g}(r_0) = 0$ . В этом случае равновесные орбиты инжектируемых частиц одинаковы ( $\Delta r_{sr}^{in} = 0$ ), и увеличение размеров кольца в поперечном сечении обусловлено уменьшением величины  $r_{so}(t)$  за промежуток времени инжекции частиц  $\tau$  и соответствующим изменению  $r_{so}(t)$  увеличением амплитуд бетатронных колебаний  $a_{st}^{in}$ . Распределение переменного магнитного поля по радиусу, для которого на радиусе инжекционного сопла  $r_0$  среднее магнитное поле  $\bar{g}(r_0)$  равно нулю, обеспечивается с помощью двух пар одинаковых катушек, расположенных симметрично относительно средней плоскости. При этом радиус  $r_{k1}$  двух катушек выбирается меньше  $r_0$ , а радиус  $r_{k2}$  других двух - больше  $r_0$ . Электрическая схема включения катушек такова, что в катушках с неодинаковыми радиусами токи текут в разных направлениях. В результате в области радиусов  $r < r_{k1}$  и  $r > r_{k2}$  магнитные поля катушек вычитаются, а при  $r_{k1} < r < r_{k2}$  - суммируются, так что при  $r_{k1} < r < r_{k2}$  имеем  $|g(r)| \gg |\bar{g}(r)|$ , причем  $r_{k1}$  и  $r_{k2}$  подбираются таким образом, чтобы  $\bar{g}(r_0) = 0$ . На модели коллективного ускорителя ОИЯИ были исследованы экспериментально схемы инжекции типа /16.1/, в том числе с  $\bar{g}(r_0) = 0$  /4,5/. В экспериментах наблюдались приведенные выше особенности работы схем инжекции этого типа.

При выборе схемы типа /16.2/ для всех инжектируемых в моменты времени  $t_1$  частиц имеем  $r_{st1}^{in} > r_0$ , так что  $g(r_{st1}(t)) < \bar{g}(r_{st1}(t))/2$  и  $J(t) < 0$ . Отсюда получаем, что  $\Delta J_r < 0$ . Для представленного на рис. 2 распределения переменного магнитного поля на радиусе вылета частиц из инжекционного сопла  $\bar{g}(r_0) > 0$ . Поэтому из /9/ получаем, что  $\Delta r_{sr}^{in} > 0$ . Следовательно, равновесный радиус  $r_{st2}^{in}$  инжектируемой при  $t=t_2$  частицы будет в этот же момент времени  $t_2$  больше равновесного радиуса  $r_{st1}^{in}(t_2)$  частицы, инжектированной в предшествующий момент времени  $t_1$ , т.е.  $r_{st2}^{in} > r_{st1}^{in}(t_2)$ , где

при  $t=t_0$ . Напомним, что за время оборота  $T$  смещение равновесной орбиты  $r_{so}^{in} - r_{so}(t_0 + T)$  должно быть  $\geq 2b_r^{in}$ . В результате формирующееся в процессе работы инжекционной системы этого типа электронное кольцо будет иметь размеры в поперечном сечении, соответствующие амплитудам бетатронных колебаний последних инжектируемых частиц. Поэтому схемы типа /16.1/ предпочтительнее использовать при инжекции пучков с большой величиной тока частиц и малой длительностью  $\tau$ , порядка времени

$t_0 \leq t_1 < t_2 \leq t_0 + \tau$ . Этот эффект обусловлен тем, что за промежуток времени  $\tau$  инжектированная при  $t=t_0$  частица уменьшила свою энергию, поскольку  $\bar{g}(r_s)J(t) < 0$ . Поэтому при  $t=t_0 + \tau$  энергия инжектируемой в этот момент времени частицы, а значит и ее равновесный радиус  $r_{st}^{in}$ , будут больше энергии и равновесного радиуса  $r_{so}^{in} = r_{so}(t_0 + \tau)$  частицы, инжектированной при  $t=t_0$ .

Если при  $t=t_0$  равновесный радиус инжектируемой частицы  $r_{so}^{in}$  совпадает с  $r_0$ , то есть  $a_{so}^{in} = r_0 - r_{so}^{in} = 0$ , то согласно /13/ величины равновесных радиусов  $r_{st1}^{in}$  в моменты вылета частиц из инжекционного сопла будут меньше  $r_0$  при  $g(r_0) < 0$ . В противном случае, при  $g(r_0) > 0$ , получаем  $\Delta a_{sr}^{in} < 0$ , то есть  $r_{st1}^{in} > r_0$ . Это приводит к необходимости подбора показателя спада  $n$  магнитного поля на радиусе  $r_{st1}^{in}$  таким образом, чтобы обеспечить обход инжекционного сопла за счет бетатронных колебаний при постоянной скорости изменения тока  $\dot{J}(t_1) = \dot{J}(t_0)$ , либо увеличения скорости отвода частиц  $r_{st1}^{in}$  за счет большей скорости изменения тока  $\dot{J}(t_1)$ , с тем чтобы скомпенсировать возникающее смещение равновесной орбиты  $r_{st1}^{in} - r_0 > 0$ . Вследствие этих трудностей предпочтительнее выбирать распределение переменного магнитного поля по радиусу таким образом, чтобы выполнялось условие  $g(r_0) < 0$ . В этом случае природ амплитуды бетатронных колебаний  $\Delta a_{sr}^{in}$  будет меньше величины смещения равновесной орбиты  $r_{so}^{in} - r_{so}(t_0) - r_{so}(t_0 + \tau)$  за промежуток времени  $\tau$  /см. рис. 4/. В результате схема инжекции типа /16.2/ с  $g(r_0) < 0 < \bar{g}(r_0)$  может быть использована в качестве многооборотной и может обеспечить приемлемую плотность частиц в формирующемся электронном кольце. На модели коллективного ускорителя ОИЯИ были исследованы схемы инжекции типа /16.2/ с  $g(r_0) < 0 < \bar{g}(r_0)$  /8,9/. В экспериментах наблюдались приведенные выше особенности схем инжекции этого типа, в том числе подтверждена возможность их использования в качестве многооборотных.

Плотность частиц в кольце может быть увеличена, если при использовании схемы инжекции типа /16.2/ обеспечить  $g(r_0) = 0$ . В этом случае согласно /13/  $\Delta a_{sr}^{in} = 0$ , то есть для всех центральных в сечении инжектируемого пучка частиц равновесные радиусы  $r_{st1}^{in}$  в моменты  $t_1$  вылета частиц из инжекционного сопла будут совпадать с  $r_0$ , если при  $t=t_0$  имеем  $r_{so}^{in} = r_0$ . Таким образом, при использовании схемы инжекции типа /16.2/ с  $g(r_0) = 0$  может быть обеспечен режим, в котором не возникает колебания центра тяжести пучка. Эти колебания неизбежно возникают при использовании как схем инжекции типа /16.1/, так и типа /16.2/ с  $g(r_0) \neq 0$  при инжекции пучка с постоянной в течение  $\tau$  величиной  $(\gamma\beta\theta)_{in}$ .

Отметим, что кроме условия  $g(r_0) = 0$  для увеличения плотности частиц в кольце при использовании схемы типа /16.2/ целесообразно обеспечить выполнение еще одного условия:

$$g'(r_0) = \left. \frac{\partial g(r)}{\partial r} \right|_{r=r_0} = 0,$$

/17/

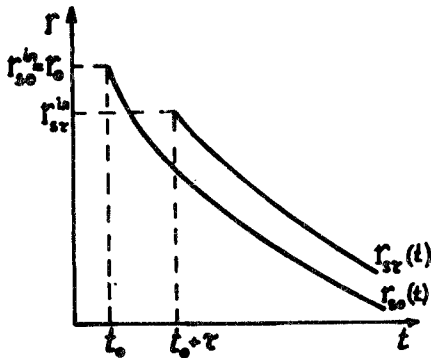


Рис. 4

при выполнении которого скорости отвода всех центральных в сечении пучка частиц  $i_{st1}^{in}$  будут одинаковыми в течение  $\tau$  при  $J(t_i) = \text{const}$ . Действительно, поскольку  $g(r_0) = 0$ , то  $B_g(r_0) = \text{const}$ , а вследствие  $g'(r_0) = 0$  имеем  $n_g(r_0) = \text{const}$ . Поэтому в соответствии с /14/ при  $J(t_i) = \text{const}$  получаем  $i_{st1}^{in} = \text{const}$ . Таким образом, при  $g(r_0) = g'(r_0) = 0$  в равновесном режиме, когда  $r_{so}^{in} = r_0$ , для всех инжектируемых частиц сохраняются приблизительно одинаковые условия обхода инжекционного сопла.

Число частиц в сформированном кольце должно быть меньше порогового числа частиц, выше которого будут развиваться азимутальные неустойчивости. Пороговое число частиц для азимутальных неустойчивостей зависит от энергетического разброса  $\Delta E/E$  в кольце и импеданса  $Z_{k\omega_0, k}$  кольца, количественно определяющего влияние среды /камеры/ на кольцо на частоте  $k\omega_0$ , где  $\omega_0$  - частота обращения частиц в кольце;  $k$  - номер гармоники возмущения плотности заряда и тока /9/. Для эффекта отрицательной массы пороговое число частиц обратно пропорционально модулю импеданса  $|Z_{k\omega_0, k} / k|$  и пропорционально  $(\Delta E/E)^2$ , а значит пропорционально и  $(\Delta r_{sr}^{in} / r_{so}^r)^2$ . Из приведенного выше анализа работы различных схем инжекции следует, что при инжекции пучка с длительностью импульса тока частиц  $\tau$  и с постоянной в течение  $\tau$  величиной  $(\gamma\beta\theta)_{in}$  увеличить разброс  $\Delta r_{sr}^{in} / r_{so}^r$  без заметного увеличения размеров поперечного сечения кольца можно только при использовании схем инжекции типа /16.2/.

Все эти соображения были учтены при выборе схемы инжекции на модели коллективного ускорителя ОИЯИ. В результате была выбрана многооборотная система инжекции, то есть схема инжекции типа /16.2/ /7/. Для этого варианта инжекционной системы был найден оптимальный режим работы, в котором скорость отвода электронов от инжекционного сопла максимальна в равновесном режиме, когда  $r_{so}^{in} = r_0$  /10/. В проведенных на модели коллективного ускорителя экспериментах с многооборотной системой инжекции были получены электронные кольца, параметры которых позволяют проводить дальнейшие исследования по сжатию и ускорению электронных колец.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Fartushny V.P. et al. Czech. J. Phys., 1976, B26, p.1200.

2. Габанец И. и др. В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. "Наука", М., 1975, т.2, с. 275.
3. Габанец И. и др. ОИЯИ, Р9-8353, Дубна, 1974.
4. Жабицкий В.М. и др. ОИЯИ, Р9-8354, Дубна, 1974.
5. Габанец И. и др. ОИЯИ, Р9-9139, Дубна, 1975.
6. Габанец И. и др. ОИЯИ, Р9-9729, Дубна, 1976.
7. Габанец И. и др. В кн.: II Симпозиум по коллективным методам ускорения. ОИЯИ, Д9-10500, Дубна, 1977, с. 47.
8. Иванов И.Н. и др. ЭЧАЯ, 1971, т.1, с. 391.
9. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. Атомиздат, М., 1979.
10. Жабицкий В.М., Иванов И.Н. ЖТФ, 1980, т.50, с. 1419.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 августа 1982 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтринной 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.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Жабицкий В.М., Иванов И.Н. P9-82-592  
О выборе схемы инжекции с быстроизменяющимся магнитным полем в адгезаторе коллективного ускорителя

Рассмотрен вопрос о выборе схемы инжекции с быстроизменяющимся магнитным полем в адгезаторе коллективного ускорителя.

Получено, что при инжекции пучка с длительностью импульса тока частиц  $\tau$  величина расстояния между орбитами инжектированных в различные моменты времени частиц пропорциональна изменению среднего переменного магнитного поля  $\bar{g}(r_0)\Delta J_r$ , а величина прироста амплитуды бетатронных колебаний пропорциональна изменению переменного магнитного поля  $g(r_0)\Delta J_r$  на радиусе  $r_0$  вылета частиц из инжекционного сопла. Показано, что схемы инжекции, где для распределения переменного магнитного поля по радиусу в средней плоскости  $g(r_s) > \bar{g}(r_s)/2$  на равновесном радиусе  $r_s$ , могут быть использованы при инжекции сгустков с длительностью импульса тока частиц  $\tau$ , приблизительно равной времени оборота  $T$  электронов в магнитном поле адгезатора. Схемы инжекции с  $g(r_s) < \bar{g}(r_s)/2$  обеспечивают приемлемую плотность электронов в кольце при инжекции длительных по времени сгустков ( $\tau \gg T$ ) и могут быть использованы в качестве многооборотных систем инжекции.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Zhabitskij V.M., Ivanov I.N. P9-82-592  
On the Choice of the Injection Scheme with Fast-Varying Magnetic Field in Adheзатор of Collective Accelerator

The problem of the choice of the injection scheme with a fast-varying magnetic field in adheзатор of collective accelerator is considered. It has been obtained that at the beam injection with the pulse duration of particle current  $\tau$  the magnitude of the distance between orbits injected at different time moments of particles is proportional to the variation of the average alternating magnetic field  $\bar{g}(r_0)\Delta J_r$ ; and the magnitude of amplitude gain of betatron oscillations is proportional to the variation of the alternating magnetic field  $g(r_0)\Delta J_r$  at  $r_0$  radius of particle flight of the injector snout. It's shown that the injection schemes, where for the distribution of the alternating magnetic field over the radius in the median plane  $g(r_s) > \bar{g}(r_s)/2$  at the equilibrium radius  $r_s$ , can be used at bunch injection with the pulse duration of particle current  $\tau$  that is approximately equal to the time of revolution  $T$  of the electron in magnetic field of adheзатор. The injection scheme with  $g(r_s) < \bar{g}(r_s)/2$  provide the available electron density in the ring at the injection of long (in time) bunches ( $\tau \gg T$ ) and can be used as multi-turn injection systems.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.