

## ИНДУКЦИОННЫЙ СИНХРОТРОН С ПОСТОЯННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

*Г. В. Долбилов*<sup>1</sup>

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В этой статье обсуждается возможность ускорения заряженных частиц на «почти постоянной» орбите в постоянном во времени магнитном поле. Замкнутые траектории ускоряемых частиц образуются установленными по азимуту короткими секциями поворотных магнитов, каждая из которых состоит из двух отражающих частицы магнитных диполей, в которых углы падения и отражения частиц не зависят от их энергии. Знакопеременная фокусировка пучка осуществляется полями диполей, отражающих частицы, и квадрупольными линзами, которые расположены между поворотными секциями. Частицы ускоряются импульсами электрического поля индукционных секций. Синхронизация индукционных импульсов и импульсов пучка осуществляется с помощью датчиков времени пролета пучка. Стабильность продольных колебаний определяется формой вершины ускоряющего импульса. При нерезонансном способе ускорения не требуется применения предускорителей и бустеров.

In this paper the possibility of accelerating charged particles in a “nearly constant” orbit in a constant magnetic field is discussed. The closed trajectories of the accelerated particles are formed by set of azimuthally short bending magnets in which the deflection angle is independent of the particle energy. Focusing of the beam is carried out by the alternating field bending magnets and quadrupole lenses. The particles are accelerated by the electric field induction sections. Stability of longitudinal oscillations is determined by the shape of the top of the accelerating pulse. At the non-resonant method of acceleration application of pre-accelerating is not required.

PACS: 29.20.dk

### ВВЕДЕНИЕ

Классические циклические ускорители имеют следующие особенности:

— ускорители с постоянным магнитным полем имеют большой диапазон изменения радиуса равновесной орбиты и большой вес магнитной системы (порядка 200–2000 т);

— ускорители с постоянным равновесным радиусом требуют изменения в процессе ускорения величины магнитного поля и резонансной частоты ускоряющих ВЧ-резонаторов;

— в индукционном синхротроне с постоянным магнитным полем (рис. 1) частицы движутся по траекториям, близким к равновесной орбите с постоянным радиусом (рис. 2), а синхронизация частиц осуществляется изменением времени запуска индукционной ускоряющей системы [1–3].

---

<sup>1</sup>E-mail: dol37@mail.ru

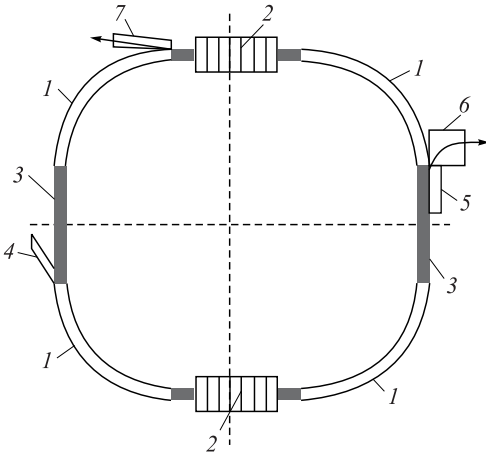


Рис. 1. Схема ускорителя: 1 — отклоняющие магниты; 2 — ускоряющие индукционные секции; 3 — прямолинейные участки; 4-7 — системы ввода и вывода пучка

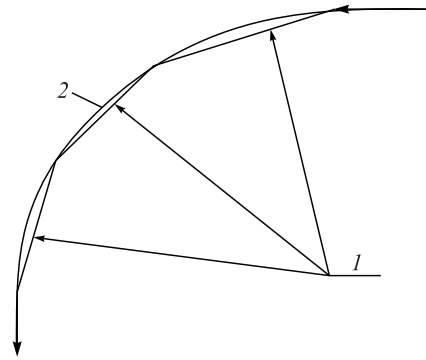


Рис. 2. Траектории пучка с различными энергиями в отклоняющих магнита: 1 — траектории пучка с энергией  $E \ll E_{\max}$ ; 2 — траектория пучка с энергией  $E = E_{\max}$

Отклонение орбит от равновесной траектории зависит от числа «хорд» и может иметь заданную величину. Азимутальная устойчивость частиц определяется формой стола ускоряющего импульса.

### МАГНИТНЫЙ ДИПОЛЬ, ОТРАЖАЮЩИЙ УСКОРЯЕМЫЕ ЧАСТИЦЫ

Диполь имеет произвольное распределение магнитной индукции  $B_z$  по оси  $y$  и постоянную величину индукции вдоль оси  $x$ ,  $dB_z/dx = 0$  (рис. 3). Такое распределение поля имеет место в области границы диполя. Частица входит в диполь под углом  $\alpha$  к его границе. Под действием магнитного поля составляющая импульса частицы  $P_y$  уменьшается и при некотором  $y = y_{\max}$  обращается в 0 и частица меняет направление  $y$ -движения

$$\frac{dP}{dt} = qv_y B_z(y), \quad dP_x = qB_z(y) dy, \quad P_x = P_{x,\text{in}} + \int_0^y qB_z(y) dy,$$

где  $q$  — заряд частицы,  $P_{x,\text{in}} = P \cos \alpha$ .

При  $y = y_{\max}$   $P_y = 0$ , а  $P_x = P$ , и  $\int_0^{y_{\max}} qB_z(y) dy = (1 - \cos \alpha)P$ .

Дальнейшее движение частицы в диполе сопровождается уменьшением  $P_x$ -импульса, и на выходе диполя  $P_{x,\text{out}} = P_{x,\text{in}} + \int_0^{y_{\max}} qB_z(y) dy + \int_{y_{\max}}^0 qB_z(y) dy = P_{x,\text{in}} = P \cos \alpha$ .

При условии однородности магнитного поля вдоль оси  $x$  частица выходит из диполя под тем же углом к границе диполя, что и входила в диполь. Равенство углов падения и отражения частицы от диполя не зависит от энергии частицы.

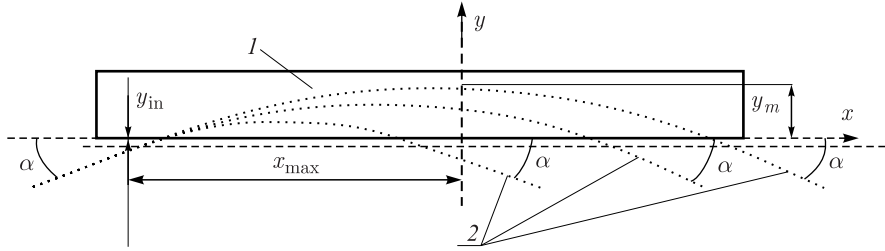


Рис. 3. Схема отражающего диполя: 1 — отражающий диполь; 2 — траектории частиц с различными энергиями

Отсутствие зависимости углов падения и отражения у магнитного диполя от энергии частицы и от характера распределения поля вдоль оси  $y$  позволяет существенно увеличить диапазон энергий ускоряемых частиц (при индукционном способе ускорения). Использование краевых полей диполя дает возможность работать с предельно низкими энергиями инжекции.

Основные параметры траектории частицы в поле  $B_{z,m}$ :

— длина траектории частицы  $L_{\max}$  от координаты  $(x_{\text{in}}, y_{\text{in}})$ , где осуществляется инжекция частицы, до координаты  $(x_m, y_m)$ , соответствующей параметрам  $P_x = P$ ,  $P_y = 0$  (начало возврата частицы);

— длина проекции этой траектории на оси  $x$  и  $y$ :

$$y_{\max} = y_m - y_{\text{in}}, \quad x_{\max} = x_m - x_{\text{in}};$$

— средний радиус траектории  $R_{\text{ave}}$  в поле  $B_z(y)$ ;

— радиус  $R_m$  в максимальном поле  $B_{z,m}$  на траектории частицы  $(x_m, y_m)$ .

Используя следующие равенства:

$$\frac{dP_x}{dt} = qv_y B_z, \quad \frac{dP_y}{dt} = -qv_x B_z, \quad dL = v dt, \quad dy = v_y dt, \quad dx = v_x dt,$$

можно, с помощью теоремы о среднем, вычислить параметры траектории

$$L_{\max} = \frac{P}{qB_{z,\text{ave}}} \alpha = R_{\text{ave}} \alpha, \quad y_{\max} = (1 - \cos \alpha) R_{\text{ave}}, \quad x_{\max} = R_{\text{ave}} \sin \alpha,$$

где

$$B_{z,\text{ave}} \text{ и } R_{\text{ave}} = \frac{P}{qB_{z,\text{ave}}}$$

— среднее поле на орбите и средний радиус траектории.

Поскольку параметр  $x_{\max}$  зависит от энергии частицы  $x_{\max} \cong x_0 P/P_0$ , основные параметры траектории связаны между собой следующим образом:

$$L_{\max} = \frac{\alpha}{\sin \alpha} \frac{P}{P_0} x_0, \quad y_{\max} = \frac{1 - \cos \alpha}{\sin \alpha} \frac{P}{P_0} x_0, \quad R_{\text{ave}} = \frac{1}{\sin \alpha} \frac{P}{P_0} x_0, \quad (1)$$

где  $x_0$  — величина параметра  $x_{\max}$ , которая соответствует максимальному импульсу частицы  $P_0$ .

### ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ ПЛОСКОСТЬ ДИПОЛЯ

Траектории частицы, инжектированной в отражающий диполь на равновесную орбиту, и частиц, смещенных от равновесной орбиты на величину  $\pm\rho_{in}$  и имеющих наклон траекторий к равновесной орбите  $\pm\rho'_{in} = \text{tg } \delta$ , приведены на рис. 4.

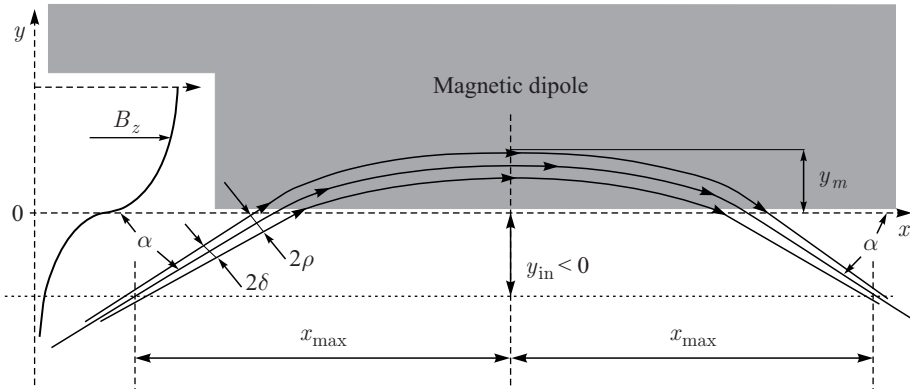


Рис. 4. Схема движения частиц в медианной плоскости ( $z = 0$ ) диполя

Поскольку углы падения и отражения частицы от диполя равны, величина отклонения частицы  $\rho$  от равновесной траектории  $L$  и угол отклонения  $\rho' = d\rho/dL$  на входе и выходе из диполя будут следующими:

$$\rho_{out} = -\rho_{in} + 2L_{max} \rho'_{in}, \quad \rho'_{out} = -\rho'_{in}.$$

В матричной форме эти выражения имеют вид

$$\begin{bmatrix} \rho_{out} \\ \rho'_{out} \end{bmatrix} = [R] \begin{bmatrix} \rho_{in} \\ \rho'_{in} \end{bmatrix},$$

где

$$[R] = \begin{bmatrix} -1 & l_d \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \rho_{in} \\ \rho'_{in} \end{bmatrix}, \quad l_d = 2L_{max}. \quad (2)$$

Это выражение характеризует степень фокусирующего действия магнитного поля диполя в горизонтальной плоскости.

### ВЕРТИКАЛЬНАЯ ПЛОСКОСТЬ ДИПОЛЯ

Составляющая магнитной индукции диполя  $B_y$  дефокусирует частицы пучка. При движении частицы вдоль траектории  $L$  со скоростью  $v = dL/dt$  изменение  $P_z$  импульса описывается следующим:

$$\frac{dP_z}{dL} = qB_y.$$

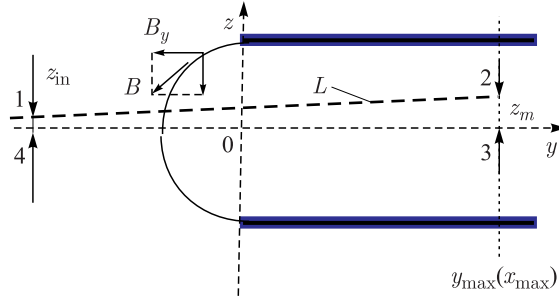


Рис. 5. Схема движения частицы в вертикальной плоскости

Поскольку  $B_z$ -составляющая индукции не производит действия на частицы при их движении в направлении оси  $z$ , а  $B_x$ -составляющая отсутствует, то

$$dP_z = qB_y dL = qB dL, \quad P_{z,\max} - P_{z,\text{in}} = q \int_{L_{\text{in}}}^{L_{\max}} B dL. \quad (3)$$

Для вычисления этого интеграла воспользуемся теоремой Ампера. Проведем интегрирование поля по замкнутому контуру 1–2–3–4–1 (рис. 5):

$$\int_1^2 B dl = - \int_{L_{\text{in}}}^{L_{\max}} B dL, \quad \int_2^3 B dl = B_{z,\max} z_m, \quad \int_3^4 B dl = 0, \quad \int_4^1 B dl \cong 0,$$

поскольку в интервале контура 3–4 существует только  $B_z$ -составляющая магнитной индукции ( $B_y = 0$ ), а в интервале 4–1 величиной индукции можно пренебречь.

Если внутри замкнутого контура электрические токи отсутствуют, то согласно теореме Ампера интеграл по этому контуру равен нулю. Отсюда получаем, что

$$\int_{L_{\text{in}}}^{L_{\max}} B dL = B_{z,\max} z_m.$$

Принимая во внимание, что

$$v_z = \frac{dz}{dt} = \frac{dz}{dL} \frac{dL}{dt} = z'v,$$

равенство (3) преобразуем:

$$z'_m - z'_{\text{in}} = \frac{qB_{z,\max}}{P} z_m = \frac{z_m}{R_{\max}}, \quad (4)$$

где  $R_{\max}$  — радиус траектории в области отражения частицы,  $y_m, x_{\max}$  (см. рис. 3).

Уравнение (4) определяет изменение угла наклона траектории частицы  $\Delta z' = \text{tg } \Delta\varphi$ . По аналогии с оптической линзой найдем фокусное расстояние системы как рассеивающей линзы (рис. 6). Фокусное расстояние  $f$  и изменение угла наклона траектории  $x_{\text{in}}$  связаны соотношением  $\text{tg } \Delta\varphi = z/f$  [4]. В нашем случае  $\text{tg } \Delta\varphi = z_m/R_{\max}$ , поэтому  $f = R_{\max}$ . При дальнейшем движении от  $y_m$  до  $y_{\text{out}}$  наклон траектории еще

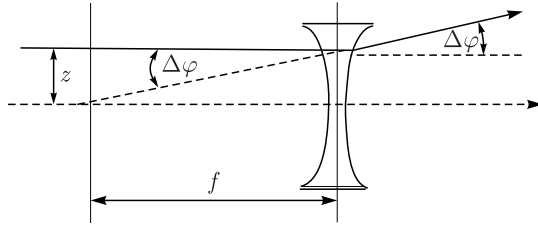


Рис. 6. Рассеивающая линза

раз изменится на ту же величину и суммарное фокусное расстояние составит величину  $f = R_{\max}/2$ .

Таким образом, параметры отраженной от диполя частицы связаны с ее входными параметрами как

$$\begin{aligned} z_{\text{out}} &= z_{\text{in}} + z'_{\text{in}} l_d \quad (l_d = 2L_{\max}), \\ z'_{\text{out}} &= \frac{1}{f_d} z_{\text{in}} + z'_{\text{in}} \quad (f_d = R_{\max}/2). \end{aligned}$$

Матричная форма процесса отражения имеет вид

$$\begin{bmatrix} z_{\text{out}} \\ z'_{\text{out}} \end{bmatrix} = [Z] \begin{bmatrix} z_{\text{in}} \\ z'_{\text{in}} \end{bmatrix}, \quad [Z] = \begin{bmatrix} 1 & l_d \\ \frac{1}{f_d} & 1 \end{bmatrix}.$$

### СЕКЦИЯ ПОВОРОТНОГО МАГНИТА

Два магнитных диполя, отражающих заряженные частицы с равными углами падения и отражения, позволяют отклонять пучок частиц на заданный угол, который не зависит от энергии этих частиц. Это обстоятельство позволяет использовать эти диполи для формирования замкнутых орбит с почти постоянным радиусом в постоянном во времени магнитном поле. Схема такой поворотной секции магнитной системы ускорителя приведена на рис. 7.

Частица, инжектированная в первый диполь под углом  $\alpha$  к ее продольной оси, будет отклонена на угол  $\theta = 4\alpha$ , если диполи расположены так, что угол между их продольными осями составляет величину, равную  $\pi - 2\alpha = \pi - \theta/2$ .

Траектория частицы в секции поворотного магнита состоит из участков движения в диполях и участков дрейфа. Длина каждого участка дрейфа  $d$  зависит от энергии частицы и определяется соотношением (см. рис. 7)

$$d = (l_0 - l_d) \cos \alpha = 2(x_0 - x_{\max}) \cos \alpha,$$

где  $l_0 = 2x_0$  — длина рабочего участка диполя, а  $l_d = 2x_{\max}$  — расстояние от входа частицы в диполь до ее выхода из диполя (рис. 7).

Поскольку магнитные поля отражающих диполей дефокусируют частицы пучка в вертикальной плоскости, необходимо использовать дополнительные линзы на входе и выходе системы поворотного магнита. В работе [3] для реализации устойчивости бетатронных

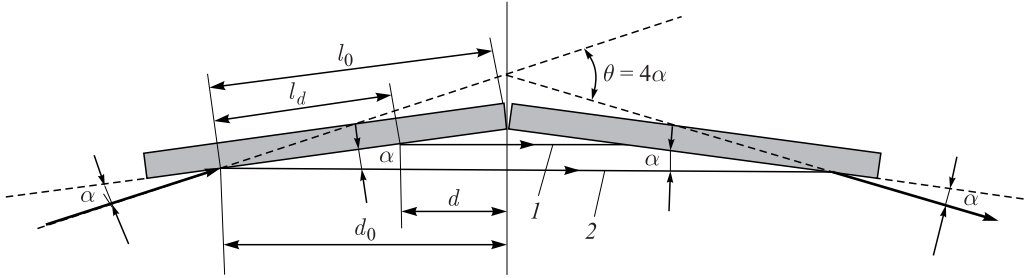
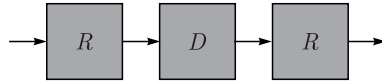


Рис. 7. Схема секции поворотного магнита.  $\alpha$  — угол падения и отражения частицы от диполей;  $\theta = 4\alpha$  — суммарный угол отклонения пучка поворотным магнитом;  $l = 2x_{\max}$  — дистанция от входа до выхода частицы из диполя;  $d$  и  $d_0$  — длины дрейфа для частиц с разной энергией;  $l$  — длина дрейфа частицы с энергией  $E_{\text{inj}} < E < E_{\max}$ ;  $1$  — длина дрейфа частицы с энергией  $E = E_{\text{inj}}$

колебаний одновременно в вертикальной и горизонтальной плоскостях используется комбинация квадрупольных и симметричных магнитных линз. Такая система имеет один недостаток, который заключается в том, что квадрупольные и симметричные линзы имеют разные зависимости фокусного расстояния от энергии частиц.

Другой способ решения этой задачи — использование градиентных диполей, которые имеют такую же зависимость фокусного расстояния от энергии частиц, как и эффективное фокусное расстояние отражающих диполей. Кроме того, градиентный диполь фокусирует частицы только в одном из взаимно перпендикулярных направлений.

Рассмотрим изменение параметров  $\rho$  и  $\rho'$  и фазы бетатронных колебаний частицы при прохождении первой и второй половины системы поворотного магнита. Так как отражающие диполи фокусируют частицы в этой плоскости, дополнительные градиентные линзы могут отсутствовать:



Параметры частицы в центре системы связаны с входными параметрами следующим образом:

$$\begin{bmatrix} \rho_{\text{out}} \\ \rho'_{\text{out}} \end{bmatrix} = [R][D][R] \begin{bmatrix} \rho_{\text{in}} \\ \rho'_{\text{in}} \end{bmatrix} = [M] \begin{bmatrix} \rho_{\text{in}} \\ \rho'_{\text{in}} \end{bmatrix}.$$

Здесь

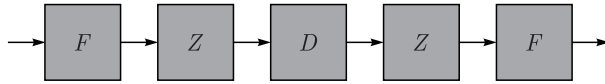
$$[D] = \begin{bmatrix} 1 & 2d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad [R] = \begin{bmatrix} -1 & l_d \\ 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad [M] = \begin{bmatrix} 1 & 2(l_d - d) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 2l_\rho \\ 0 & 1 \end{bmatrix},$$

$$\cos \sigma = \frac{1}{2}(M_{11} + M_{22}) = 1, \quad \sigma = 2\pi.$$

Матрица  $[M]$  системы поворотного магнита эквивалентна матрице участка дрейфа длиной

$$l_\rho = 2(l_d - d).$$

Изменение параметров  $z$  и  $z'$  в системе поворотного магнита с градиентными диполями на входе и выходе определяется следующими равенствами:



$$\begin{bmatrix} z \\ z' \end{bmatrix} = [F] [Z] [D] [Z] [F] \begin{bmatrix} z_{in} \\ z'_{in} \end{bmatrix} = [N] \begin{bmatrix} z_{in} \\ z'_{in} \end{bmatrix},$$

$$[D] = \begin{bmatrix} 1 & 2d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad [Z] = \begin{bmatrix} 1 & l_d \\ \frac{1}{f_d} & 1 \end{bmatrix}, \quad [F] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{F_d} & 1 \end{bmatrix},$$

$$[N] = \begin{bmatrix} \left(1 - \frac{l_d}{f_d}\right) & 2(l_d + d) \\ 0 & \left(1 - \frac{l_d}{f_d}\right) \end{bmatrix}.$$

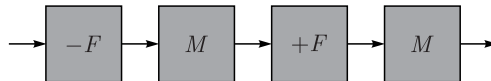
Выражения для  $[N]$  вычислены для частного случая, когда  $F_d = f_d$ . В этом случае при  $l_d/f_d \leq 2$  полусумма диагональных членов матрицы  $[N]$  равна

$$-1 < \frac{1}{2}(N_{11} + N_{22}) = \cos \sigma_z < 1,$$

поэтому  $\sigma_z$  — действительная величина, что соответствует устойчивому движению в вертикальном направлении [4].

### ФОКУСИРОВКА ЧАСТИЦ В СЕКЦИЯХ ПОВОРОТНОГО МАГНИТА

Для выбора режима устойчивых бетатронных колебаний рассмотрим период фокусирующей системы, состоящий из двух секций поворотного магнита и двух квадрупольных линз. Пусть, например, для радиальных бетатронных колебаний система составляет последовательность устройств



Матрица  $[G]$  такой системы равна

$$[G] = [M] [+F] [M] [-F] = \begin{bmatrix} G_{11} & G_{12} \\ G_{21} & G_{22} \end{bmatrix}.$$

Здесь

$$[M] = \begin{bmatrix} 1 & -2(l_d - d) \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad [+F] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ +\frac{1}{F} & 1 \end{bmatrix}, \quad [-F] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{F} & 1 \end{bmatrix},$$



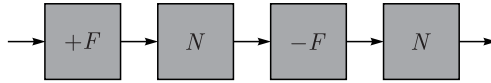
$$G_{11} = 1 + 2\frac{l_d - d}{F} - \left(2\frac{l_d - d}{F}\right)^2, \quad G_{12} = -4(l_d - d)\left(1 - \frac{l_d - d}{F}\right),$$

$$G_{21} = -2\frac{l_d - d}{F^2}, \quad G_{22} = 1 - 2\frac{l_d - d}{F}.$$

Диапазон устойчивости радиальных бетатронных колебаний определяется неравенством [4]

$$-1 \leq \cos \sigma_\rho = \frac{1}{2}(G_{11} + G_{22}) = 1 - 2\left(\frac{l_d - d}{F}\right)^2 \leq 1.$$

При использовании квадрупольных линз последовательность устройств фокусирующей системы для вертикальных колебаний будет такой:



Матрица  $[V]$  этой системы равна

$$[V] = [N] [-F] [N] [+F] = \begin{bmatrix} V_{11} & V_{12} \\ V_{21} & V_{22} \end{bmatrix},$$

где

$$[N] = \begin{bmatrix} \left(1 - \frac{l_d}{f_d}\right) & 2(l_d + d) \\ 0 & \left(1 - \frac{l_d}{f_d}\right) \end{bmatrix},$$

$$[V_{11}] = \left(1 - \frac{l_d}{f_d}\right)^2 - \left(2\frac{l_d + d}{F}\right)^2 - 2\left(1 - \frac{l_d}{f_d}\right)\frac{l_d + d}{F},$$

$$[V_{12}] = 4(l_d + d)\left[\left(1 - \frac{l_d}{f_d}\right) + \frac{l_d + d}{F}\right],$$

$$[V_{21}] = -\frac{2}{F^2}\left(1 - \frac{l_d}{f_d}\right)(l_d + d),$$

$$[V_{22}] = \left(1 - \frac{l_d}{f_d}\right)^2 + 2\left(1 - \frac{l_d}{f_d}\right)\frac{l_d + d}{F}.$$

Критерий устойчивости вертикальных бетатронных колебаний определяется неравенством

$$-1 \leq \cos \sigma_z = \frac{1}{2}(V_{11} + V_{22}) = \left(1 - \frac{l_d}{f_d}\right)^2 - 2\left(\frac{l_d + d}{F}\right)^2 \leq 1.$$

В этом случае сдвиг фазы бетатронных колебаний за период фокусирующей системы будет действительной величиной.

Поскольку в реальных условиях угол инжекции  $\alpha \ll 1$ , а  $\alpha/\sin \alpha \cong 1$ ,  $\cos \alpha \cong 1$ , параметры  $l_d$  и  $d$  согласно (1) и (2) составят

$$l_d = 2L_{\max} = \frac{2\alpha}{\sin \alpha} \frac{P}{P_0} x_0 \cong \frac{P}{P_0} l_0, \quad d = (l_0 - l_d) \cos \alpha \cong \left(1 - \frac{P}{P_0}\right) l_0.$$

Здесь  $l_0 = 2x_0$  — длина рабочей области отражающего диполя;  $P_0$  — импульс ускоренных частиц.

Критерии устойчивости бетатронных колебаний будут выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} -1 &\leq \cos \sigma_\rho = 1 - 2 \left( \frac{l_0}{F} \right)^2 \left( 2 \frac{P}{P_0} - 1 \right)^2 \leq 1, \\ -1 &\leq \cos \sigma_z = \left( 1 - \frac{2l_0}{f_d} \frac{P}{P_0} \right)^2 - 2 \left( \frac{l_0}{F} \right)^2 \leq 1. \end{aligned}$$

Здесь  $F$  — фокусное расстояние квадрупольных линз;  $f_d = R_m/2$  — параметр отражающего диполя;  $R_m$  — радиус траектории частицы в области  $y = y_m$ ,  $x = x_m$ ,  $L = L_{\max}$ .

Анализ критериев устойчивости показывает, что параметры фокусирующей системы  $2(l_0/F)^2$  должны быть ограничены по величине в таких пределах:

$$0 \leq 2 \left( \frac{l_0}{F} \right)^2 \leq \left( 1 - \frac{4l_0}{R_m} \frac{P}{P_0} \right)^2 + 1.$$

В конце процесса ускорения  $R_m = R_0$ ,  $P \approx P_0$ , а параметры фокусирующей системы ограничены пределами

$$0 \leq 2 \left( \frac{l_0}{F} \right)^2 \leq \left( 1 - \frac{4l_0}{R_0} \right)^2 + 1.$$

При низких энергиях инжекции, когда  $P_{\text{inj}}/P_0 \ll \delta \sim 0$ , а параметр отражающего диполя  $4l_0/R_m = 4l_0/R_{m,\text{inj}} < 1$ , фокусные расстояния линз должны удовлетворять неравенствам

$$0 \leq 2 \left( \frac{l_0}{F} \right)^2 \leq 2.$$

Радиус траектории частицы  $R_{m,\text{inj}}$  есть регулируемый параметр и определяется величиной индукции краевого поля отражающего диполя  $B_{\text{inj}}$ , в которое инжектируется частица, и величиной импульса инжектируемой частицы  $P_{\text{inj}}$ .

В ускорителях с высокой энергией ускоренных частиц, где длина отражающего диполя  $l_0$  много меньше равновесного радиуса частиц  $R_0$ , условие устойчивости бетатронных колебаний будет

$$0 \leq \frac{l_0}{F} \leq 1.$$

Это обстоятельство позволяет отказаться от предускорителей и бустеров при создании ускорителей на высокие энергии и использовать источники заряженных частиц с ускоряющим потенциалом, который дает возможность получить требуемую интенсивность пучка.

## ПРОДОЛЬНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ УСКОРЯЕМЫХ ЧАСТИЦ

Использование автофазировки при ускорении ионов с низкой начальной кинетической энергией порядка  $10^5$  эВ затруднено из-за очень большого диапазона частот обращения частиц в процессе ускорения. Сложность задачи может быть уменьшена, если

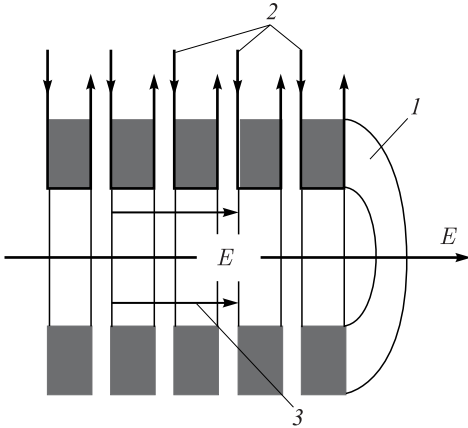


Рис. 8. Схема индукционной ускоряющей секции: 1 — ферромагнитные сердечники; 2 — витки возбуждения

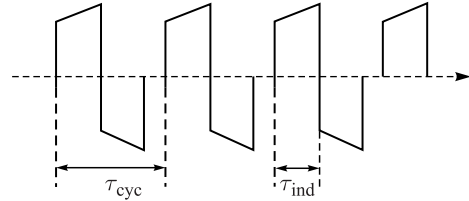


Рис. 9. Импульсы индукционной ускоряющей системы:  $\tau_{\text{сус}}$  — длительность цикла ускорения;  $\tau_{\text{инд}}$  — длительность индукционного импульса

использовать нерезонансные способы ускорения. Одним из примеров нерезонансного способа ускорения является способ, когда частицы ускоряются секциями индукционного ускорителя. Включение секций осуществляется только при подлете сгустка частиц к секции. Синхронизация ускоряемого пучка с ускоряющими секциями осуществляется с помощью датчиков времени пролета пучка.

Продольная устойчивость ускоряемых сгустков обеспечивается формой вершины индукционного ускоряющего импульса. Например, если вершина импульса имеет наклон, то передние частицы сгустка будут ускоряться медленнее, чем частицы в конце сгустка, что может обеспечить устойчивость продольных колебаний.

Схема индукционной ускоряющей секции приведена на рис. 8. Секция состоит из набора ферромагнитных сердечников 1, возбуждаемых витками 2. Существует несколько режимов работы индукционной секции в процессе ускорения частиц. В одном из режимов длительность индукционного импульса может оставаться постоянной в процессе ускорения  $\tau_{\text{инд}} = \text{const}$ . В другом, крайнем, длительность  $\tau_{\text{инд}}$  меняется в соответствии с изменением длительности цикла ускорения  $\tau_{\text{сус}}$ . В конце цикла ускорения длительность  $\tau_{\text{инд}}$  равна половине длительности цикла ускорения  $\tau_{\text{сус}}$ . Вторая половина цикла используется для перемагничивания ферромагнитных сердечников секции (рис. 9).

## 200-МэВ УСКОРИТЕЛЬ ПРОТОНОВ

Протонный ускоритель с энергией 200 МэВ и магнитной индукцией отражающего диполя  $B_0 \cong 1$  Тл (постоянные NdFeB-магниты) имеет радиус равновесной орбиты  $R_0 = 2,2$  м. Если для поворота равновесной орбиты на  $90^\circ$  используется шесть секций поворотного магнита, то длина отражающего диполя  $l_0$  должна быть равна  $l_0 = 0,13R_0 \cong 0,29$  м. Вертикальные и горизонтальные бетатронные колебания частиц будут устойчивы, если фокусное расстояние квадрупольных линз  $F$  и длина отражающего диполя будут находиться в соотношении

$$0 \leq \frac{l_0}{F} \leq 0,78.$$

Важно отметить, что это условие устойчивости выполняется и для частиц с очень низкой энергией, которая ограничена только зависимостью интенсивности пучка инжектируемых частиц от напряжения источника ионов.

Длительность одного цикла ускорения в поле  $B_0 = 1$  Тл при энергии частиц 200 МэВ составляет  $\tau_{\text{сус}} \approx 80$  нс, поэтому длительность индукционного ускоряющего импульса в конце процесса ускорения должна быть  $\tau_{\text{ind}} \approx 40$  нс. Суммарная длительность процесса ускорения при амплитуде ускоряющего импульса  $U_{\text{ind}} = 1$  кВ равна  $T = 2\pi P_0 R_0 / eU_{\text{ind}} \cong 30$  мс. Если в одном ступке ускоряется  $10^{10}$  частиц, то при частоте повторения циклов ускорения 10 Гц средняя интенсивность составит  $10^{11}$  с $^{-1}$ . При амплитуде индукционного импульса, равной 10 кВ, длительность процесса ускорения составит  $T = 3$  мс и при частоте посылок 100 Гц средняя интенсивность ускоренного пучка частиц будет равна  $10^{12}$  с $^{-1}$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье показана возможность синхротронного ускорения заряженных частиц на «почти постоянной» орбите в магнитном поле, которое не зависит от времени.

- «Почти постоянную» орбиту можно создать с помощью системы диполей, которые отражают ускоряемые частицы. Равенство углов падения и отражения частиц от диполей и независимость этих углов от энергии частиц позволяют отклонять частицы на заданный угол, который не зависит от энергии ускоряемых частиц. Последовательность таких систем отклонения позволяет формировать замкнутые орбиты.

- Используя краевые поля диполей для отражения частиц, можно существенно уменьшить нижний порог ускоряемых частиц.

- Использование градиентных фокусирующих диполей в системах отклонения и квадрупольных линз создает условия для устойчивости вертикальных и горизонтальных колебаний во всем диапазоне энергий ускоряемых частиц.

- Устойчивость продольных колебаний определяется формой вершины ускоряющих индукционных импульсов.

- Индукционный, нерезонансный, способ ускорения заряженных частиц позволяет синхронизовать ускоряемые ступки частиц с индукционными импульсами в широком диапазоне скоростей частиц.

Автор выражает благодарность С. И. Тютюнникову, начальнику отделения научно-методических исследований и инноваций Лаборатории физики высоких энергий ОИЯИ, за постановку задачи и поддержку в работе.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Долбилов Г. В. Способ циклического ускорения заряженных частиц. Патент ОИЯИ № 2451435.
2. Долбилов Г. В. Циклический ускоритель заряженных частиц. Патент ОИЯИ № 2477936.
3. Dolbilov G. V. The Induction Synchrotron with a Constant Magnetic Field // Proc. of the XXIV Russ. Part. Accel. Conf. "RuPAC 2014", Obninsk, Russia, 2014; <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/rupac2014/papers/wepsb29>.
4. Livingood J. Principle of Cyclic Particle Accelerators. Argonne National Laboratory, 1961.
5. Долбилов Г. В., Тютюнников С. И. Способ индукционного ускорения ионов. Патент ОИЯИ № 2420045.

Получено 6 апреля 2016 г.